

Combinaison de faisceaux mutuellement incohérents par amplification paramétrique optique

Benoit Tropheme

▶ **To cite this version:**

Benoit Tropheme. Combinaison de faisceaux mutuellement incohérents par amplification paramétrique optique. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY094 . tel-00864029

HAL Id: tel-00864029

https://theses.hal.science/tel-00864029

Submitted on 20 Sep 2013

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique appliquée**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Benoît Trophème

Thèse dirigée par **Benoît Boulanger**
et codirigée par **Gabriel Mennerat**

préparée au sein **du CEA/CESTA du Barp et de l'Institut Néel de Grenoble**
et de **l'école doctorale de physique**

Combinaison de faisceaux mutuellement incohérents par amplification paramétrique optique

Thèse soutenue publiquement le **10 décembre 2012**,
devant le jury composé de :

Dr. Michel Lefebvre

Directeur de Recherche, ONERA, Châtillon, Rapporteur

Prof. Eric Lantz

Professeur, Université de Franche Comté, Rapporteur

Prof. Jean-Paul Salvestrini

Professeur, Université de Lorraine et Supélec, Examinateur

Dr. Yannick Petit

Maitre de Conférences, Université de Bordeaux, Examinateur

Prof. Benoît Boulanger

Professeur, Université de Grenoble, Directeur de thèse

Dr. Gabriel Mennerat

Ingénieur au CEA Saclay, Gif sur Yvette, Co-Directeur de thèse

Table des matières

1 Introduction générale **6**
1.1 Lasers de haute énergie 7
1.1.1 Description et objectifs des grandes installations lasers 7
1.1.2 Limitations 7
1.1.3 Solutions pour augmenter la cadence 8
1.2 Combinaisons cohérentes de faisceaux 9
1.2.1 Principes 9
1.2.2 Différentes techniques utilisées 10
1.3 Combinaison par OPA à pompes multiples 11
1.3.1 Les pionniers 11
1.3.2 Vers les lasers femtosecondes 13
1.4 Objectif du travail 14

2 Eléments théoriques d'optique cristalline linéaire et non linéaire **15**
2.1 Polarisation et propagation en régime linéaire 15
2.1.1 Polarisation linéaire 15
2.1.2 Propagation linéaire dans un milieu diélectrique 18
2.2 Polarisation non linéaire 23
2.2.1 Origine de la polarisation non linéaire 23
2.2.2 Polarisation non linéaire quadratique 23
2.3 Propagation non linéaire et couplage des ondes dans un milieu diélectrique 26
2.3.1 Equation de propagation non linéaire 26
2.3.2 Equations aux amplitudes couplées 26

2.4 Accord de phase et configurations de polarisation associée . . . 28
2.5 L'amplification paramétrique optique 30
2.5.1 L'OPA : un processus paramétrique 30
2.5.2 Gain dans un OPA 31

3 Tolérances et lieux d'accord de phase d'un OPA non colinéaire mono-pompe 33
3.1 Introduction 33
3.1.1 Motivation de l'étude 33
3.1.2 Acceptance angulaire pour un OPA 35
3.2 Etude préliminaire et calculs 37
3.2.1 Définition des repères utiles 37
3.2.2 Direction des ondes 39
3.2.3 Equations et mode opératoire du calcul 40
3.3 Description de l'expérience 43
3.3.1 Mise en forme des pompes 46
3.3.2 Le signal issu de l'OPO 48
3.3.3 L'étage d'amplification 50
3.4 Comparaisons des résultats expérimentaux et des calculs . . . 53
3.4.1 BBO 53
3.4.2 LBO 58
3.4.3 Comparaison entre le BBO et le LBO 64
3.5 Conclusion 65

4 Etude des propriétés spectrales et spatiales du signal amplifié par un OPA multi-pompes 66
4.1 Introduction 66
4.2 Etat de l'art et positionnement de la problématique 67
4.2.1 Recombinaisons en cascade 67
4.2.2 Comment s'affranchir de ces recombinaisons ? 69
4.2.3 Cas de deux pompes mutuellement incohérentes 72
4.2.4 Conclusion 72
4.3 Le Fabry-Perot 73
4.3.1 Description générale 73

4.3.2 Les différentes caractéristiques d'un Fabry Perot 75
4.3.3 Utilisation d'un Fabry-Perot en mode spectrographe . . 77
4.4 Expérience mise en place 79
4.4.1 Les faisceaux pompes 82
4.4.2 Diagnostic spectral des pompes 82
4.4.3 Faisceau signal 84
4.4.4 Description du diagnostic spatio-spectral 85
4.4.5 Etage d'amplification 87
4.5 Présentation et analyses des résultats 88
4.5.1 Directions d'accord de phase pour les deux pompes . . 88
4.5.2 Mode opératoire 89
4.5.3 Deux pompes colinéaires entre elles 90
4.5.4 Deux pompes non colinéaires entre elles 92
4.5.5 Conclusion 94
4.6 Propositions d'architectures expérimentales 94
4.6.1 OPA multi-pompes en régime nanoseconde 95
4.6.2 OPA multi-pompes en régime femtoseconde 95
4.7 Conclusion du chapitre 97

5 Réalisation et étude d'un OPA à 5 pompes simultanées 98
5.1 Introduction - Motivation - Etat de l'art 99
5.1.1 Etat de l'art 99
5.2 Présentation de l'expérience 100
5.2.1 Les 5 pompes 102
5.2.2 Le signal 103
5.2.3 Etage d'amplification 104
5.2.4 Synchronisation des impulsions 106
5.3 Résultats et analyses 107
5.3.1 Evolution du gain et du rendement d'amplification paramétrique 107
5.3.2 Meilleures performances 107
5.3.3 Conclusion 110
5.4 Effet des réseaux d'interférences sur le champ proche du signal amplifié 110

5.4.1 Observations expérimentales 110
5.4.2 Etat de l'art 112
5.5 Etude d'un cas simple : 2 pompes monochromatiques issues du même oscillateur 114
5.5.1 Expression du champ pompe global 114
5.5.2 Influence de la diffraction et équations couplées 116
5.5.3 Résolution des équations couplées dans un cas simple . 117
5.6 Couplages spatio-temporels entre pompe et signal dans un OPA 123
5.6.1 Expression du champ de pompe global pour deux pompes mutuellement incohérentes 123
5.6.2 Analyse du terme de couplage pour une propagation très courte 124
5.6.3 Conclusion 125

6 Conclusion générale **127**

Annexe **133**
B. Trophème, B. Boulanger, and G. Mennerat - Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification - Optics Express, 2012, accepted 133

Chapitre 1

Introduction générale

Depuis sa première réalisation en 1960 par Maiman et al. [1], les domaines d'applications du laser n'ont cessé de se développer. A l'origine sans objectif précis, cette découverte a mis très peu de temps à s'imposer dans les laboratoires de recherche puis à tous les niveaux de la société. De nos jours les lasers ont de très nombreux domaines d'applications. Les plus petits et moins énergétiques intègrent de nombreux produits de grandes consommations, comme les lecteurs Blu-Ray, les pointeurs laser , etc. ... D'autres, de plus grandes dimensions et plus puissants, délivrent des impulsions permettant par exemple de découper des matériaux, ou même, de remplacer le scalpel de certains chirurgiens. Enfin, certains ont la taille d'immenses bâtiments et ont comme objectif d'atteindre des énergies lumineuses extrèmes. Deux exemples fameux de ces grandes installations lasers sont le NIF (National Ignition Facility) aux USA, en fonctionnement depuis 2009, et le LMJ (Laser MégaJoule CEA/CESTA) en France, dont la mise en route est prévue en 2014. Ces deux lasers sont composés de plusieurs dizaines de faisceaux lasers, chacun de plusieurs kilojoules, pour au total atteindre une énergie lumineuse cumulée dépassant le mégajoule. Mes travaux de thèse se sont déroulés au Département des Lasers de Puissance du CEA, chargé de la conception et de la mise en oeuvre du LMJ.

1.1 Lasers de haute énergie

1.1.1 Description et objectifs des grandes installations lasers

Les deux grands lasers que nous venons de citer sont l'aboutissement d'une série d'installations aux énergies toujours plus importantes qui se sont succédées depuis les débuts du laser. En France, au Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA), nous pouvons citer les lasers Octal et Phebus qui délivraient dès les années 1980 des impulsions de quelques nanosecondes dépassant le kilojoule. Ensuite, le CEA a réalisé la LIL (ligne d'intégration laser), prototype du LMJ en fonctionnement depuis 2003, qui est le plus puissant laser européen avec des impulsions atteignant 30 kJ à la longueur d'onde de 351 nm. Le LMJ et le NIF sont les deux premières installations de la classe mégajoule. La Chine a pour objectif de se doter de ce type d'installation à l'horizon 2020. L'objectif premier de ces grands lasers est de réaliser la fusion d'une cible de deutérium-tritium, et ainsi reproduire en laboratoire les conditions d'une explosion thermo-nucléaire. Le gain énergétique d'une cible étant prévu pour être supérieur à 1, il serait alors envisageable d'utiliser cette technique comme nouvelle source de production d'énergie.

1.1.2 Limitations

Ces grandes installations sont sur le même type d'architecture d'amplification. Le faisceau laser traverse successivement des sections amplificatrices de plus en plus larges, gagnant de l'énergie étage par étage. Les milieux amplificateurs doivent donc stocker de l'énergie et la transférer au passage du faisceau. L'énergie qui n'est pas transférée est convertie en chaleur qui ne sera évacuée que par les surfaces externes du milieu laser. Le gradient de température qui s'impose alors dans le milieu modifie ses propriétés, en générant notamment une lentille thermique. Un faisceau traversant un tel milieu risque alors de voir sa trajectoire et ses caractéristiques spatiales modifiées, entraînant alors un risque d'endommagement du reste de l'installation laser. Pour éviter ces problèmes, il est nécessaire d'attendre la disparition des

effets thermiques avant d'injecter un nouveau faisceau dans la chaîne amplificatrice. La cadence des tirs est donc limitée : pour le NIF ou le LMJ, elle ne dépasse pas quelques tirs par jour. Or, dans l'optique d'utiliser le laser comme générateur d'énergie par fusion, il serait nécessaire d'obtenir des cadences de tirs lasers de 10 à 20 Hz. De telles cadences sont aussi requises pour pouvoir utiliser le laser pour d'autres applications comme la génération de faisceau de protons. De nombreux axes de recherches ont ainsi été développés pour proposer des architectures d'amplification alternatives permettant d'atteindre ces cadences.

1.1.3 Solutions pour augmenter la cadence

Une des voies d'amélioration est d'optimiser le refroidissement des milieux amplificateurs lasers. La technique prometteuse qui consiste à utiliser une série de plaques amplificatrices très fines, augmentant ainsi fortement la surface d'échange avec le système de refroidissement, arrive aujourd'hui à maturité. C'est cette technologie qui a été retenue pour le projet CILEX-Apollon sur le plateau de Saclay, dont l'objectif est de délivrer des impulsions de 15 fs, d'énergie 300 J à une cadence de 0,07 Hz. CILEX-Apollon est le prototype des installations ELI-Beamlines et ELI-NP respectivement en République-Tchèque et en Roumanie.

Une autre solution est d'utiliser une technique d'amplification où le transfert d'énergie est effectué directement au faisceau à amplifier, et donc sans stockage d'énergie. En utilisant la réponse non linéaire de certains matériaux, l'amplification paramétrique optique (OPA) permet de réaliser ce transfert d'énergie instantanément d'un faisceau laser vers un autre. Dans sa configuration standard, une OPA correspond à l'amplification d'un faisceau laser de faible énergie, appelé le signal, par un faisceau de forte énergie, appelé la pompe. Il a ensuite été proposé des architectures plus complexes permettant d'accéder à des gains d'amplification plus forts en tirant profit de plusieurs faisceaux pompe allant concourir à l'amplication d'un même faisceau signal. Cette technique du multi-pompage est présentée sur la figure 1.1.

En plus de permettre d'atteindre de hautes cadences et de hautes énergies, la mise en parallèle des systèmes amplificateurs rendrait la mainte-

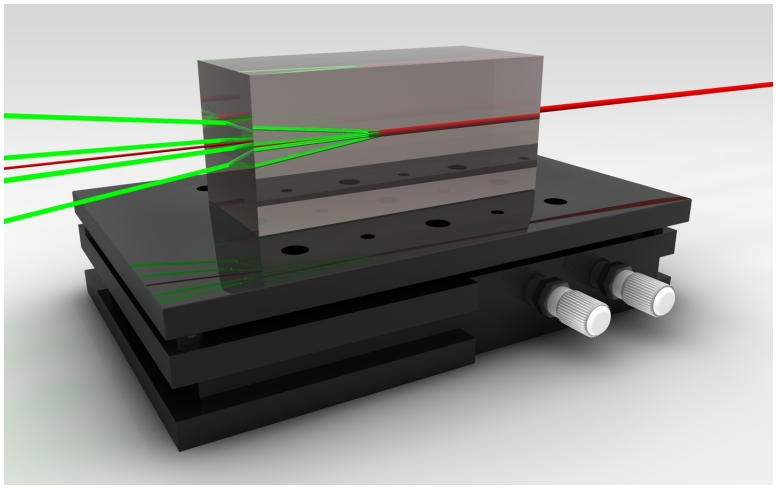


FIGURE 1.1 – Principe d'un amplificateur paramétrique optique multi-pompes. L'énergie de plusieurs faisceaux pompes (en vert) est transférée simultanément vers un unique faisceau signal (en rouge).

nance moins contraignante en évitant certains arrêts complets de l'installation. Cette technique appartient à la thématique de combinaison cohérente de faisceaux, domaine de recherche en plein essor, qui est le cadre de ce travail de thèse.

1.2 Combinaisons cohérentes de faisceaux

1.2.1 Principes

La combinaison cohérente de faisceaux, dont l'acronyme utilisé est CBC (de l'anglais Coherent Beam Combining), consiste à regrouper de multiples faisceaux d'énergie modérée en un seul faisceau allant conserver les caractéristiques d'un unique faisceau laser en terme de qualité spatiale et de brillance. Cette technique apparaît séduisante pour augmenter l'énergie d'un faisceau laser, tout en évitant les principaux problèmes liés aux effets thermo-optiques dans les matériaux lasers.

Les deux fonctions principales (cf Fig. 1.2) communes à toutes les techniques de combinaison cohérente sont :

– la synchronisation des phases φ_{L_j} de chaque laser ;

– la « fusion » spatiale des différents faisceaux.

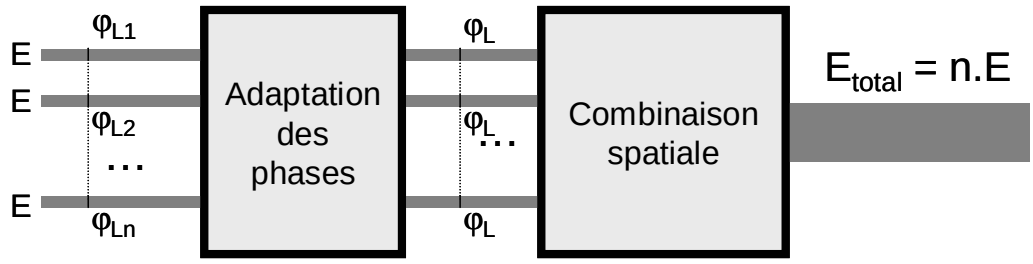


FIGURE 1.2 – Schéma fonctionnel de la combinaison cohérente de n faisceaux lasers d'amplitude E et de phase d'origine φ_{L_n}.

1.2.2 Différentes techniques utilisées

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser ces deux opérations [2]. La plus délicate est celle de l'adaptation des phases, qui doit être faite à mieux que $\lambda/10$ [2].

Pour s'assurer de l'accord des différentes phases, la technique la plus directe est de séparer en plusieurs voies le faisceau issu d'un unique oscillateur de faible énergie et d'amplifier chaque voie indépendamment l'une de l'autre avant la recombinaison. Cette méthode fut utilisée récemment pour réaliser les premières combinaisons cohérentes de faisceaux dans le régime femtoseconde [3, 4]. Malheureusement, l'amplification indépendante de chaque sous-faisceau, notamment lors de l'utilisation d'amplificateurs fibrés, peut entraîner des perturbations sur la phase, et il est alors nécessaire de mettre en place des dispositifs permettant de contrôler et adapter la phase de chaque voie. Récemment a été proposé une technique tout optique permettant de synchroniser les phases, en plaçant les sections amplificatrices dans un interféromètre de Sagnac [5]. Avec deux impulsions de 250 fs, ils ont atteint une efficacité de combinaison de 96%.

La synchronisation automatique des phases est une des propriétés des techniques utilisant les réponses non linéaires des matériaux, comme la diffusion Raman ou Brillouin [6], pour combiner des faisceaux. Ces effets ont été largement utilisés dès les années 1980, notamment pour tenter de réaliser la combinaison de faisceaux issus de matrices de diodes [7]. L'autre effet non

linéaire, celui qui nous intéresse dans ce travail, est l'amplification paramétrique optique dans la configuration multi-pompes, qui est encore très peu utilisée.

1.3 Combinaison par OPA à pompes multiples

A l'aide d'une présentation des différents travaux autour des OPA multi-pompes, voyons pourquoi nous pouvons espérer utiliser cette technique pour combiner des faisceaux.

1.3.1 Les pionniers

La première expérience d'OPA à multiples pompes a été publiée en 1998 [8]. Ces auteurs ont séparé un faisceau picoseconde en quatre sous-faisceaux. Trois faisceaux ont été doublés en fréquence pour servir de pompes au reste du faisceau fondamental. La figure 1.3, tirée de l'article en question, présente la configuration expérimentale utilisée.

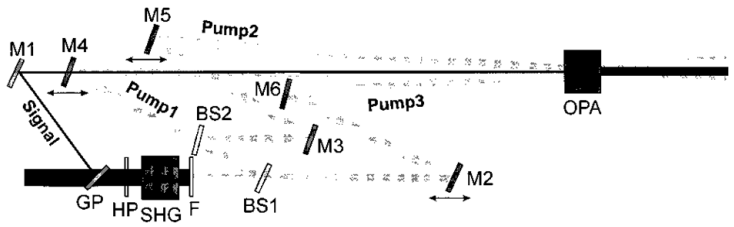


FIGURE 1.3 – Configuration expérimentale de la première expérience d'amplification paramétrique optique à pompes multiples [8].

Ils ont atteint des rendements exceptionnels, avec près de 40% de transfert de l'énergie des trois pompes vers le signal.

Cette équipe a ensuite publié de nombreux articles autour de cette technique, avec notamment la première expérience d'OPA avec deux pompes mutuellement incohérentes [9]. Ils sont parvenus à amplifier à l'aide d'une pompe à 680 nm et d'une autre à 527 nm, un signal à 1055 nm de 200 nJ à 84 μJ. La configuration de leur OPA et des différents faisceaux en interaction est reprise dans la figure 1.4.a.

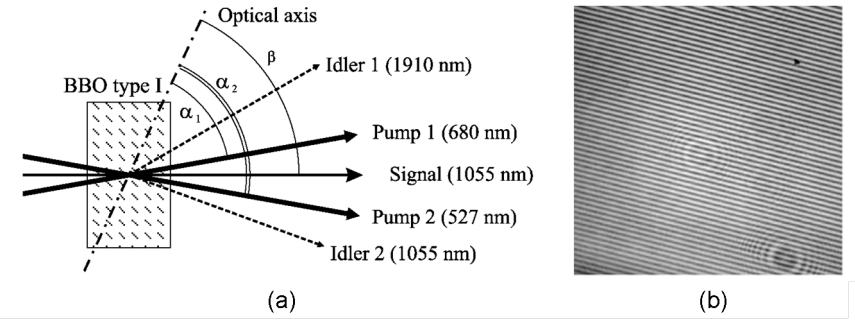


FIGURE 1.4 – (a) Configuration expérimentale de la première expérience d'amplification paramétrique optique à pompes multiples [9]. (b) Franges d'interférences entre le signal amplifié et un prélèvement référence non-amplifié.

Cet article fondateur a ouvert la voie à la possibilité d'utiliser la technique d'OPA multi-pompes pour réaliser la combinaison cohérente de faisceaux. Les deux lasers, complétement indépendants, ont amplifié un faisceau qui a pu conserver ses propriétés de cohérence initiales, preuve en est les interférences obtenues entre le signal amplifié et un prélèvement référence avant amplification (cf Fig. 1.4.b). Ce résultat remarquable n'est possible que parce que l'incohérence entre les deux lasers de pompe est « évacuée » grâce à la génération de deux ondes complémentaires, appelées Idler 1 et Idler 2 (le mot anglais « idler » signifiant « complémentaire »). C'est un phénomène propre à l'amplification paramétrique optique. Une autre démonstration expérimentale de combinaison cohérente de faisceaux par OPA a été réalisée à l'aide d'une lame de phase permettant la séparation de la pompe en de multiples sous-faisceaux, déphasés de π (cf Fig. 1.5.a) [10]. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.5, ces auteurs ont démontré que tous ces déphasages se retrouvaient sur l'onde complémentaire générée pendant l'amplification (cf Fig. 1.5.b), tandis que le signal conserve, quant à lui, de très bonnes qualités spatiales (cf Fig. 1.5.c). Dans ces configurations, l'amplification paramétrique optique semble réaliser efficacement l'adaptation des phases.

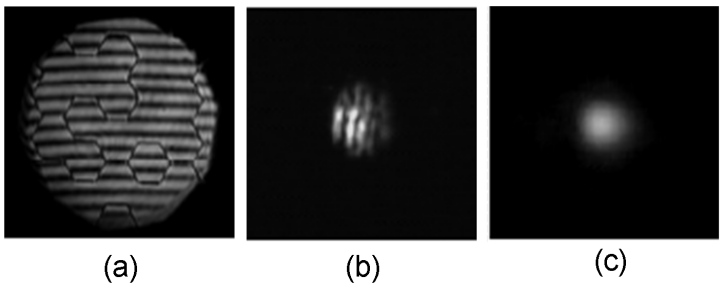


FIGURE 1.5 – Résultats de l'expérience de Kurita et al. [10]. (a) Interférogramme de la pompe. (b) Champ lointain de l'idler. (c) Champ lointain du signal.

La dernière performance publiée est la réalisation d'un OPA pompé simultanément par trois faisceaux issus d'amplificateurs fibrés [11]. L'énergie de ces lasers étant limitée par les effets non linéaires au sein de la fibre, cette expérience valide les espoirs de se servir des OPA multi-pompes pour augmenter l'énergie délivrée par des dispositifs fibrés.

1.3.2 Vers les lasers femtosecondes

Un autre avantage de l'OPA est la possibilité d'amplifier un signal sur une large bande spectrale de gain. Elle permet donc d'amplifier des impulsions ultra-courtes. A forte énergie, pour limiter l'intensité crête de ces impulsions en cours d'amplification et ainsi les effets non linéaires indésirables, l'impulsion à amplifier est généralement étirée, aboutisant à la technique appelée OPCPA, pour Optical Parametric Chirped Pulse Amplification, démontrée en 1992 [12]. Elle est maintenant largement répandue pour l'amplification d'impulsions ultra-courtes. En 2002, cette équipe a proposé d'adapter l'idée du multi-pompage pour élargir encore plus la bande de gain des OPCPA avec une architecture d'amplification à deux pompes, où chaque pompe amplifie une partie différente du spectre [13]. Ils sont parvenus à amplifier un signal sur une plage de longueur d'onde de près de 30 nm, alors qu'une seule pompe ne leur permettait l'amplification que sur moins de 15 nm. Cette technique a été utilisée par une autre équipe [14] : en optimisant l'orientation du cristal non linéaire et des deux pompes par rapport au signal, il a été possible d'améliorer la bande spectrale de gain pour passer d'un signal de 8,5 fs avec

une seule pompe, à un signal de 6,7 fs en combinant la deuxième pompe.

1.4 Objectif du travail

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier certains aspects de cette technique prometteuse qu'est l'OPA à multiples pompes. Le chapitre 2 donne une présentation des notions théoriques de bases en optique non linéaire permettant de comprendre le phénomène de couplage à trois ondes et plus particulièrement l'amplification paramétrique optique.

Le chapitre 3 décrit les études numériques et expérimentales qui nous ont permis de déterminer les directions possibles des pompes par rapport au signal, permettant de réaliser le transfert d'énergie, ainsi que les tolérances angulaires associées. Ce travail a été mené avec une configuration où une seule pompe est utilisée. Deux types de cristaux non linéaires ont été utilisés : le BBO, qui est un cristal uniaxe, et le LBO, qui est un cristal biaxe.

Le chapitre 4 est dédié à l'étude des effets parasites qui avaient été mis en évidence par les pionniers de l'OPA multi-pompes. Après avoir présenté les phénomènes observés par cette équipe pour des OPA pompés par des faisceaux cohérents entre eux, nous prolongeons leur explication aux cas de pompes mutuellement incohérentes. Nous détaillons ensuite notre expérience d'OPA, où un signal à 725 nm est amplifié par deux pompes à 532 nm issues d'oscillateurs différents afin de valider l'explication du phénomène parasite.

Le chapitre 5 présente ce qui est, à notre connaissance, la première expérience d'OPA à 5 pompes mutuellement incohérentes. Nous exposons les choix expérimentaux clés concernant l'énergie, la mise en forme et l'orientation des différents faisceaux ayant permis de réaliser cet OPA, ainsi que les meilleurs rendements de transfert énergétique jamais atteints. Nous terminons ce chapitre par une modélisation originale de l'OPA à multiples pompes permettant d'interpréter les effets des réseaux générés par les interactions entre différentes pompes.

Le manuscrit se termine par une annexe où se trouve une publication acceptée qui est issue de ce travail de thèse : B. Trophème, B. Boulanger, and G. Mennerat - Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification - Optics Express, 2012, accepted.

Chapitre 2

Eléments théoriques d'optique cristalline linéaire et non linéaire

Cette partie s'intéresse à l'interaction entre plusieurs ondes lumineuses se propageant dans un milieu diélectrique homogène. L'onde lumineuse est constituée d'un champ électrique $\mathbf{E}$ $[V.m^{-1}]$ associé à un champ magnétique $\mathbf{H}$ $[A.m^{-1}]$. Lorsque ces champs sont très intenses, il est possible de générer des ondes à des fréquences différentes de celles des ondes incidentes, et de transférer de l'énergie entre les ondes. Il s'agit d'un régime de couplage fort entre la lumière et les électrons de valence de la matière, ce qui constitue le domaine de l'optique non linéaire dont les bases sont données dans ce chapitre.

2.1 Polarisation et propagation en régime linéaire

2.1.1 Polarisation linéaire

L'application d'un champ électrique aux fréquences optiques dans un cristal anisotrope va perturber le nuage des électrons de valence par la force de Coulomb et ainsi induire un moment dipolaire, d'où la création d'une pola-

risation électronique. Dans le cas où la force du champ électrique reste faible ($\mathbf{E} < 10^5\ V.m^{-1}$) par rapport aux champs électriques des électrons de valence (10^{10} à $10^{11}\ V.m^{-1}$), la polarisation électronique est reliée linéairement au champ électrique par la relation suivante :

$$\mathbf{P_L}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \tag{2.1}$$

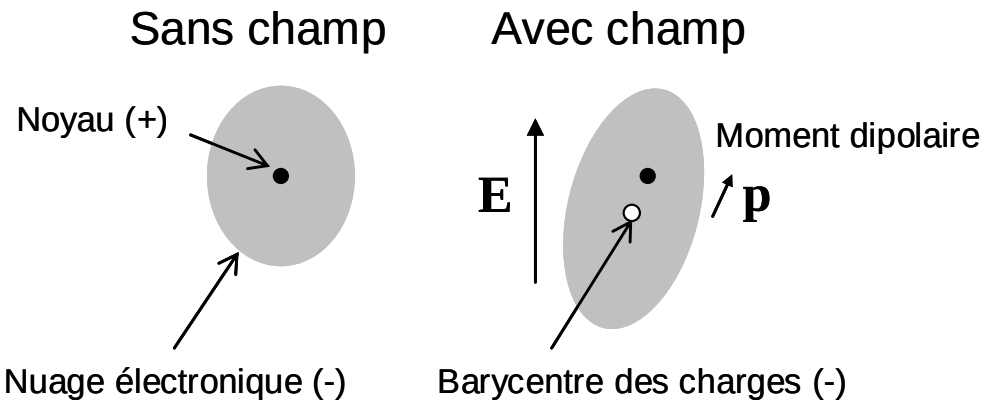


FIGURE 2.1 – Effet d'un champ électrique sur un atome et son nuage électronique : génération d'un moment dipolaire $\mathbf{P} = Z.e.\mathbf{d}$ où $\mathbf{d}$ est le vecteur distance entre les barycentres des charges positives et négatives, Z le numéro atomique et e la charge d'un électron. Le nuage électronique subissant l'influence des atomes voisins, sa déformation n'est pas nécessairement dans la direction du champ électrique $\mathbf{E}$.

Le tenseur $\chi^{(1)}$ associant la polarisation au champ électrique est la *susceptibilité électrique linéaire*. La constante ϵ_0 est la *permittivité diélectrique du vide* qui vaut $8,85.10^{12}$ F/m. Il existe toujours un repère optique (O, x, y, z) diagonalisant $\chi^{(1)}$ de sorte que sa matrice représentative s'écrit :

$$\chi^{(1)} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

Ainsi le *déplacement électrique* $\mathbf{D}$ s'écrit :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P_L} = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)}) \mathbf{E} \tag{2.3}$$

Cela permet d'introduire ϵ_r qui est la *permittivité diélectrique relative*, soit :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} \tag{2.4}$$

L'indice de réfraction n du milieu diélectrique est alors défini par la relation :

$$n = \sqrt{\epsilon_r} = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \tag{2.5}$$

Le milieu diélectrique est alors caractérisé par ses trois indices de réfraction principaux : $n_x = \sqrt{1 + \chi_{xx}}$, $n_y = \sqrt{1 + \chi_{yy}}$ et $n_z = \sqrt{1 + \chi_{zz}}$

Dans le cas des milieux isotropes, les trois indices principaux sont égaux. Les milieux anistropes sont subdivisés en deux catégories : les milieux uniaxes, pour lesquels $n_x = n_y \neq n_z$; et les milieux biaxes, où $n_x \neq n_y \neq n_z$, ce qui sera détaillé dans la section suivante.

Dans les milieux anisotropes, le champ électrique et la direction de la déformation du nuage électronique peuvent ne pas être parallèles. Cela se traduit directement par un écart angulaire ρ entre $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$, qui est appelé l'angle de *double-réfraction*. Cet angle correspond aussi à l'écart angulaire entre la direction de propagation de l'énergie associée à l'onde, définie par le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi} = \mu_0 \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$, et la direction de propagation de l'onde elle-même, $\mathbf{k}$ orienté selon $\mathbf{D} \wedge \mathbf{B}$ (cf Fig. 2.2). Par ailleurs, les indices de réfraction dépendent de la fréquence du champ. Les modèles permettant d'approcher au mieux les lois de dispersion sont basés sur des équations de type Sellmeier [15]. Il est à noter que l'ensemble de notre étude est réalisée dans une condition de dispersion normale, c'est à dire $\frac{\partial n}{\partial \nu} > 0$. De plus, il peut y avoir une dépendance avec la température, ce qui correspond à l'effet thermo-optique [16].

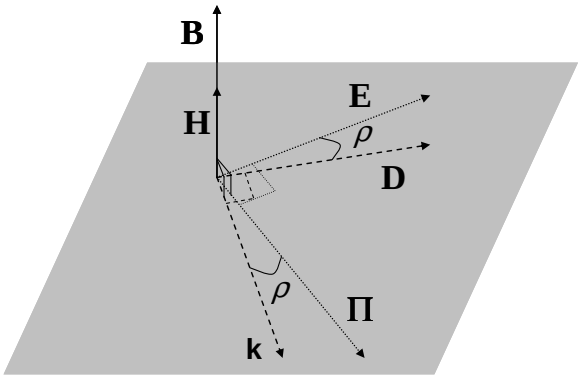


FIGURE 2.2 – Configuration vectorielle d'une onde électromagnétique se propageant dans un milieu anisotrope non magnétique. **E** est le champ électrique, **D** le déplacement électrique, **H** le champ magnétique, **B** l'induction magnétique, **k** le vecteur d'onde, ρ l'angle de double réfraction et **Π** le vecteur de Poynting défini par $\mathbf{\Pi} = \mu_0 \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$ [17].

2.1.2 Propagation linéaire dans un milieu diélectrique

L'évolution des ondes électromagnétique est décrite par les équations de Maxwell. Dans le cas d'un milieu diélectrique sans courant, sans charge et non magnétique, ces équations s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathbf{rot}(\mathbf{E}) &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \mathbf{rot}(\mathbf{H}) &= \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ div(\mathbf{B}) &= 0 \\ div(\mathbf{D}) &= 0 \end{aligned} \tag{2.6}$$

A partir de ces relations, il est possible de déterminer l'équation de propagation 2.7 de l'onde en régime linéaire, soit compte tenu de l'équation 2.4 :

$$\mathbf{rot\ rot}\ \mathbf{E} + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \tag{2.7}$$

L'onde plane est une solution possible de l'équation 2.7 :

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) = E_j(\mathbf{r}, t) exp[i(\mathbf{k}.\mathbf{r} - \omega_j.t)].\mathbf{e}_j \tag{2.8}$$

où $\mathbf{k}_j$ est le vecteur d'onde de l'onde j de vecteur unitaire $\mathbf{u}_j$, tel que $\mathbf{k}_j = \frac{\omega_j n}{c}\mathbf{u}_j$; $\mathbf{e}_j$ est le vecteur unitaire du champ électrique de la lumière de direction $\mathbf{E}_j$ tel que $\mathbf{e}_j = \frac{\mathbf{E_j}}{\|\mathbf{E_j}\|}$ avec E_j l'amplitude complexe du champ. Dans le cas général où la lumière est une superposition de plusieurs ondes de pulsations différentes ω_j, le champ électrique total correspondant peut s'écrire comme la somme de tous les champs électriques relatifs aux différentes ondes j, soit :

$$E(\mathbf{r},t) = \sum_j E_j(\mathbf{r},t) exp[i(\mathbf{k}.\mathbf{r} - \omega_j.t)] \tag{2.9}$$

Dans un milieu anisotrope, l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation de l'onde ainsi que de celle du champ électrique associé. Nous allons considérer une onde de vecteur d'onde **k** dont les angles de coordonnées sphériques (θ,φ) sont exprimés dans le repère diélectrique (cf Fig. 2.3).

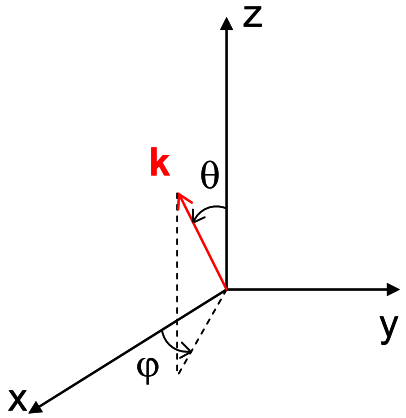


FIGURE 2.3 – La direction du vecteur d'onde **k** est repérée par ses angles de coordonnées sphériques (θ, φ) dans le repère diélectrique (x,y,z)

Il est possible à partir de l'équation de propagation 2.7 projetée sur les trois axes du repère diélectrique d'établir la relation de Fresnel (équation 2.10) :

$$\frac{\sin^2\theta\cos^2\varphi}{n^{-2} - n_x^{-2}} + \frac{\sin^2\theta\sin^2\varphi}{n^{-2} - n_y^{-2}} + \frac{\cos^2\theta}{n^{-2} - n_z^{-2}} = 0 \tag{2.10}$$

Cette relation admet deux solutions $n^+(\theta,\varphi)$ et $n^-(\theta,\varphi)$, avec $n^+ \geq n^-$,

qui sont les distributions angulaires de l'indice de réfraction. Ces deux solutions ont pour expression [18] :

$$n^{\pm}(\theta,\varphi) = \sqrt{\frac{2}{\alpha \mp \sqrt{\alpha^2 - 4\beta}}} \tag{2.11}$$

Où :

$$\begin{aligned} \alpha &= \sin^2\theta\cos^2\varphi(n_y^{-2} + n_z^{-2}) + \sin^2\theta\sin^2\varphi(n_x^{-2} + n_z^{-2}) + \cos^2\theta(n_x^{-2} + n_y^{-2}) \\ \beta &= \sin^2\theta\cos^2\varphi.n_y^{-2}n_z^{-2} + \sin^2\theta\sin^2\varphi.n_x^{-2}n_z^{-2} + \cos^2\theta.n_x^{-2}n_y^{-2} \end{aligned} \tag{2.12}$$

$n^+(\theta,\varphi)$ et $n^-(\theta,\varphi)$ sont les deux indices de réfraction possibles dans la direction (θ,φ) associés aux états de polarisations $(+)$ et $(-)$ qui sont aussi appelés les « lignes neutres » de la direction de propagation considérée. La quantité $n^+(\theta,\varphi)$ - $n^-(\theta,\varphi)$ représente la biréfringence de la direction considérée. Pour une direction de polarisation quelconque, l'onde se décompose en deux ondes de polarisations $(+)$ et $(-)$ d'indices n^+ et n^-.

La représentation tridimensionnelle de $n^{\pm}(\theta,\varphi)$ est appelée la « surface des indices ». Elle est représentée sur la figure suivante dans le cas des cristaux uniaxes, où l'indice ordinaire n_o est défini par $n_o = n_x = n_y$, et l'indice extraordinaire n_e par $n_e = n_z$. Le cristal uniaxe considéré est de signe optique positif si $n_e > n_o$, et de signe négatif si $n_e < n_o$. Du fait de l'égalité $n_x = n_y$, la *surface des indices* possède une symétrie de révolution autour de l'axe z (Fig. 2.4).

La connaissance de la distribution angulaire de l'indice de réfraction permet de calculer l'angle de double réfraction évoqué dans la partie 2.1.1, soit dans le cas d'un cristal uniaxe [18] :

$$\rho(\theta) = \arccos\left\{\left[\frac{\cos^2\theta}{n_o^2(\omega)} - \frac{\sin^2\theta}{n_e^2(\omega)}\right]\left[\frac{\cos^2\theta}{n_o^4(\omega)} - \frac{\sin^2\theta}{n_e^4(\omega)}\right]^{-1/2}\right\} \tag{2.13}$$

L'angle de double réfraction est nul dans le plan xy du cristal, et hors de ce plan, il est d'autant plus grand que la biréfringence est élevée.

Un des deux cristaux considérés dans le cadre de la thèse est un uni-

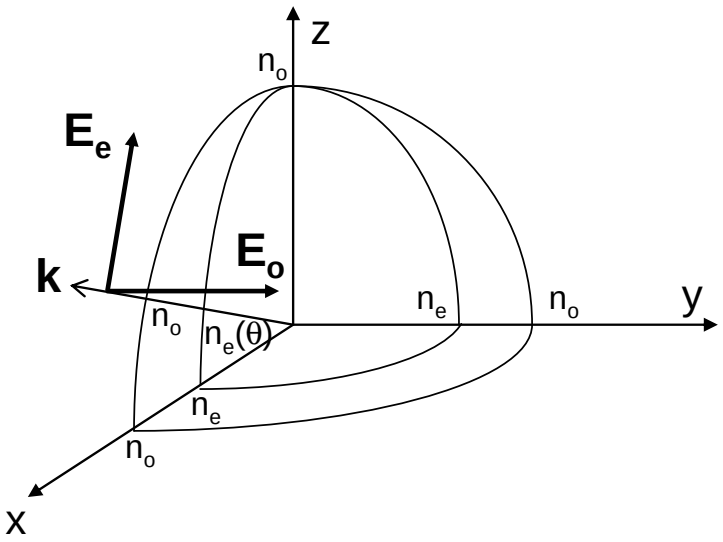


FIGURE 2.4 – Surface des indices d'un cristal uniaxe négatif. Une onde se propageant dans la direction **k** « voit » l'indice de réfraction ordinaire n_o lorsque la direction de polarisation est contenue dans le plan xy, et l'indice de réfraction extraordinaire $n_e(\theta)$ lorsque la direction de polarisation est dans le plan contenant l'axe 0z.

axe négatif. Il s'agit du β-Barium Borate (BBO) [19], dont les équations de Sellmeier [20] sont les suivantes 2.14 :

$$\begin{aligned} n_o^2 &= 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \\ n_e^2 &= 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2 \end{aligned} \tag{2.14}$$

Dans le cas des cristaux biaxes, la relation d'ordre usuelle est $n_x < n_y < n_z$. La *surface des indices* correspondante est décrite ci-après :

L'angle de double réfraction associé à une direction de propagation quelconque dans un cristal biaxe est [21] :

$$\rho_{uv}(\alpha) = \arccos\left\{\left[\sin^2\alpha + \left(\frac{n_u}{n_v}\right)^2\cos^2\alpha\right]\left[\sin^2\alpha + \left(\frac{n_u}{n_v}\right)^4\cos^2\alpha\right]^{-1/2}\right\} \tag{2.15}$$

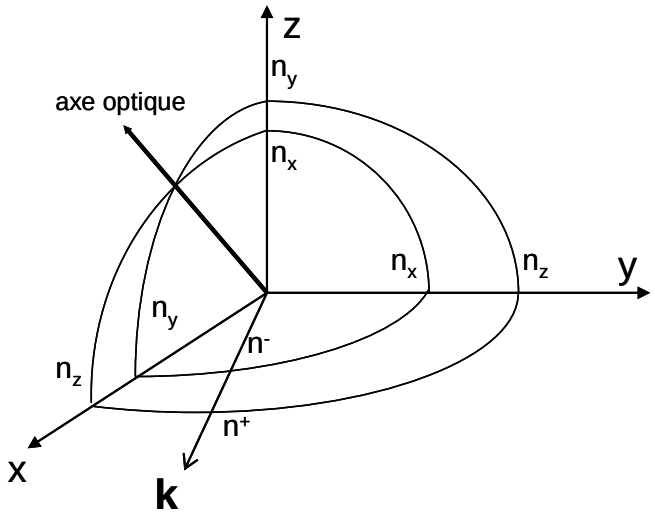


FIGURE 2.5 – Surface des indices d'un cristal biaxe. Une onde se propageant dans la direction **k** possède un indice de réfraction n^+ pour une direction de polarisation parallèle à l'axe Oz, ou n^- pour une direction de polarisation contenue dans le plan xOy.

Avec, dans les plans principaux du repère diélectrique, (u, v) = (x,y) dans le plan xy, (u, v) = (z, x) dans le plan xz, et (u, v) = (z,y) dans le plan xy. Dans le plan xy, $\alpha = \varphi$, et $\alpha = \theta$ dans les plans xz et yz. Il apparaît que dans le cas des cristaux biaxes, l'angle de double réfraction n'est nul que selon les axes du repère diélectrique.

Le triborate de lithium (LBO) [22], qui est l'autre cristal utilisé dans la thèse, est un biaxe. Ses équations de dispersion sont les suivantes [23] :

$$
\begin{aligned}
n_x^2 &= 2.4542 + \frac{0.01125}{\lambda^2 - 0.01135} - 0.01388\lambda^2 \qquad (2.16)\\
n_y^2 &= 2.539 + \frac{0.01277}{\lambda^2 - 0.01189} - 0.01849\lambda^2 + 4.3025 \times 10^{-5}\lambda^4 - 2.9131 \times 10^{-5}\lambda^6\\
n_z^2 &= 2.5865 + \frac{0.0131}{\lambda^2 - 0.01223} - 0.01862\lambda^2 + 4.5778 \times 10^{-5}\lambda^4 - 3.2526 \times 10^{-5}\lambda^6
\end{aligned}
$$

A la différence du BBO, les indices de réfractions sont très sensibles aux

variations de température. Les équations empiriques thermo-optiques $n(T)$ que nous avons retenues pour notre étude sont les suivantes [23] :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_x}{\partial T} &= -(3.76\lambda - 2.3)[(T - T_0) + 29.13 \times 10^{-3}(T - T_0)^2] \times 10^{-6} \\
\frac{\partial n_y}{\partial T} &= -(19.4 - 6.01\lambda)[(T - T_0) - 32.89 \times 10^{-4}(T - T_0)^2] \times 10^{-6} \\
\frac{\partial n_z}{\partial T} &= -(9.7 - 1.5\lambda)[(T - T_0) - 74.49 \times 10^{-4}(T - T_0)^2] \times 10^{-6}
\end{aligned} \quad (2.17)$$

2.2 Polarisation non linéaire

2.2.1 Origine de la polarisation non linéaire

Lorsque le champ électrique devient très important, $\mathbf{E} >> 10^5\ V.m^{-1}$, le milieu ne répond plus linéairement. Telle la réponse d'un oscillateur à une force de grande amplitude, le signal réémis par l'édifice atomique préalablement excité par le champ électrique contient alors en plus de la fréquence du signal excitateur, toute une série de fréquences nouvelles (cf Fig. 2.6). Il est possible de montrer, dans le cadre d'une approche perturbative, que la polarisation non linéaire s'écrit comme une série de Taylor en puissance du champ électrique de la lumière, soit [24] :

$$\mathbf{P_{NL}} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{EE} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{EEE} + ... \quad (2.18)$$

$$\mathbf{P_{NL}} = \mathbf{P_{NL}^{(2)}} + \mathbf{P_{NL}^{(3)}} + ... \quad (2.19)$$

Les tenseurs de susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ dépendent des propriétés physiques du milieu.

2.2.2 Polarisation non linéaire quadratique

L'effet non linéaire de second ordre est à l'origine du couplage à trois ondes. Soient ω_1, ω_2 et ω_3 les pulsations correspondantes. Comme toute interaction avec transfert d'énergie, ce couplage doit vérifier la relation fonda-

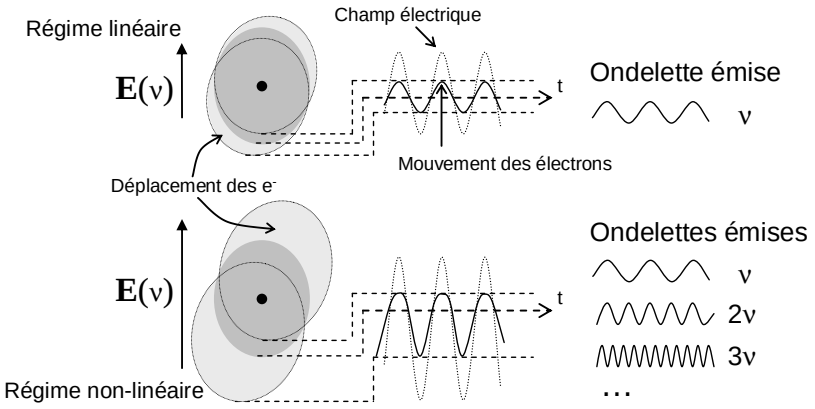


FIGURE 2.6 – Comparaison entre la réponse linéaire d'un milieu diélectrique à un champ peu intense et la réponse non linéaire à l'application d'un champ très important. En régime non linéaire, une série d'harmoniques est générée en plus de la fréquence fondamentale.

mentale de la conservation d'énergie, soit :

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \tag{2.20}$$

Compte tenu de 2.19, les composantes de Fourier de la polarisation non linéaire quadratique sont alors :

$$\begin{aligned} \mathbf{P_{NL}}(\omega_1) &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2) : \mathbf{E}^*(\omega_2) \otimes \mathbf{E}(\omega_3) \\ \mathbf{P_{NL}}(\omega_2) &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1) : \mathbf{E}^*(\omega_1) \otimes \mathbf{E}(\omega_3) \\ \mathbf{P_{NL}}(\omega_3) &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) : \mathbf{E}(\omega_1) \otimes \mathbf{E}(\omega_2) \end{aligned} \tag{2.21}$$

L'opérateur « : » correspond au produit contracté et « $\otimes$ » est le produit tensoriel [18]. Nous considérons un milieu sans perte et non dispersif aux fréquences considérées, de sorte que l'approximation de Kleinmann peut s'appliquer, ce qui permet de réduire le nombre de coefficient indépendant du tenseur χ^2 [25]. Les coefficients non linéaires sont alors indépendants de la fréquence, et le tenseur est complétement symétrique par rapport aux coordonnées cartésiennes. Il est ainsi d'usage d'utiliser la notation contractée d reliée au tenseur $\chi^{(2)}$ par la relation $\chi^{(2)}_{ijk} = 2d_{ijk}$. L'équation matricielle de la polarisation non linéaire quadratique s'écrit alors, dans le cas de la

composante à ω_3 par exemple :

$$\begin{bmatrix} P_{3X}^{(2)} \\ P_{3Y}^{(2)} \\ P_{3Z}^{(2)} \end{bmatrix} = 2\epsilon_0 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{1X}E_{2X} \\ E_{1Y}E_{2Y} \\ E_{1Z}E_{2Z} \\ E_{1Y}E_{2Z} + E_{1Z}E_{2Y} \\ E_{1Z}E_{2X} + E_{1X}E_{2Z} \\ E_{1X}E_{2Y} + E_{1Y}E_{2X} \end{bmatrix} \tag{2.22}$$

Les indices X, Y et Z sont relatifs au repère diélectrique. En fonction de la symétrie d'orientation du milieu de propagation, certains éléments du tenseur d peuvent s'annuler ou être liés à d'autres en vertu du principe de Neumann [26], ce qui contribue à réduire encore le nombre d'éléments indépendants du tenseur d.

L'efficacité de l'interaction non linéaire dépend entre autre du carré du produit scalaire entre la polarisation non linéaire et le vecteur unitaire du champ qu'elle rayonne. Dans l'exemple de la génération de somme de fréquences à ω_3 à partir de ω_1 et ω_2, le coefficient effectif s'écrit [18] :

$$d_{\text{eff}} = d : \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_3 \tag{2.23}$$

Dans le cas de BBO, qui appartient à la classe cristalline 3m, le tenseur d a pour expression [18] :

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

L'amplitude des coeffcients est la suivante : $d_{22}(1064\text{ nm}) = 2{,}2$ pm/V and $d_{31}(1064\text{ nm}) = -0{,}04$ pm/V [27].

LBO cristallise dans la classe cristalline mm2. Son tenseur d a donc - dans la base cristalline - la forme suivante [18] :

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.25}$$

Les relations de Kleinman donnent [28] : $d_{15} = d_{31}$ et $d_{24} = d_{32}$. Les coefficients ont pour amplitude : d_{31}(1064 nm) = - 0,67 pm/V, d_{32}(1064 nm) = 0,85 pm/V, and d_{33}(1064 nm) = 0,04 pm/V [28].

2.3 Propagation non linéaire et couplage des ondes dans un milieu diélectrique

2.3.1 Equation de propagation non linéaire

Dans le cas où le champ électrique est très intense, nous avons vu dans la partie 2.2 qu'il est nécessaire de tenir compte de la polarisation non linéaire induite dans le milieu. L'équation de propagation 2.26 prend alors une forme qui diffère de l'équation de propagation en régime linéaire 2.7 par la présence d'un terme source dépendant de la polarisation non linéaire à droite de l'égalité, soit :

$$\mathbf{rot\ rot\ E} + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2} \tag{2.26}$$

Où P_{NL} est donnée par l'équation 2.19.

2.3.2 Equations aux amplitudes couplées

Toute l'étude qui suit concerne le couplage de 3 ondes. Il est important de noter qu'en injectant les expressions de la polarisation non linéaire 2.21 dans l'équation 2.26, l'évolution de l'amplitude d'une des trois ondes dépend de l'évolution de l'amplitude des deux autres. Il s'agit donc d'obtenir un système d'équations couplées qui décrit l'interaction de ces trois ondes. Nous faisons alors l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable 2.27, qui est parfaitement justifié dans le cadre de notre étude :

$$\left|\frac{\partial^2 E(\mathbf{r},t)}{\partial z^2}\right| << \left|k\frac{\partial E(\mathbf{r},t)}{\partial z}\right| \tag{2.27}$$

Cette approximation revient à négliger les variations spatiales et temporelles de l'enveloppe $E(\mathbf{r},t)$ devant les oscillations de sa porteuse au cours de la propagation. Cette hypothèse est valable pour des impulsions d'une durée supérieure à la picoseconde.

A ce stade, nous supposons que les trois champs sont colinéaires et se propagent dans une direction quelconque du cristal, notée Oz. Nous considérons par ailleurs que l'absorption est négligeable. A partir des équations 2.21 et 2.26, il est possible d'établir le système d'équations différentielles régissant le couplage entre les amplitudes complexes des trois ondes en interaction [29] :

$$\begin{aligned}
&\left\{\begin{array}{l}\frac{\partial E_1}{\partial z} - \tan\rho_1\frac{\partial E_1}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_1}}\frac{\partial E_1}{\partial t}\\ -\frac{1}{2ik_1\cos^2\rho_1}\left(\frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial y^2}\right)\end{array}\right\} = i\frac{2\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c\cos^2\rho_1}E_2^*.E_3.e^{i(k_3-k_1-k_2).z}\\
&\left\{\begin{array}{l}\frac{\partial E_2}{\partial z} - \tan\rho_2\frac{\partial E_2}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_2}}\frac{\partial E_2}{\partial t}\\ -\frac{1}{2ik_2\cos^2\rho_2}\left(\frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial y^2}\right)\end{array}\right\} = i\frac{2\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c\cos^2\rho_2}E_1^*.E_3 e^{i(k_3-k_1-k_2).z}\\
&\left\{\begin{array}{l}\frac{\partial E_3}{\partial z} - \tan\rho_3\frac{\partial E_3}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_3}}\frac{\partial E_3}{\partial t}\\ -\frac{1}{2ik_3\cos^2\rho_3}\left(\frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial y^2}\right)\end{array}\right\} = i\frac{2\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c\cos^2\rho_3}E_1.E_2 e^{-i(k_3-k_1-k_2).z}
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Ici, ρ_j est l'angle de double réfraction défini en 2.1.1. Le terme $\tan\rho_j\frac{\partial E_j}{\partial x}$ traduisant le « décalage spatial » de l'onde considérée. Il est donc responsable d'une évolution transverse du champ au cours de l'amplification.

Le terme $v_{g_j} = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ correspond à la vitesse de groupe, c'est-à-dire la vitesse de propagation de l'enveloppe de l'onde, et le terme $\frac{1}{v_{g_j}}\frac{\partial E_j}{\partial t}$ rend compte du « décalage temporel » de l'onde au cours de la propagation.

Le terme $\frac{1}{2ik_j\cos^2\rho_j}\left(\frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial y^2}\right)$ décrit l'effet de la diffraction au cours de la propagation. Une méthode simple pour estimer son influence est de comparer la distance de Rayleigh Z_R des faisceaux, $Z_R = \frac{\pi n_j w_0^2}{\lambda_j}$, à la longueur du cristal. Pour des faisceaux de diamètre de l'ordre du millimètre ou supérieur, la distance de Rayleigh dépasse le mètre. Les longueurs de cristaux

étant usuellement centimétriques, la diffraction est alors négligeable. Pour des faisceaux plus petits, il sera nécessaire de s'intéresser précisément à son influence.

Les termes de droite dans les équations 2.28 donnent le couplage entre les différentes ondes.

Le terme $k_3 - k_1 - k_2$ représente le déphasage entre l'onde de polarisation non linéaire et l'onde qu'elle rayonne. Il est appelé désaccord de phase, noté Δk. C'est un paramètre particulièrement important de l'optique non linéaire car il va conditionner l'efficacité de l'interférence entre ces deux ondes, et donc l'efficacité de l'interaction non linéaire correspondante. Des éléments supplémentaires à ce sujet sont apportés dans la partie qui suit.

2.4 Accord de phase et configurations de polarisation associée

Avant même d'avoir intégré le système d'équations couplées 2.28, il apparait clairement que le « degré » de couplage entre les amplitudes complexes des trois ondes sera maximal lorsque le terme de désaccord de phase Δk est nul, soit :

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_1 \tag{2.29}$$

Où $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ et $\mathbf{k}_3$ représentent les vecteurs d'onde des trois ondes en interaction, avec $\mathbf{k}_j = \frac{\omega_j n_j}{c}\mathbf{u}_j$.

Dans ce cas, la polarisation non linéaire et le champ qu'elle rayonne reste en phase tout au long de la propagation, ce qui va permettre un transfert d'énergie efficace entre les ondes en interaction. Un écart à $\Delta k = 0$ va se traduire par une perte d'efficacité comme cela sera étudié dans le chapitre 3.

La relation vectorielle 2.29 peut évidemment être satisfaite dans une configuration *colinéaire*, fig. 2.7.a., où les vecteurs d'onde des trois ondes en interactions sont dans la même direction. Il est aussi possible de réaliser la condition d'accord de phase dans une géométrie *non colinéaire* : les vecteurs d'onde des faisceaux 2 et 3 font alors respectivement un angle α_2 et α_3 avec le vecteur d'onde du faisceau 1, fig. 2.7.b.

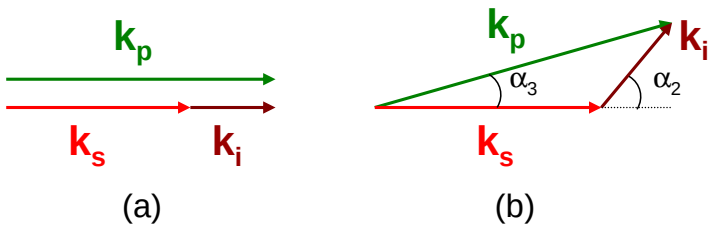


FIGURE 2.7 – Deux types de géométrie d'accord de phase. (a) Géométrie colinéaire. (b) Géométrie non colinéaire.

Prenons pour commencer un exemple simple qui va permettre de bien comprendre comment réaliser l'accord de phase. Il s'agit de la génération de second harmonique : deux ondes à la pulsation ω vont se coupler et générer une onde à la pulsation 2ω (cf Fig. 2.8).

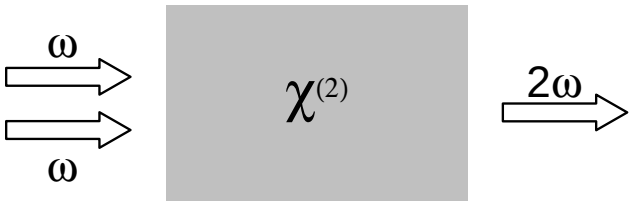


FIGURE 2.8 – Exemple de couplage à trois ondes : le doublement de fréquence. Deux ondes à la pulsation ω se couplent constructivement dans le cristal non linéaire présentant une suceptibilité électrique de second ordre χ^2 pour générer une onde à la pulsation 2ω.

La relation sur les pulsations des trois faisceaux est alors : $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ et $\omega_3 = 2\omega$. Et si les deux ondes incidentes sont dans le même état de polarisation, la relation d'accord de phase 2.29 s'écrit :

$$n(\omega) = n(2\omega) \tag{2.30}$$

Du fait de la dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde (cf partie 2.1.1), cette relation d'accord de phase ne peut pas être satisfaite si toutes les ondes sont dans le même état de polarisation. En effet dans ce cas, les ondelettes générées à la pulsation 2ω ne se propageront pas en phase avec les ondes à ω. Il existe tout de même plusieurs techniques permettant

de réaliser l'accord de phase. La plus répandue, que nous utilisons dans ce travail, est l'accord de phase par biréfringence dans des cristaux anisotropes [30, 31]. Nous avons vu qu'il existe en général deux valeurs possibles n^- et n^+ pour l'indice de réfraction quelle que soit la direction de propagation considérée dans un milieu anisotrope, ces deux indices étant associés aux deux modes de polarisation possibles dans cette direction. Ainsi, en choisissant judicieusement les polarisations des ondes, à savoir le mode (+) pour les deux ondes fondamentales et le mode (-) pour l'onde de deuxième harmonique, il est possible de compenser la dispersion en longueur d'onde et donc de vérifier : $n^-(2\omega) = n^+(\omega)$ [24]. Cette configuration de polarisation est appelée « type I ». Une autre configuration de polarisation possible pour la génération de second harmonique est le « type II » pour lequel les deux ondes fondamentales sont polarisées différemment, ce qui conduit à la relation d'accord de phase : $n^-(2\omega) = \frac{1}{2}[n^+(\omega) + n^-(\omega)]$.

Cette approche peut être étendue au cas non dégénéré en longueur d'onde, ce qui conduit à définir les trois types suivants de configurations de polarisation autorisant l'accord de phase, qu'il s'agisse d'une géométrie colinéaire ou non colinéaire [32] :

$$\omega_3 n_3^-(\omega_3)\mathbf{u}_3 - \omega_1 n_1^+(\omega_1)\mathbf{u}_1 - \omega_2 n_2^+(\omega_2)\mathbf{u}_2 = \mathbf{0} \tag{2.31}$$

$$\omega_3 n_3^-(\omega_3)\mathbf{u}_3 - \omega_1 n_1^+(\omega_1)\mathbf{u}_1 - \omega_2 n_2^-(\omega_2)\mathbf{u}_2 = \mathbf{0} \tag{2.32}$$

$$\omega_3 n_3^-(\omega_3)\mathbf{u}_3 - \omega_1 n_1^-(\omega_1)\mathbf{u}_1 - \omega_2 n_2^+(\omega_2)\mathbf{u}_2 = \mathbf{0} \tag{2.33}$$

Les relations 2.32 et 2.33 sont identiques dans le cas de la génération de second harmonique, correspondant alors aux types I et II définis précédemment.

2.5 L'amplification paramétrique optique

2.5.1 L'OPA : un processus paramétrique

Notre étude est consacrée à l'amplification paramétrique optique, dont l'acronyme est OPA, de l'anglais Optical Parametric Amplification. C'est

un phénomène qui correspond au transfert d'énergie d'une onde pompe à la pulsation ω_p vers deux ondes aux pulsations inférieures, l'onde signal à la pulsation ω_s et l'onde complémentaire, qu'on nommera *idler* (complémentaire en anglais), à la pulsation ω_i. Les ondes signal, idler et pompe jouent respectivement les rôles des ondes 1, 2 et 3 de la partie 2.3.

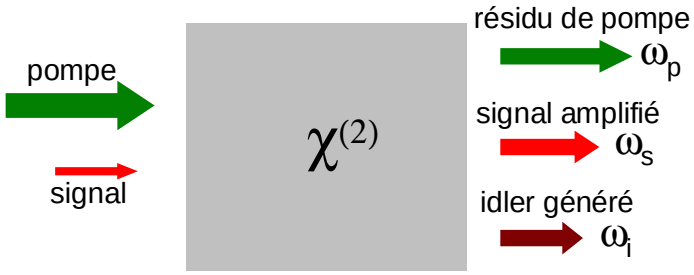


FIGURE 2.9 – Représentation schématique d'un couplage OPA. Une onde pompe intense, à la pulsation ω_p , transfert une partie de son énergie à un signal ω_s dans le cristal nonlinéaire. L'interaction s'accompagne de la génération d'une onde complémentaire, l'idler, à la pulsation ω_i.

2.5.2 Gain dans un OPA

Les équations couplées 2.28 peuvent être résolues analytiquement moyennant certaines approximations. Ainsi, dans l'approximation de la pompe non dépeuplée, i.e. $\frac{\partial E_{\omega p}}{\partial z} = 0$, et en négligeant les influences de la double-réfraction, de la diffraction et des vitesses de groupes, le système d'équations couplées se réduit aux deux équations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} &= \frac{2i\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} E_i^* . E_p e^{i\Delta k.z} \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} &= \frac{2i\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} E_s^* . E_p e^{i\Delta k.z} \end{aligned} \tag{2.34}$$

En supposant que seules les ondes pompe et signal sont présentes en entrée du cristal, il est possible de démontrer les relations suivantes [33] :

$$E_s(z) = E_{s0}[\cosh(gz) + i\frac{\Delta k}{2g}\sinh(gz)]exp(-i\frac{\Delta k}{2}z)$$
$$E_i(z) = iE^*_{s0}\frac{\Gamma}{g}\sqrt{\frac{n_s\lambda_s}{n_i\lambda_i}}\sinh(gz)exp(-i\frac{\Delta k}{2}z) \tag{2.35}$$

Avec :

$$\Gamma^2 = \frac{4\omega_s\omega_i d^2_{\text{eff}}}{n_s n_i c^2}|E_p|^2$$
$$g^2 = \Gamma^2 - (\Delta k/2)^2 \tag{2.36}$$

Ainsi les intensités du signal et de l'idler s'écrivent :

$$I_s(z) = I_{s0}[1 + \frac{\Gamma^2}{g^2}\sinh^2(gz)]$$
$$I_i(z) = I_{s0}\frac{\Gamma^2}{g^2}\frac{\lambda_s}{\lambda_i}\sinh^2(gz) \tag{2.37}$$

Même si l'énergie du signal amplifié reste nécessairement inférieure à celle de la pompe, pour un gain paramétrique g associé à une distance de propagation z suffisament grande ($g.z >> 1$), le gain d'amplification $G = \frac{I_s(z)}{I_{s_0}}$ en un seul étage d'OPA peut être de plusieurs ordres de grandeur.

Chapitre 3

Tolérances et lieux d'accord de phase d'un OPA non colinéaire mono-pompe

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des directions d'accord de phase et des tolérances associées à la pompe d'un OPA en géométrie non colinéaire. En nous appuyant sur une approche par analyse numérique, nous développons ici une étude expérimentale des directions d'accord de phase et des tolérances angulaires associées, à la fois dans un cristal uniaxe (le BBO) et dans un cristal biaxe (le LBO).

3.1.1 Motivation de l'étude

Dans les différentes expériences d'OPA multi-pompes qui ont été présentées dans le chapitre 1, les faisceaux pompes sont placés dans les plans principaux ou en dehors de ces différents plans. Cela permet d'utiliser simultanément un nombre important de pompes (supérieur à 4) pour amplifier un signal. Dans l'objectif de préparer ces expériences multi-pompes, nous nous sommes intéressés dans ce chapitre à calculer numériquement et vérifier expérimentalement l'ensemble des directions possibles des ondes pompe pour

réaliser l'accord de phase en excursionnant successivement avec un seul faisceau pompe (expérience mono-pompe) les différents lieux possibles d'accord de phase.

Pour atteindre les intensités nécessaires à l'effet non linéaire, il est souvent nécessaire d'utiliser des faisceaux de pompe de très petites dimensions, ce qui va se traduire par une forte divergence associée. Cette divergence intrinsèque du faisceau va alors nécessairement introduire un désaccord de phase dans le couplage non linéaire, soit $\Delta k \neq 0$ pour tous les rayons du faisceau s'écartant de la direction d'accord de phase. Connaître la manière dont l'efficacité de l'OPA diminue en fonction du désaccord de phase est un élément fondamental dans la conception des expériences. La grandeur qui permet de quantifier cette perte d'efficacité est la tolérance angulaire, $\Delta\alpha_p$, que nous définissons dans ce chapitre : c'est un paramètre allant permettre par exemple de déterminer quel type de laser est utilisable comme faisceau de pompe. La littérature ou le logiciel SNLO [34] ne donnent des valeurs de tolérances angulaires que dans le cas d'OPA en accord de phase colinéaire. Il nous a donc fallu mener les calculs correspondants [35].

En résumé, l'objectif de ce chapitre est de savoir comment placer les pompes autour du signal, déterminer la qualité spatiale nécessaire de ces pompes et connaître la criticité de notre montage final (cf Fig. 3.1).

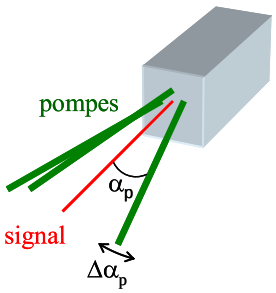


FIGURE 3.1 – Configuration d'un OPA multi-pompes. Chaque pompe est dirigée avec un angle α_p par rapport au signal permettant de satisfaire l'accord de phase. La tolérance angulaire $\Delta\alpha_p$ associée à chaque pompe décrit la criticité de la direction de propagation.

3.1.2 Acceptance angulaire pour un OPA

Il a été montré dans la partie 2.4 l'importance de la valeur des indices de réfraction des différentes ondes pour que le système satisfasse la condition d'accord de phase (cf Eq. 2.29). Or, une augmentation de température du milieu, consécutive par exemple à de l'absorption peut modifier la valeur des indices de réfraction (cf partie 2.1.1) et générer un désaccord de phase Δk. Ici nous nous intéressons à l'effet d'une modification de la direction du faisceau de pompe sur l'efficacité de couplage. En utilisant un développement en série de Taylor, il est possible d'exprimer le désaccord de phase Δk en fonction de l'angle de non-colinéarité α_p, autour de sa direction d'accord de phase α_{p_0}, soit :

$$\Delta k(\alpha_p) = \Delta k(\alpha_{p_0}) + (\alpha_p - \alpha_{p_0})\frac{\partial \Delta k}{\partial \alpha} + \dots \tag{3.1}$$

Au premier ordre, et comme $\Delta k(\alpha_{p_0}) = 0$ par définition, nous obtenons :

$$\Delta k(\alpha_p) \approx (\alpha_p - \alpha_{p_0})\frac{\partial \Delta k}{\partial \alpha} \tag{3.2}$$

Nous avons vu dans la partie 2.5 l'expression du gain dans un OPA (cf Eq. 2.37) dans l'approximation de la pompe non dépeuplée. En posant L la longueur du cristal, le gain d'amplification en sortie de cristal s'écrit alors :

$$\frac{I_s(L)}{I_{s_0}} = 1 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}\sinh^2\left(L\sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}\right) \tag{3.3}$$

Pour des gains d'amplification faibles tels que $\frac{\Delta k}{2} >> \Gamma$ [36], il est possible d'écrire l'équation 3.3 sous la forme suivante :

$$\frac{I_s(L)}{I_{s_0}} = 1 + (\Gamma L)^2\,\mathrm{sinc}^2\,\frac{\Delta k L}{2} \tag{3.4}$$

La figure 3.2 correspond au tracé de l'équation 3.4 où il apparaît que le gain paramétrique est maximal à l'accord de phase.

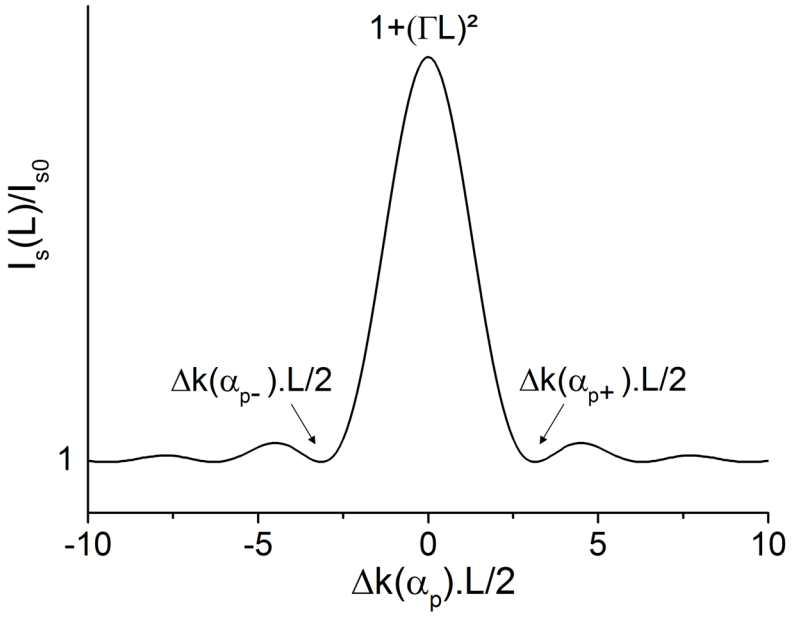


FIGURE 3.2 – Evolution du gain d'OPA en fonction du désaccord de phase.

Les deux premières annulations de la fonction sinc^2 de part et d'autre du maximum correspondent à une configuration où le transfert d'énergie de la pompe vers le signal et l'idler est nul. Les valeurs de désaccord de phase correspondantes sont alors les suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta k(\alpha_{p-})L/2 &= -\pi \\ \Delta k(\alpha_{p+})L/2 &= \pi \end{aligned} \tag{3.5}$$

A partir des angles α_{p-} et α_{p+} , il est possible de définir la *tolérance angulaire* $\Delta\alpha_p$, soit :

$$\Delta\alpha_p = \left| \frac{\alpha_{p+} - \alpha_{p-}}{2} \right| \tag{3.6}$$

Cette tolérance rend compte de la « sensibilité » de l'OPA à un désaccord de phase résultant d'une variation angulaire. Un écart sur la direction de la pompe ou une divergence de celle-ci dépassant cette tolérance aura comme conséquence une diminution du tranfert d'énergie et donc une perte de ren-

dement. L'idéal est donc d'avoir un paramètre $\Delta\alpha_p$ aussi grand que possible. L'OPA est alors peu sensible au désalignement de sorte qu'il est possible de relacher la contrainte sur la qualité spatiale et sur la divergence intrinsèque de la pompe. En utilisant les équations 3.2 et 3.5, ce terme $\Delta\alpha_p$ peut s'écrire :

$$\Delta\alpha_p = \frac{2\pi}{L\frac{\partial\Delta k}{\partial\alpha}} \tag{3.7}$$

La valeur de $\Delta\alpha_p$ est par définition dépendante de la longueur L du cristal. Ainsi pour obtenir un paramètre indépendant, nous définissons l'*acceptance angulaire* $L\Delta\alpha_p$ s'exprimant usuellement en mrad.cm.

3.2 Etude préliminaire et calculs

3.2.1 Définition des repères utiles

Le signal jouant un rôle central dans l'architecture d'amplification à multiples pompes, nous avons défini un nouveau repère, R" (O, x", y", z"), à partir de son vecteur d'onde. Cela permet d'exprimer simplement les angles de non-colinéarité entre les différentes ondes interagissant et de mener efficacement les calculs pour obtenir les directions d'accord de phase et les acceptances angulaires associées. Nous utilisons pour ceci la méthodologie de Boeuf *et al.* [37], où le nouveau repère est attaché au vecteur d'onde signal et non à celui d'une pompe. Comme indiqué dans la partie 2.1.2, le repère R (O,x,y,z) est le repère défini par les axes optiques principaux du cristal. Les directions des vecteurs y sont repérées par les angles d'Euler (θ, φ). Le repère R" (O,x", y", z") est le repère *du laboratoire* attaché au vecteur d'onde du signal. Ce repère est obtenu par deux rotations successives du repère R. La première, une rotation de φ_s autour de l'axe z, définit un repère intermédiraire R' (cf Fig. 3.3). Une nouvelle rotation de θ_s autour de l'axe y' de R' donne le repère du laboratoire R" (cf Fig. 3.3). Dans ce nouveau repère R", les directions des faisceaux pompe ou idler seront alors définies par les angles d'Euler notés (α, ψ) (cf Fig. 3.4).

Les coordonnées (x", y", z") et (x, y, z) sont reliées par la matrice de passage M de la manière suivante :

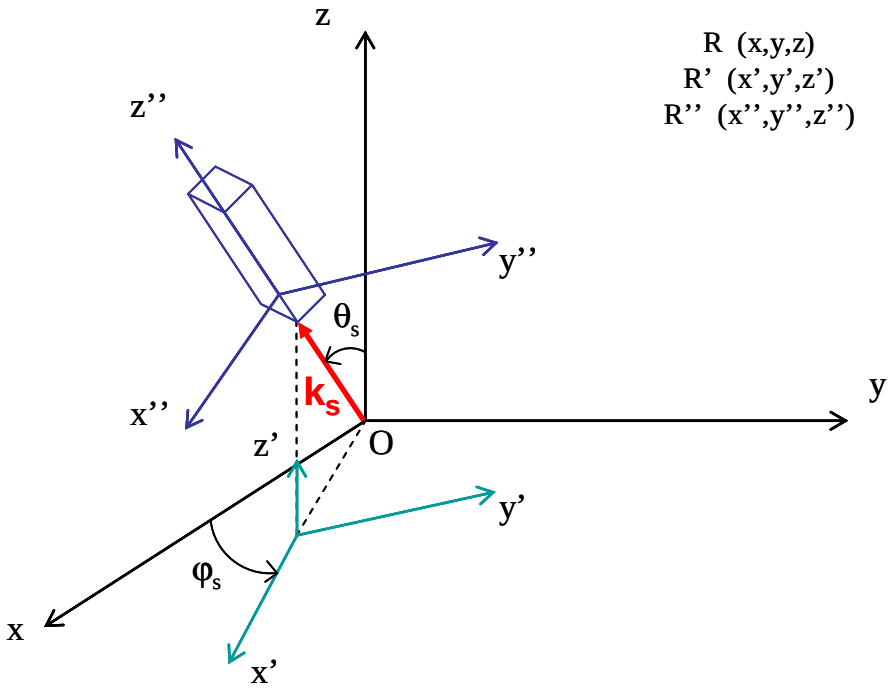


FIGURE 3.3 – Représentation des différents repères nécessaires à la modélisation de l'OPA. R est le repère défini par les axes diélectriques du cristal non linéaire. R' est un repère intermédiaire résultat d'une rotation de φ_s autour de l'axe z du repère R. R" est le repère lié au signal, repère dit du laboratoire, résultant d'une rotation de θ_s du repère R' autour de l'axe y'.

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_s \cos\varphi_s & \cos\theta_s \sin\varphi_s & -\sin\theta_s \\ -\sin\varphi_s & \cos\varphi_s & 0 \\ \sin\theta_s \cos\varphi_s & \sin\theta_s \sin\varphi_s & \cos\theta_s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \tag{3.8}$$

Au final, la relation entre un couple d'angles (θ, φ) et (α, ψ) est donnée par le système suivant [35] :

$$\begin{aligned} \cos\alpha &= \sin\theta_s \cos\varphi_s \sin\theta \cos\varphi + \sin\theta_s \sin\varphi_s \sin\theta \sin\varphi + \cos\theta_s \cos\theta \\ \sin\psi &= \frac{\cos\varphi_s \sin\theta \sin\varphi - \sin\varphi_s \sin\theta \cos\varphi}{\sin\alpha} \end{aligned} \tag{3.9}$$

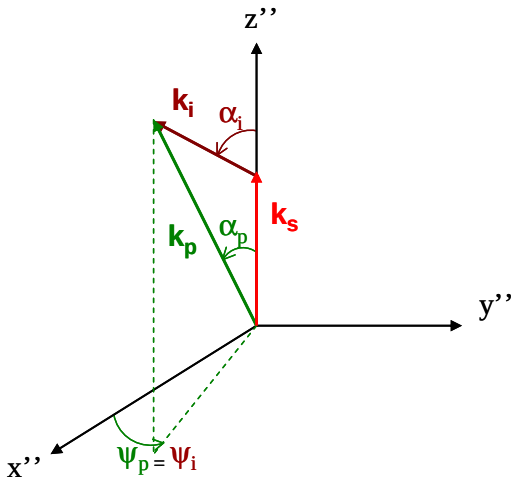


FIGURE 3.4 – Description des directions des faisceaux dans le repère R" attaché au vecteur d'onde signal dans le cas où l'accord de phase est satisfait. La pompe est repérée dans ce repère par les angles (α_p, ψ_p) et l'idler par les angles (α_i, ψ_i).

3.2.2 Direction des ondes

Direction du signal

Le signal se propage dans une direction définie par (θ_s, φ_s) dans le repère optique. Cette direction de propagation est fixe et connue. Elle permet de définir le repère R" du laboratoire précédemment présenté.

Direction de la pompe et de l'idler pour l'accord de phase

Les vecteurs d'onde pompe possibles sont définis dans le repère du laboratoire R" par les angles $(\alpha_p\ ,\ \psi_p)$ (cf Fig. 3.4). L' onde idler générée au cours de l'amplification du signal par la pompe est définie dans le repère R" par les angles $(\alpha_i\ ,\ \psi_i)$. Dans le cas où l'accord de phase est réalisé, les trois ondes interagissant sont forcément coplanaires et $\psi_i = \psi_p$ (cf Fig. 3.4).

Surface d'onde

Une méthode efficace pour représenter les directions possibles des différentes ondes satisfaisant l'accord de phase est de considérer les surfaces de

vecteurs d'onde des faisceaux en interactions. Homothétie de la surface des indices, la surface des vecteurs d'onde Σ_{k_j} de l'onde j représente l'ensemble des points situés à une distance $\frac{2\pi n_j}{\lambda_j}$ de l'origine O du repère optique. Ainsi, l'intersection entre la surface des vecteurs d'onde de la pompe et celle de l'idler translatée de $\mathbf{k}_s$ correspond aux configurations où l'accord de phase est satisfait. Une coupe de ces deux surfaces est représentée sur la figure 3.5, et nous pouvons voir en pointillés les deux directions d'accord de phase possible dans ce plan défini par ψ_p du repère R".

Cas d'un écart à l'accord de phase

Si la pompe s'écarte de cette direction idéale, l'idler adapte sa direction de façon à minimiser le désaccord de phase [38]. L'analyse de l'intersection des surfaces de vecteur d'onde (cf Fig. 3.5) permet alors de déterminer la direction de l'idler et celle du désaccord de phase $\mathbf{\Delta k}$. Cette direction correspond à la normale à un plan tangent de la surface Σ_{k_i} qui passe par la pointe du vecteur $\mathbf{k_p}$. Dans le cas particuliers présenté dans la figure 3.5, l'accord de phase étant de type I où le signal et l'idler sont polarisés ordinairement, la surface Σ_{k_i} est une sphère et $\mathbf{\Delta k}$ est donc colinéaire à $\mathbf{k}_i$. Pour une configuration où l'idler est extraordinaire, la surface Σ_{k_i} est une ellipsoïde et $\mathbf{\Delta k}$ sera donc non colinéaire avec $\mathbf{k}_i$.

3.2.3 Equations et mode opératoire du calcul

Equations

A l'accord de phase, le système d'équations relatif aux directions des ondes pompe et idler par rapport au signal est le suivant :

$$\begin{aligned} k_p \cos\alpha_p &= k_s + k_i \cos\alpha_i \\ k_p \sin\alpha_p &= k_i \sin\alpha_i \end{aligned} \tag{3.10}$$

Si le désaccord de phase est non nul, les directions des différentes ondes sont reliées à travers l'expression de $\mathbf{\Delta k}$ dans le *repère du laboratoire* [35] :

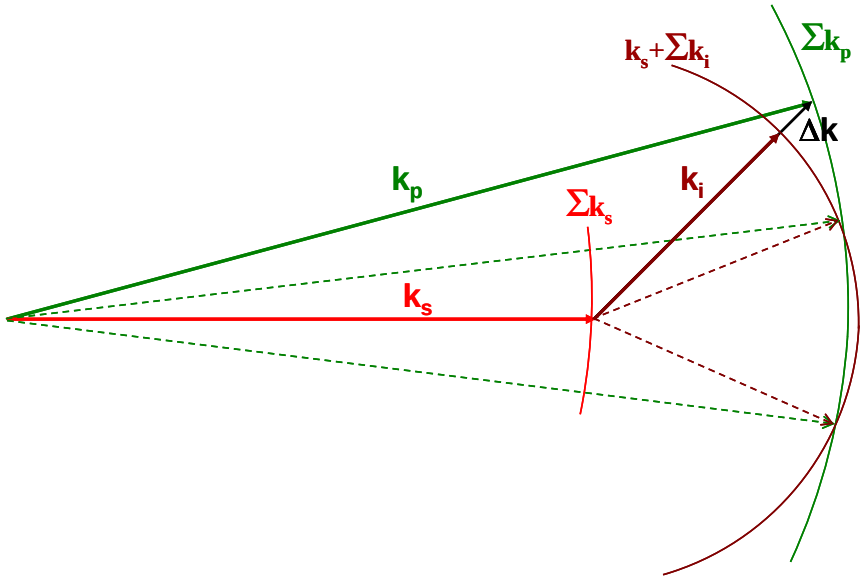


FIGURE 3.5 – Direction des différents vecteurs d'onde et de désaccord de phase avec les surfaces de vecteurs d'onde pour un accord de phase de type I dans un cristal uniaxe négatif. En pointillés, la direction de pompe satisfaisant l'accord de phase. En trait plein, le cas où la pompe s'est légèrement décalée de sa position d'accord de phase, avec la direction du vecteur désaccord de phase Δk résultant.

$$\mathbf{\Delta k} = 2\pi \begin{pmatrix} \frac{n_p}{\lambda_p} \sin\alpha_p \cos\psi_p - \frac{n_i}{\lambda_i} \sin\alpha_i \cos\psi_i \\ \frac{n_p}{\lambda_p} \sin\alpha_p \sin\psi_p - \frac{n_i}{\lambda_i} \sin\alpha_i \sin\psi_i \\ \frac{n_p}{\lambda_p} \cos\alpha_p - \frac{n_i}{\lambda_i} \cos\alpha_i \end{pmatrix} \tag{3.11}$$

Pour une direction de pompe donnée en dehors de l'accord de phase, le couple (α_i, ψ_i) est déterminé par la direction qui minimise le module de $\mathbf{\Delta k}$.

Mode opératoire du calcul

Nous avons développé un code pour résoudre numériquement ce système pour tout angle ψ_p [35].

En commençant par fixer un angle ψ_p, nous cherchons l'angle α_p qui annule le désaccord de phase à partir de l'équation 3.10. Nous obtenons ainsi l'angle α_{p_0} permettant de satisfaire l'accord de phase.

A partir de cet angle de non-colinéarité, nous cherchons de part et d'autre de α_{p_0} les valeurs des angles α_{p+} et α_{p-} délimitant la tolérance angulaire associée. Pour ceci, nous faisons varier l'angle α_p pas à pas à partir de α_{p_0} vers des valeurs supérieures (inférieures). A chaque pas, nous calculons la direction de l'idler minimisant le désaccord de phase avec l'équation 3.11. Lorsque le terme $\frac{\Delta k(\alpha_p)L}{2}$ atteint π (-π), l'angle de non-colinéarité de la pompe correspondant est l'angle α_{p+} (α_{p-}). La tolérance angulaire est alors donnée par $\Delta\alpha_p = \left|\frac{\alpha_{p+}-\alpha_{p-}}{2}\right|$. La figure 3.6 schématise les différents angles et valeurs importantes de notre mode opératoire.

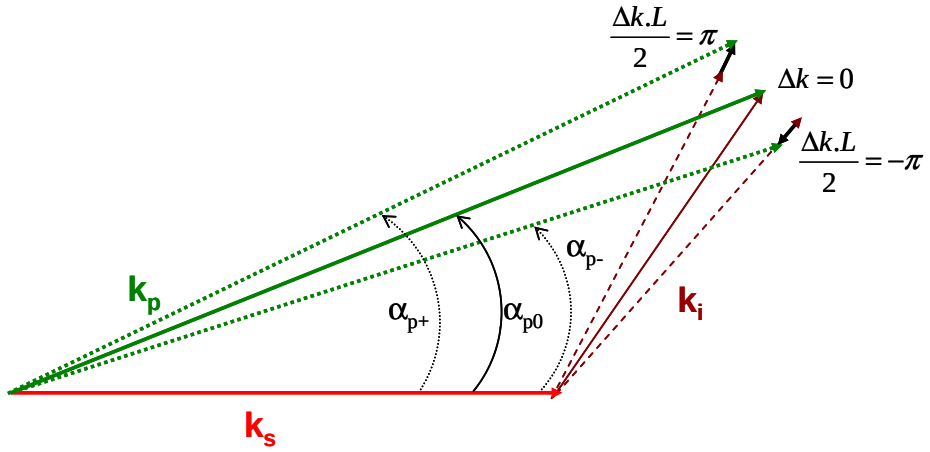


FIGURE 3.6 – Représentation schématique des différents angles α_{p_0}, α_{p+} et α_{p-} relatif au vecteur d'onde de pompe $\mathbf{k}_p$ par rapport au vecteur d'onde signal $\mathbf{k}_s$.

Nous choisissons ensuite un nouvel angle ψ_p et recommençons l'ensemble des opérations afin de décrire toutes les combinaisons (α_p, ψ_p) satisfaisant l'accord de phase. Nous présentons sur la figure 3.7 le résultat du code de calcul pour une configuration d'amplification test. En vert, nous retrouvons tracé l'angle de non-colinéarité α_{p_0} en fonction de l'angle ψ_p. Cette courbe regroupe l'ensemble des directions possibles pour que les pompes soient en accord de phase avec le signal, dirigé selon $\mathbf{k}_s$. Les angles α_{p+} et α_{p-} sont tracés en rouge.

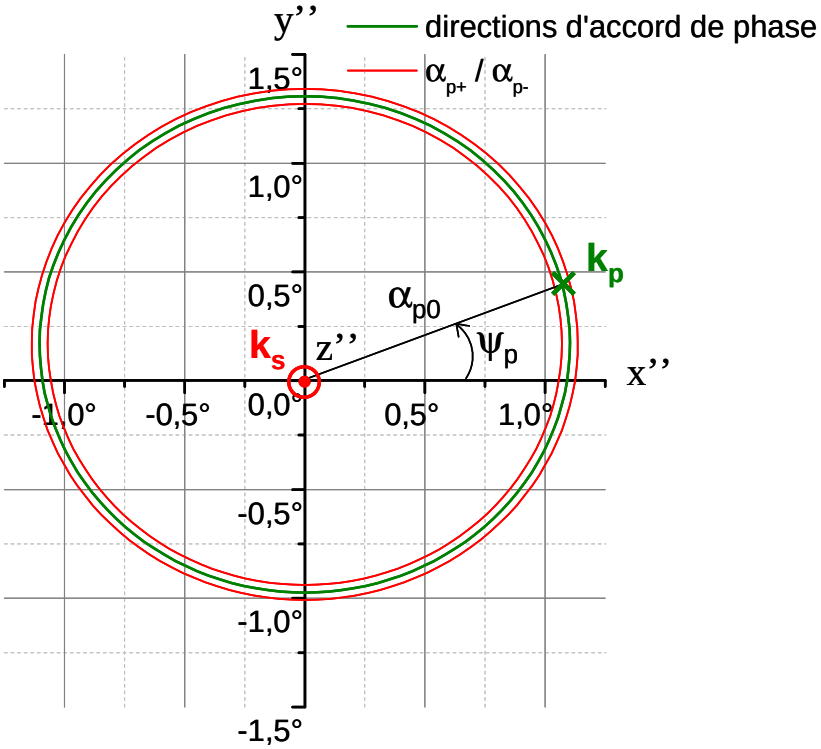


FIGURE 3.7 – Courbe d'accord de phase non-colinéaire tracé à l'aide de notre code de calcul pour un signal dirigé selon θ_s=90° et φ_s = 13,5° dans un cristal de LBO à température ambiante, amplifié par une pompe à 532 nm.

3.3 Description de l'expérience

Une expérience d'amplification paramétrique optique a été mise en place afin de mesurer les lieux d'accord de phase et les acceptances angulaires associées. Pour ceci, nous disposons d'un laser impulsionnel à 532 nm (GCR 150 QuantaRay SpectraPhysics) qui servira de faisceau pompe, d'une part pour l'amplification paramétrique optique que nous allons étudier, et d'autre part pour un OPO destiné à générer le faisceau signal à 720 nm qui sera considéré pour notre étude. La figure 3.8 propose un schéma de principe simplifié de l'expérience.

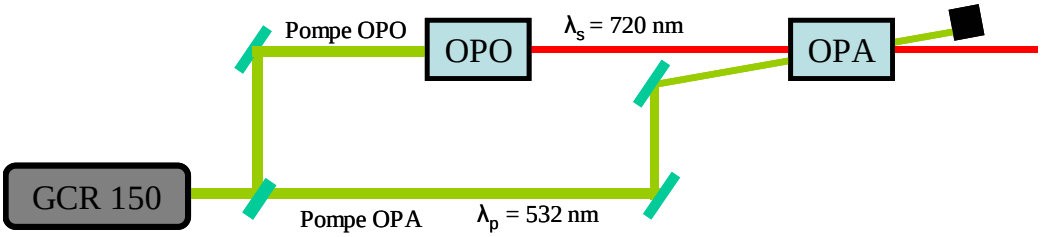


FIGURE 3.8 – Schéma de principe de l'expérience mise en place pour les mesures des directions d'accord de phase et des tolérances angulaires associées au faisceau pompe.

Pour obtenir l'amplification dans une géométrie non colinéaire et réaliser les études que nous souhaitons, il est nécessaire de contrôler plusieurs paramètres, comme : les recouvrements spatiaux et temporels des impulsions, les énergies et les caractéristiques spatiales des faisceaux, l'angle de non-colinéarité, l'orientation et la température du cristal non linéaire, ainsi que la polarisation de l'ensemble des ondes. Le schéma complet de l'expérience est présenté sur la figure 3.9. Nous avons choisi de présenter ce dispositif en trois zones : la mise en forme des pompes de l'OPA et de l'OPO, la génération et mise en forme du signal issu de l'OPO, et l'étage d'amplification avec ses réglages et diagnostics. Ces trois aspects sont décrits dans les trois parties qui suivent.

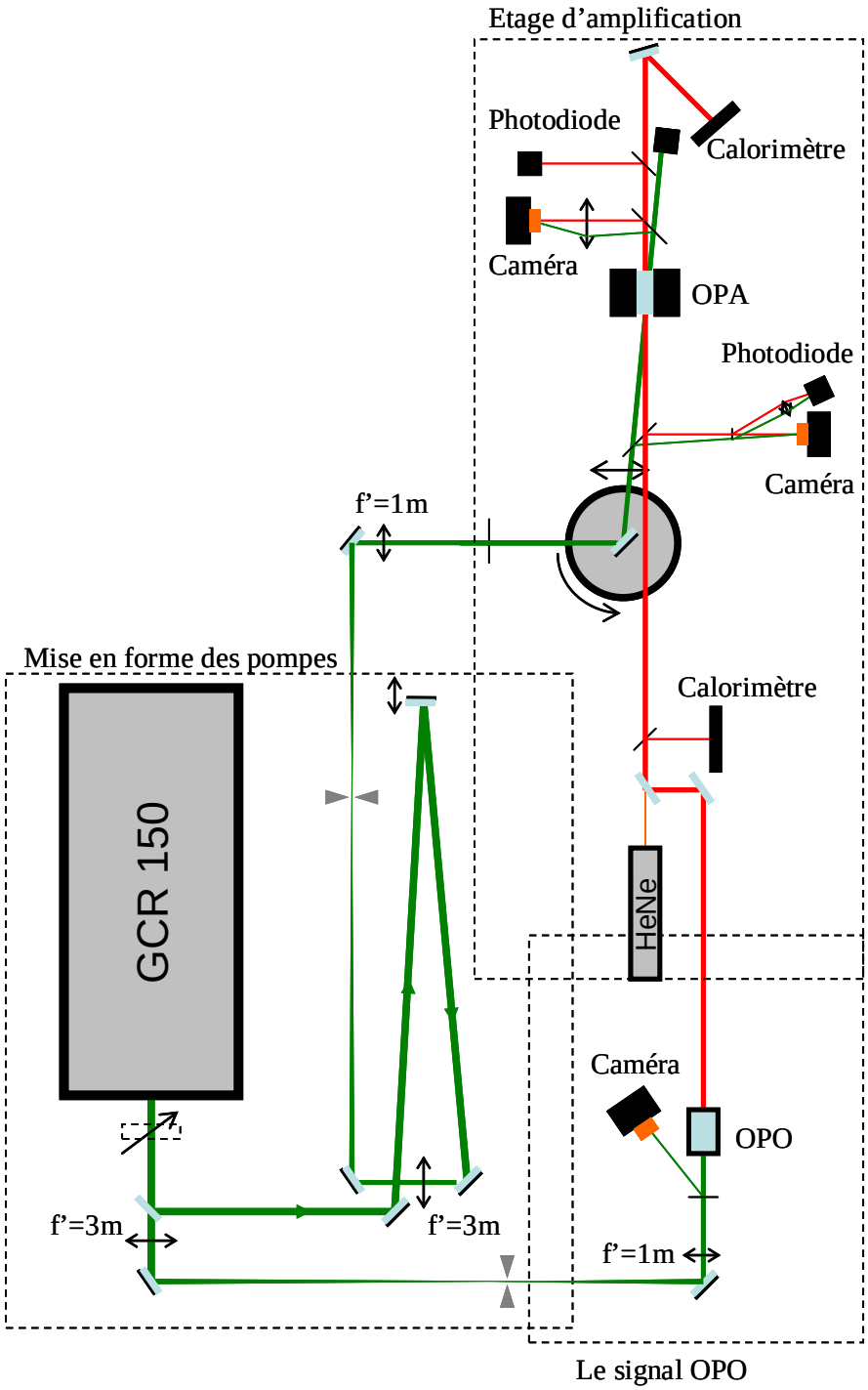


FIGURE 3.9 – Schéma complet de l'expérience. Trois zones sont délimitées pour détailler nos explications.

3.3.1 Mise en forme des pompes

Les faisceaux de pompe de l'OPO et de l'OPA sont donc issus d'un même laser QuantaRay GCR150 de chez Spectra-Physics. C'est un laser Nd :YAG pompé par flash avec une cadence de tir de 10 Hz. Le faisceau généré à 1064 nm est doublé en fréquence à 532 nm. Le rendement de doublement étant de l'ordre de 40%, l'énergie restante à 1064 nm est séparée par des miroirs dichroïques avant la sortie du boîtier. Finalement le laser délivre des impulsions à 532 nm de 8 ns atteignant jusqu'à 250 mJ. Etant constitué d'une cavité instable pour extraire le maximum d'énergie du pompage par flash, le faisceau se trouve annulaire en sortie de laser (cf Fig. 3.10.(a)).

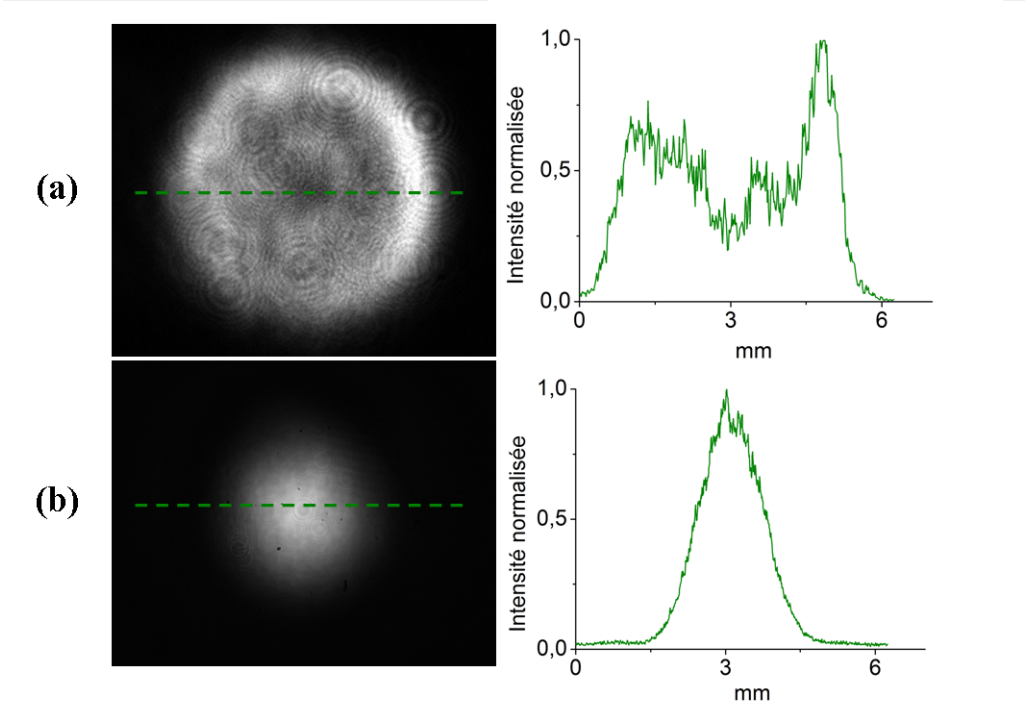


Figure 3.10 – Champs proches de la pompe avant (a) et après (b) mise en forme spatiale.

Il est nécessaire de remettre en forme le faisceau afin de faciliter l'analyse des mesures, d'éviter des dommages optiques dans les cristaux non linéaires de l'OPA et de l'OPO du fait des surintensités du profil spatial, et de maximiser le gain d'amplification. L'objectif est de réaliser un faisceau dont les

caractéristiques au niveau du cristal non linéaire sont les suivantes :

- un front d'onde plan ;
- un pointé stable et très bien défini ainsi qu'une divergence négligeable sur la longueur du cristal ;
- un profil d'intensité lisse (sans points chauds) et stable de diamètre à mi-hauteur inférieur à 2 mm.

Nous utilisons pour cela des télescopes de grandissement 1/3 sur les voies des deux pompes. Ils sont composés d'une première lentille de 3m de focale et d'une deuxième lentille d'une focale de 1m. Au foyer de la première lentille nous plaçons un filtrage spatial de 0,5 mm. Le profil spatial obtenu au niveau de l'OPA, similaire à celui de l'OPO, est présenté sur la figure 3.10.(b). De plus, l'imagerie du système est adaptée pour placer le col du faisceau après la lentille de 1 m au niveau du cristal, de façon à minimiser la divergence intrinsèque du faisceau. Il reste tout de même l'instabilité de pointé tir à tir, que nous avons estimée expérimentalement à 70 μrad.

Afin de contrôler l'énergie des pompes, nous avons placé en sortie de laser un atténuateur variable, constitué d'une lame demi-onde suivie d'un polariseur. La rotation de la demi-onde permet alors de faire varier l'énergie des pompes. Une dernière lame demi-onde est placée en fin de trajet optique pour adapter la polarisation des pompes de l'OPA et de l'OPO de façon à réaliser les accords de phase correspondants.

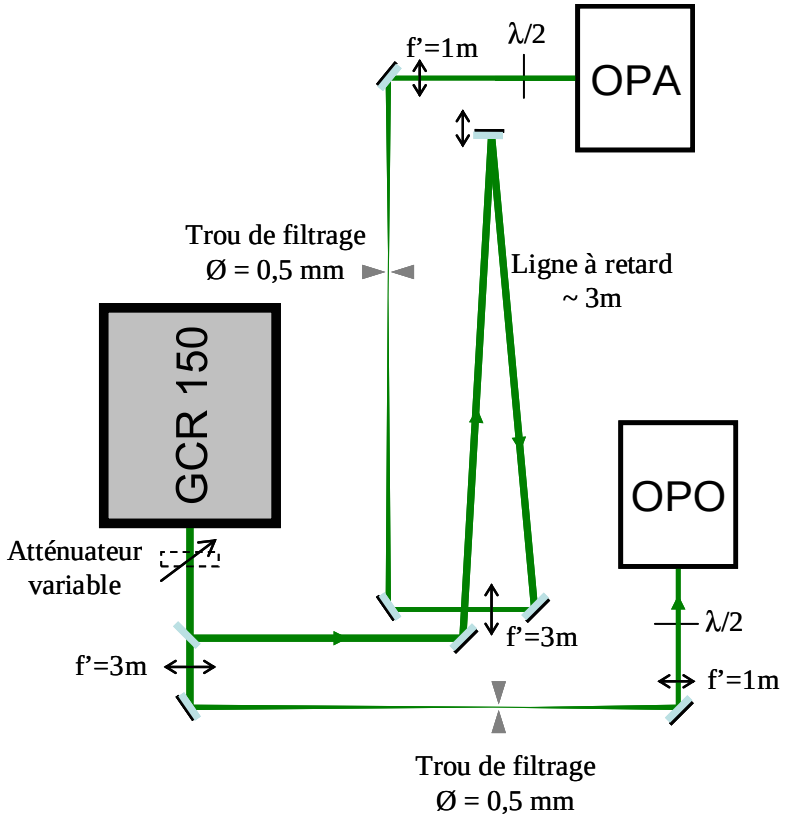


FIGURE 3.11 – Schéma détaillé de la zone de mise en forme spatiale des pompes pour l'OPO et l'OPA.

3.3.2 Le signal issu de l'OPO

Juste en amont de l'OPO (cf Fig. 3.12), nous plaçons une lame HBS (Holographic Beam Sampler) qui permet de prélever 0,1% de la pompe sans perturber le faisceau direct. Une caméra est placée sur ce prélèvement pour contrôler le profil spatial de la pompe. L'OPO est constitué d'un cristal non linéaire de KTP à température ambiante, taillé à $\theta = 51^{\circ}$ et $\varphi = 0^{\circ}$. Avec un accord de phase de type II dans ce cristal biaxe à température ambiante, il est possible de générer une onde autour de 720 nm à partir d'une onde de pompe à 532 nm. Les deux miroirs de la cavité OPO permettant de faire osciller l'onde à 720 nm sont plans (cf Fig. 3.13) : le miroir d'entrée est de transmission maximale à 532 nm et de réflexion totale à 720 nm, et le miroir de sortie possède une réflectivité maximale à 532 nm, ainsi qu'une

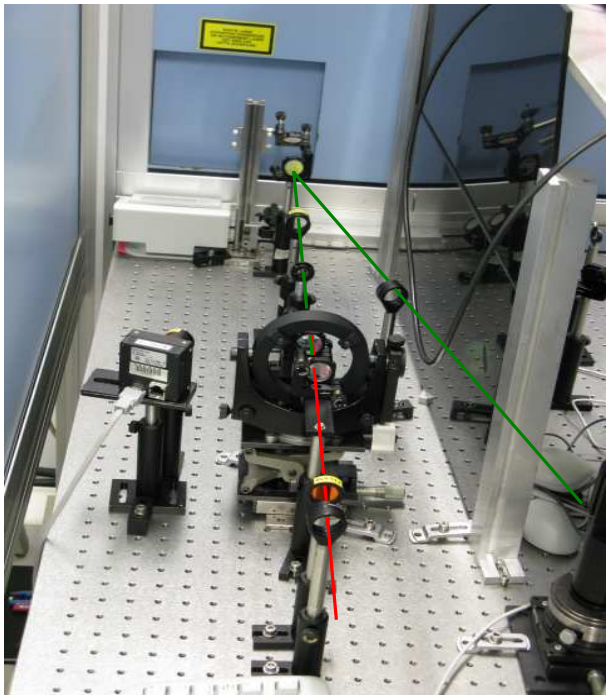


FIGURE 3.12 – Photo de l'OPO délivrant le signal.

réflectivité partielle de 70% à 720 nm. La longueur d'onde du signal de l'OPO est accordable entre 710 nm et 730 nm par rotation du cristal de KTP en θ de moins de 1° de part et d'autre de sa position initiale. Cette technique nous permet d'obtenir un signal d'une énergie pouvant atteindre 3 mJ. La durée d'impulsion mesurée est de 8 ns.

Le faisceau signal pris directement en sortie d'OPO n'étant pas optimal pour réaliser et interpréter simplement nos mesures d'amplification paramétrique, il a été remis en forme spatialement de façon similaire aux pompes. La sortie de l'OPO a été imagée dans le cristal de l'OPA par deux lentilles convergentes ($f'_1 = 25$ cm et $f'_2 = 75$ cm) pour limiter la divergence intrinsèque au niveau du cristal de l'OPA. Nous avons profité de l'imagerie pour grandir le faisceau et éviter ainsi un problème de non-recouvrement spatial de la pompe avec le signal du fait de la géométrie non colinéaire au sein de l'OPA. De plus, nous disposons au foyer de la première lentille un trou de filtrage de 0,3 mm afin d'améliorer la qualité spatiale du signal et limiter les variations de pointé tir à tir. Cependant, il a été mesuré expérimentalement

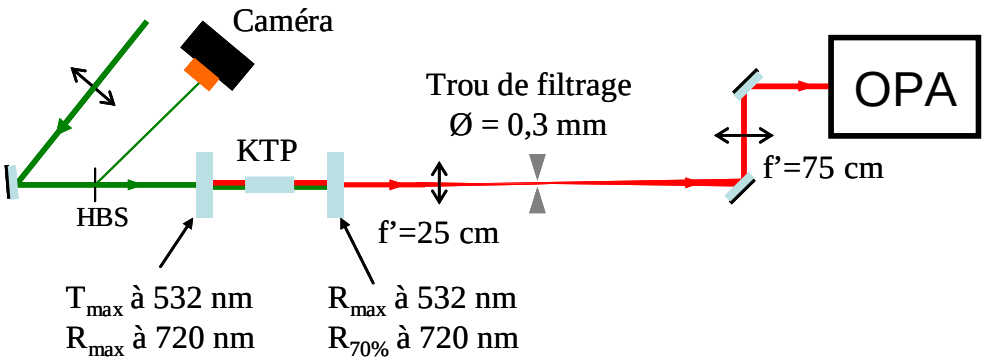


FIGURE 3.13 – Schéma de la zone de l'OPO délivrant le signal. Le signal d'une énergie maximale 3 mJ est remis en forme spatialement pour limiter des défauts du profil spatial, limiter la divergence résiduelle et les variations de pointés tir à tir.

une divergence résiduelle du signal au niveau de l'étage d'amplification de 225 μrad.

3.3.3 L'étage d'amplification

L'étage OPA (cf Fig. 3.14) est constitué d'un cristal non linéaire (LBO ou BBO) inséré dans un four. Ce four permet d'imposer la température du cristal entre 20°C et 200°C. Nous avons associé à cet étage d'amplification une série de dispositifs de réglages et de diagnostics dans l'objectif de contrôler :

- l'orientation du cristal par rapport au signal (réglages de θ_s et φ_s) ;
- l'angle de non-colinéarité (réglages de α_p et ψ_p) ;
- le recouvrement spatial et temporel ;
- le gain d'amplification.

Nous proposons un schéma détaillé de ce montage sur la figure 3.15.

Réglages angulaires

Le four et le cristal sont maintenus dans un système mécanique permettant de gérer l'orientation complète du cristal. Une photographie de cette partie est présentée en figure 3.16.

Pour s'assurer des angles de propagation (θ_s, φ_s) du signal, nous choisissons de constamment le mettre en incidence normale par rapport à la face

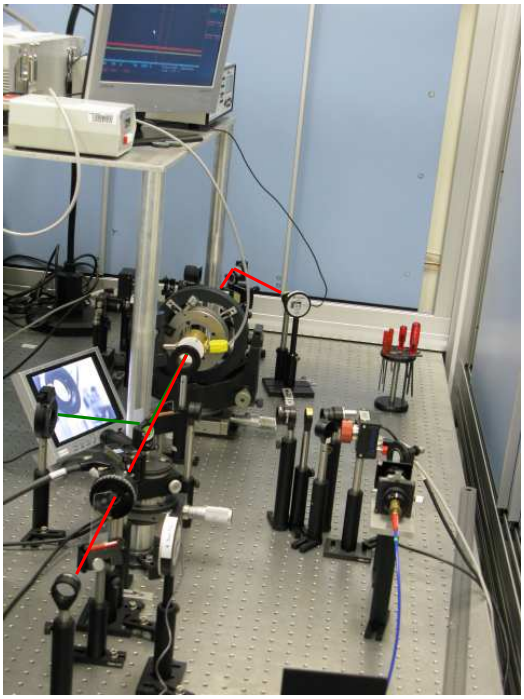


FIGURE 3.14 – Photo illustrant l'étage d'amplification. Le four contenant le cristal non linéaire est monté sur une mécanique permettant un réglage complet de l'orientation du cristal.

d'entrée du cristal. Ainsi, les angles (θ_s, φ_s) correspondront aux angles de coupe du cristal. Pour ceci, nous utilisons un laser HeNe dirigé de façon identique au faisceau signal. Il suffit alors d'orienter le cristal de façon à mettre en coïncidence la réflexion du faisceau d'alignement dû à la face d'entrée du cristal avec la sortie du laser. Cette méthode d'autocollimation nous permet de régler le signal dans la direction des angles de coupe du cristal à mieux que 100 μrad.

Afin de contrôler la direction de la pompe par rapport à celle du signal, c'est-à-dire α_p, le dernier miroir de renvoi de la pompe est placé sur une rotation motorisée d'un pas angulaire de 0,001°(cf Fig. 3.15). Cette rotation est associée à une translation d'un pas de 10 μm de même orientation que le faisceau de pompe avant le dernier renvoi. L'angle ψ_p est quant à lui modifié par une rotation du cristal autour d'un axe perpendiculaire à sa face d'entrée. En aval de l'OPA, nous disposons, après un prélèvement, une caméra au foyer d'une lentille de focale 15 cm, ce qui permet de vérifier les écarts angulaires

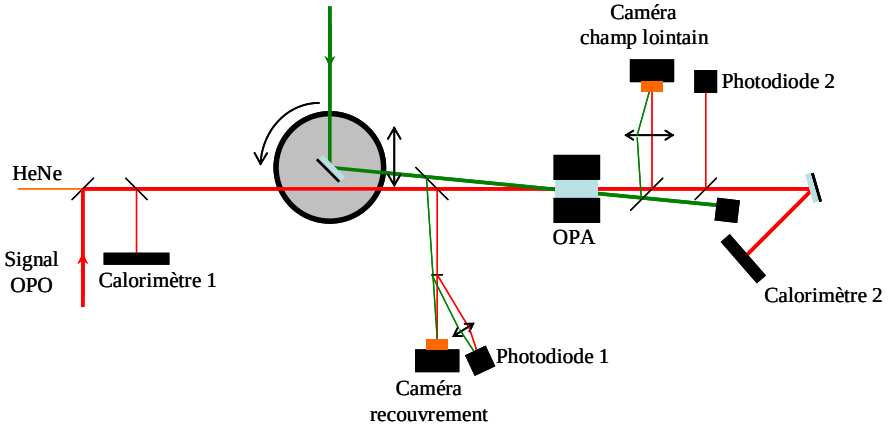


FIGURE 3.15 – Schéma détaillé des dispositifs mis en place autour de l'étage d'amplification pour contrôler les angles de propagation, les recouvrements spatiaux et temporels, ainsi que pour mesurer les gains d'amplification.

entre signal et pompe.

Recouvrement spatial et temporel

Les recouvrements spatiaux et temporels du signal avec la pompe dans le cristal non linéaire de l'OPA doivent être maximaux pour obtenir une bonne efficacité d'amplification. Afin d'optimiser le recouvrement spatial, nous avons disposé à la suite d'une lame de prélevement, une caméra dans le même plan que le centre du cristal non linéaire. En utilisant la rotation et surtout la translation du dernier miroir de renvoi, nous pouvons ajuster le recouvrement de la pompe et du faisceau signal. L'OPO étant généré à partir du laser utilisé pour la pompe de l'OPA, un retard apparaît du fait du temps de création de l'oscillation dans l'OPO, qui est de l'ordre de 10 ns. Ce retard ne pouvant être compensé qu'optiquement, nous avons inséré sur la voie de pompe de l'OPA un trajet optique supplémentaire permettant de le compenser. Nous vérifions alors avec la photodiode 1 que les deux impulsions sont synchrones dans l'étage d'amplification.

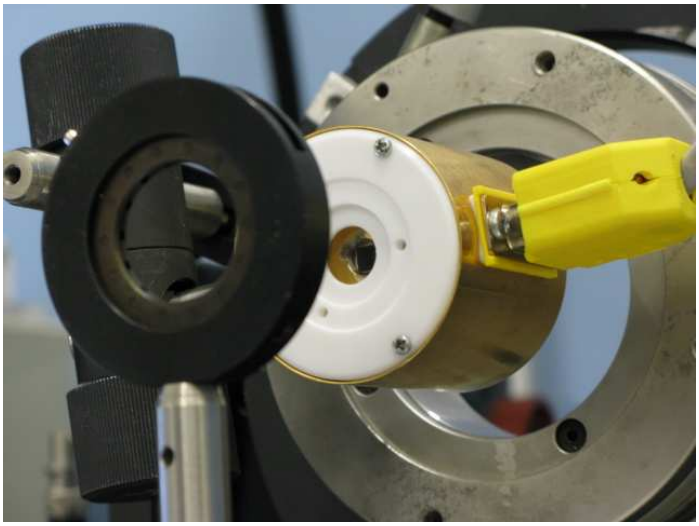


FIGURE 3.16 – Photographie de l'étage OPA. Le boitier doré est le four permettant de maintenir le cristal non linéaire à la température souhaitée, entre la température ambiante et 200°C.

Détection et mesure du gain

Pour mesurer le gain d'amplification, nous disposons en amont et en aval deux calorimètres MOLECTRON. Le calorimètre en amont est placé sur une voie de prélèvement et permet de suivre les fluctuations d'énergie de l'OPO. Le calorimètre en aval est lui placé directement sur le faisceau amplifié (cf Fig. 3.15), après séparation du reste de la pompe.

3.4 Comparaisons des résultats expérimentaux et des calculs

3.4.1 BBO

Nous avons considéré un cristal de BBO coupé selon $\theta = 23^{\circ}$, qui est donc l'angle correspondant à l'angle de propagation du signal : $\theta_s = 23^{\circ}$ (cf Fig. 3.17). Cette configuration permet de réaliser un OPA pour amplifier un faisceau à 720 nm avec une pompe à 532 nm à température ambiante, où l'angle de non-colinéarité α_p est de faible amplitude, compris entre 1° et 3°. Ce cristal a une épaisseur de 1,5 cm et possède une ouverture de 8 mm.

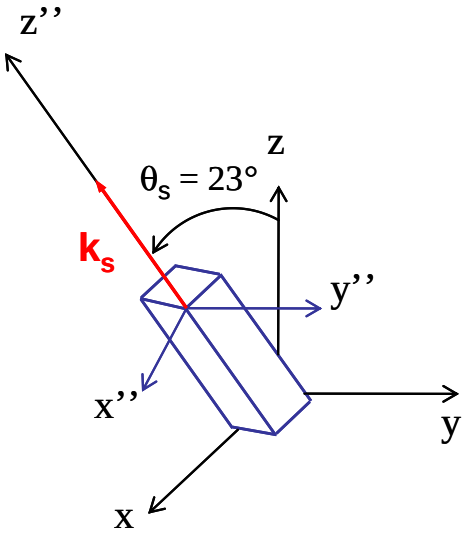


FIGURE 3.17 – Orientation du cristal de BBO dans le repère optique (x, y, z) et le repère du laboratoire (x", y", z").

Le protocole de mesure des directions d'accord de phase et des tolérances angulaires associées procède de façon identique à la méthode de calcul décrite ci-avant. En nous aidant de nos calculs préliminaires, nous avons cherché à repérer dans un premier temps l'angle α_{p_0} d'accord de phase. Nous avons ensuite réalisé des mesures systématiques et automatisées en faisant varier pas à pas l'angle α_p sur une plage angulaire préétablie autour de l'angle α_{p_0}.

La figure 3.18 présente une des mesures réalisée. Chaque point de mesure correspond à la moyenne sur 50 tirs de l'énergie obtenue en sortie d'OPA (calorimètre 2), divisée par l'énergie moyenne sur ces 50 tirs de l'OPO (calorimètre 1). Nous superposons à ces points expérimentaux la courbe théorique en sinc^2 obtenue par notre code (en rouge). Avant de comparer expérience et prévision numérique, il est nécessaire de discuter de l'influence des divergences résiduelles de l'ensemble de nos faisceaux sur les résultats expérimentaux. En effet, la divergence d'un des faisceaux peut être considérée comme la résultante d'une multitude d'ondes planes aux directions légèrement différentes. Et à la divergence vient aussi s'ajouter l'incertitude de pointé qui se traduit tir à tir par une variation de la direction du faisceau. Les mesures d'énergie étant la moyenne sur 50 tirs, cette incertitude sur le pointé

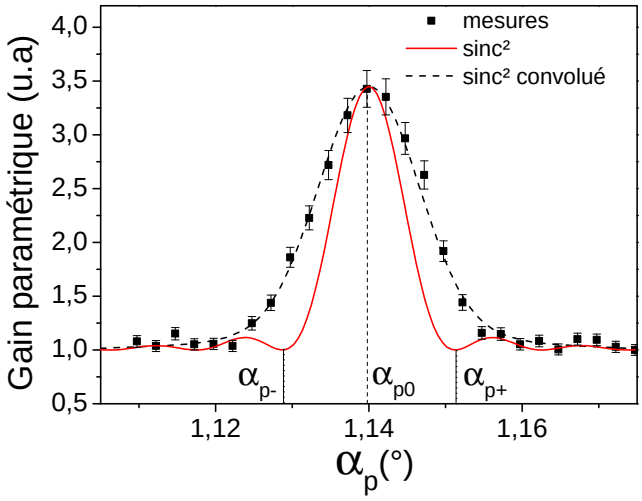


FIGURE 3.18 – Mesure d'une direction d'accord de phase α_{p_0} et de la tolérance angulaire associée dans un cristal de BBO à température ambiante. La courbe en trait plein rouge correspond au calcul du sinc^2 ; la courbe en pointillés est le résultat de la convolution du sinc^2 avec les divergences résiduelles des faisceaux.

peut être considérée comme une divergence résiduelle. Pour tenir compte de ces divergences, il s'agit de convoluer la courbe théorique avec la distribution angulaire du faisceau signal, dont la divergence résiduelle a été mesurée à 225 μrad, ainsi qu'avec celle de la pompe dont l'incertitude de pointé vaut 70 μrad. Nous ajoutons ainsi en pointillés sur la figure 3.18, la courbe (sinc^2 convolué) résultant de la convolution de notre prévision numérique (sinc^2) avec une distribution angulaire gaussienne dont la largeur à mi-hauteur H vaut : $H = \sqrt{H_{signal}^2 + H_{pompe}^2} = \sqrt{225^2 + 70^2}\mu$rad. Cette méthode nous permet de vérifier la bonne compatibilité de nos mesures d'acceptances angulaires avec celles prévues par le modèle en onde plane.

Ces courbes expérimentales nous permettent aussi de déterminer avec précision la valeur de l'angle d'accord de phase α_{p_0} correspondant au maximum d'amplification.

Les résultats expérimentaux associés aux calculs concernant les directions d'accord de phase sont présentés sur la figure 3.19. Les points expérimentaux sont présents pour des valeurs de ψ_p variant entre 90° et 270°. En dehors de

cette plage, l'écart angulaire α_p est trop important, de sorte qu'il a rendu impossible l'obtention de mesures exploitables. Nous observons une très bonne concordance de nos mesures avec les calculs pour ψ_p variant de 270° à 180°. L'écart relatif entre calcul et expérience est alors compris entre 1% et 3%. Pour des valeurs de ψ_p variant entre 180° et 105°, l'écart entre mesure et simulation augmente jusqu'à être de plus de 9% pour $\psi_p = 105°$. Cette répartition de l'écart non symétrique par rapport au plan principal est probablement due à une coupe du cristal imprécise qui pourrait donner une direction de propagation du signal $(\theta_s,\varphi_s) \neq (23°,0°)$.

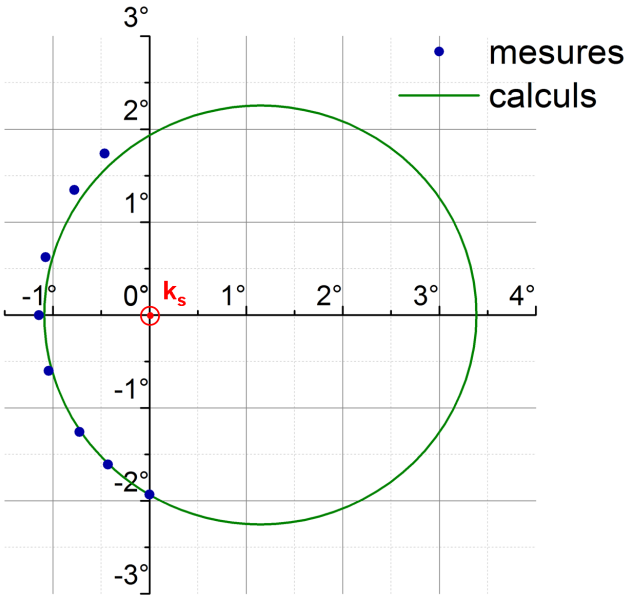


FIGURE 3.19 – Mesure de plusieurs directions d'accord de phase α_{p_0} dans un cristal de BBO à température ambiante, le signal se propageant selon la direction (θ_s, φ_s)=(23°,0°) repérée dans le repère optique.

Nous présentons en trait plein sur la figure 3.20 les acceptances angulaires calculées par notre code. Sur cette même figure sont associées les valeurs expérimentales, ramenées au modèle en onde plane par déconvolution des divergences résiduelles. L'accord entre expérience et calcul valide aussi bien notre code numérique que nos mesures.

Les valeurs d'acceptances angulaires de BBO sont ainsi de l'ordre de 300 μrad.cm Pour une configuration comparable d'OPA colinéaire, c'est-à-dire

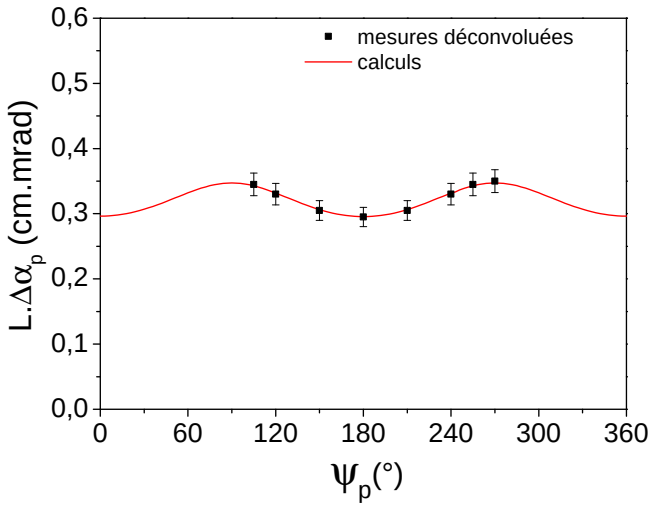


FIGURE 3.20 – Mesure de la tolérance angulaire associée en fonction de l'angle d'accord de phase ψ_p dans un cristal de BBO à température ambiante.

l'amplification par une pompe à 532 nm d'un signal à 720 nm orienté selon $\theta_s = 21,4^{\circ}$, l'acceptance angulaire donnée par le logiciel SNLO est de 600 μrad, soit deux fois plus importante que dans la géométrie que nous étudions. Nous développerons cette notion dans la section suivante, mais il est déjà important à ce stade de l'étude de noter que la géométrie non colinéaire rend plus critique l'orientation angulaire de la pompe.

Tous les résultats expérimentaux de directions d'accord de phase, d'acceptances angulaires et les correspondances numériques sont résumées dans le tableau 3.1.

ψ_p (°)	$\alpha_{p_{calcul}}$ (°)	$\alpha_{p_{expérience}}$ (°)	L.$\Delta\alpha_{p_{calcul}} \approx$ L.$\Delta\alpha_{p_{exp}}$ (mrad.cm)
105	1,66	1,8	0,343
120	1,44	1,55	0,332
150	1,17	1,24	0,307
180	1,09	1,14	0,296
210	1,17	1,20	0,307
240	1,44	1,45	0,332
255	1,66	1,66	0,343
270	1,93	1,93	0,347

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales et calculées des directions d'accord de phase et des acceptances angulaires associées concernant l'OPA non colinéaire d'un signal à 720 nm se propageant dans un cristal de BBO à température ambiante selon la direction (θ_s, φ_s)=(23°,0°) repérée dans le repère optique, pompé à 532 nm.

3.4.2 LBO

Nous avons aussi étudié un cristal de LBO coupé selon ($\theta = 90°$, $\varphi = 0°$). Le signal se propagera donc dans la direction ($\theta_s = 90°$,$\varphi_s = 0°$), cf Fig. 3.21.

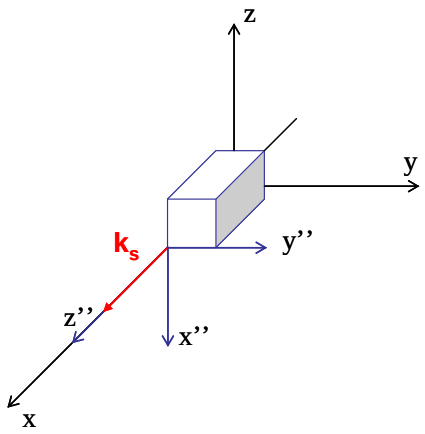


FIGURE 3.21 – Orientation du cristal de LBO dans le repère optique (x, y, z) et le repère du laboratoire (x", y", z").

Pour réaliser un OPA non colinéaire avec un signal à 720 nm et une pompe à 532 nm dans LBO, il est nécessaire de travailler à température élevée. En effet, nous pouvons voir sur la courbe de la figure 3.22 l'évolution de l'angle de non-colinéarité α_{p_0} en fonction de la température pour une pompe placée dans le plan principal xz.

Nous choisissons de travailler à la température de 193°C afin d'avoir des angles de non-colinéarité α_p de l'ordre de 1°. La longueur L du cristal de LBO est de 2,2 cm. Son ouverture est de 5 mm.

Nous présentons sur la figure 3.23 les angles de non-colinéarité satisfaisant l'accord de phase, obtenus expérimentalement ainsi que ceux calculés par notre code. L'écart relatif entre mesures et calculs varie de 0,2% pour $\psi_p = \pm 90°$, à 2% pour $\psi_p = 0°$. La correspondance entre calcul et expérience est donc excellente, meilleure que dans le cas de BBO. Du fait des symétries par rapport au plan xy et au plan xz, nous n'avons pas multiplié les mesures. En théorie, il suffit de réaliser des mesures pour ψ_p variant de 0 à 90° pour décrire complétement les lieux d'accord de phase. Cependant, nous avons vu dans notre étude du BBO qu'une taille non parfaite du cristal peut engendrer un décalage des mesures. Nous avons donc réalisé une mesure pour $\psi_p = -90°$ afin de vérifier cette symétrie, et nous avons obtenu un angle $\alpha_p(-90°) = 1,135°$, à comparer au $\alpha_p(90°) = 1,143°$. L'écart relatif entre ces deux mesures

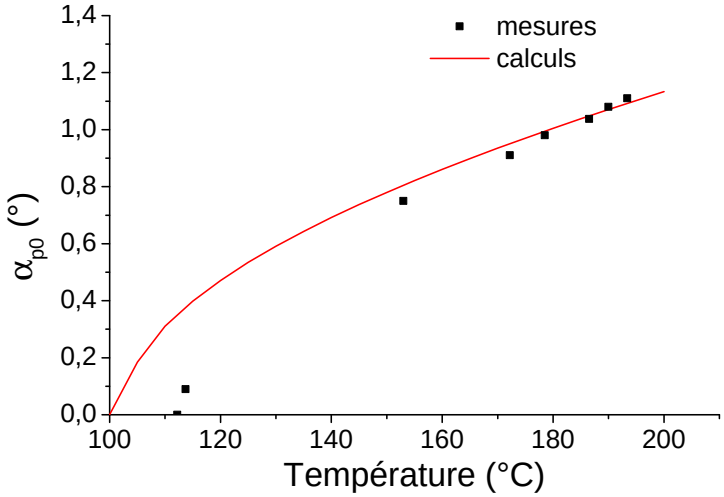


FIGURE 3.22 – Evolution de l'angle d'accord de phase α_{p_0} en fonction de la température du cristal de LBO. La pompe à 532 nm est placée dans le plan principal xz et le signal à 720 nm dirigé selon l'axe x du repère optique du cristal.

est de 0,7%, ce qui est très faible et inférieur à l'incertitude sur le réglage de la direction du signal dans la direction de coupe du cristal (100 μrad). Cette mesure confirme bien la qualité des mesures réalisées dans le premier quadran et la bonne précision de l'orientation du cristal de LBO.

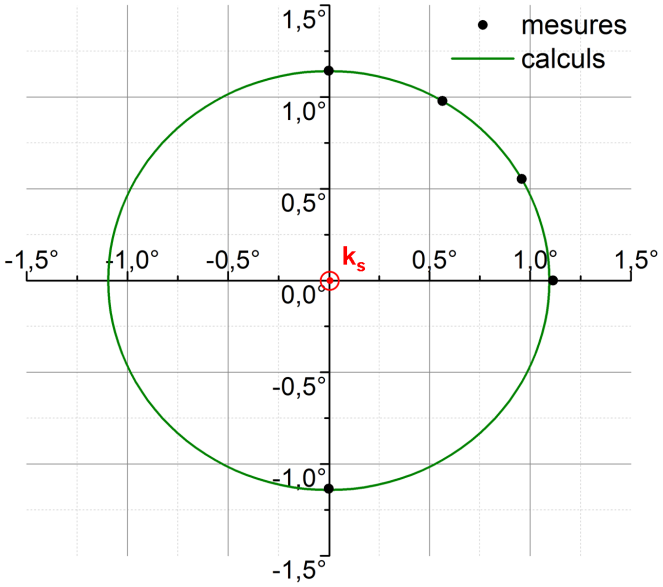


FIGURE 3.23 – Mesure de plusieurs directions d'accord de phase α_{p_0} dans un cristal de LBO chauffé à 193°C, où le signal se propage selon l'axe x du repère optique.

De façon similaire au cas du BBO, nous présentons un exemple de mesure de direction d'accord de phase et de la tolérance angulaire associée pour le LBO (cf Fig. 3.24).

Présentées sur la figure 3.25, les mesures d'acceptances angulaires, déconvoluées des divergences, correspondent aux prévisions de notre code de calcul, en trait plein rouge. L'acceptance angulaire pour une telle configuration d'OPA non colinéaire oscille ainsi entre 560 μrad et 590 μrad.

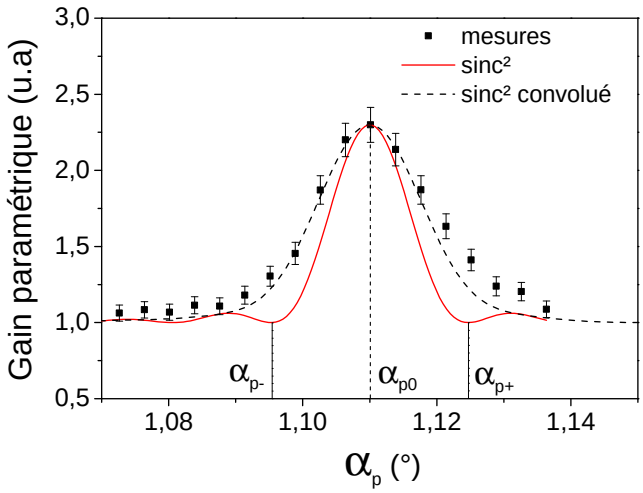


FIGURE 3.24 – Mesure d'une direction d'accord de phase α_{p_0} et de la tolérance angulaire associée dans un cristal de LBO à 193°C. La courbe en trait plein rouge correspond au calcul du sinc^2 ; la courbe en pointillés est le résultat de la convolution du sinc^2 avec les divergences résiduelles des faisceaux.

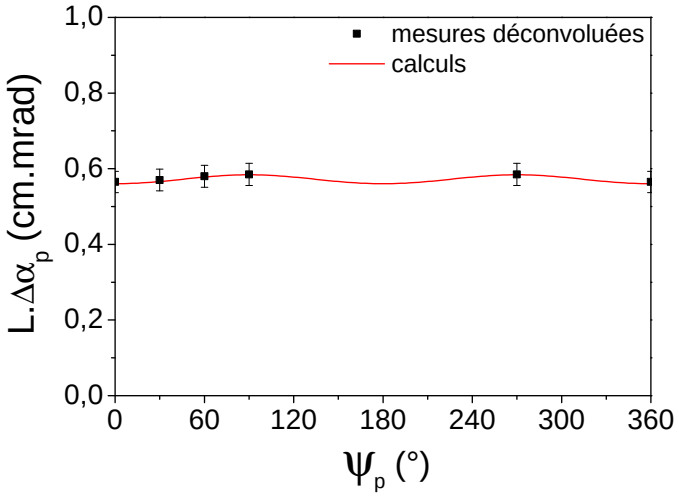


FIGURE 3.25 – Mesure de la tolérance angulaire associée en fonction de l'angle d'accord de phase ψ_p dans un cristal de LBO à 193°C.

Pour comprendre l'évolution de cette acceptance angulaire avec l'angle de non-colinéarité, nous traçons sur la figure 3.26 le calcul de la fonction $L\Delta\alpha(\alpha_p)$ avec les points de mesure correspondant. L'acceptance chute avec l'augmentation de l'angle de non-colinéarité.

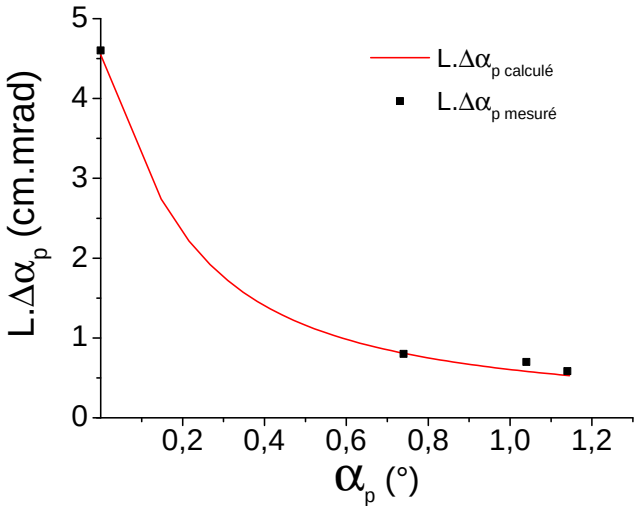


FIGURE 3.26 – Evolution de l'acceptance angulaire avec l'angle de non-colinéarité α_p dans le cristal de LBO à 193°C.

Pour cette configuration d'amplification, nous regroupons l'ensemble des résultats expérimentaux associés aux prévisions numériques correspondantes dans le tableau 3.2.

ψ_p (°)	$\alpha_{p_{calcul}}$ (°)	$\alpha_{p_{expérience}}$ (°)	L.$\Delta\alpha_{p_{calcul}} \approx$ L.$\Delta\alpha_{p_{exp}}$ (mrad.cm)
0	1,093	1,114	0,562
30	1,104	1,106	0,568
60	1,127	1,13	0,580
90	1,139	1,143	0,586
270	1,139	1,135	0,586

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des valeurs expérimentales et calculées des directions d'accord de phase et des acceptances angulaires associées concernant l'OPA d'un signal à 720 nm se propageant dans un cristal de LBO à 193°C selon la direction (θ_s, φ_s)=(90°,0°) repérée dans le repère optique, pompé à 532 nm.

3.4.3 Comparaison entre le BBO et le LBO

Il est important de comparer les tolérances angulaires de BBO et LBO à gains d'amplification paramétriques identiques, ce qui va fixer les longueurs d'interaction respectives compte tenu de la valeur des indices de réfraction, n, et du coefficient effectif, d_{eff}, de chacun des deux cristaux. En effet, compte tenu de l'équation 2.36, le gain paramétrique est proportionnel à $\frac{d_{\text{eff}}^2 . L^2}{n^3} I_p^2$. Il est également nécessaire de prendre en compte le seuil de dommage optique, qui limite l'intensité maximale du faisceau pompe, I_p. Le tableau (cf Tab. 3.3) donne les valeurs typiques de ces différents paramètres pour BBO et LBO.

	BBO	LBO
d_{eff}	2,04 pm/V	0,85 pm/V
n	1,66	1,6
$I_{p_{max}}$	500 MW/cm^2	1,5 GW/cm^2

TABLE 3.3 – Valeurs des paramètres à prendre en compte en régime 6 ns pour déterminer la longueur d'un cristal à utiliser.

Les gains sont équivalent lorsque la relation suivante est satisfaite :

$$\frac{d^2_{\text{eff B}}.L_B^2}{n_B^3} I_{p_B} = \frac{d^2_{\text{eff L}}.L_L^2}{n_L^3} I_{p_L} \tag{3.12}$$

$$\frac{L_B}{L_L} = \sqrt{\frac{n_B^3}{n_L^3} \frac{d_{\text{eff L}}.I_{p_L}}{d_{\text{eff B}}.I_{p_B}}} \tag{3.13}$$

Où les indices B et L font référence respectivement au BBO et au LBO.

L'application numérique donne $\frac{L_B}{L_L} = 1,3$. En tenant compte du fait que $(L\Delta\alpha_p)_{LBO} \approx 2(L\Delta\alpha_p)_{BBO}$, il vient alors que la tolérance aux variations angulaires d'une architecture d'amplification avec du BBO sera 2,6 fois plus faible que dans le cas de LBO.

3.5 Conclusion

Nous avons donc présenté des résultats originaux sur le calcul et la mesure des directions d'accord de phase et des acceptances angulaires associées d'un OPA dans un cristal uniaxe (BBO) et dans un cristal biaxe (LBO). Le bon accord entre les résultats expérimentaux et les calculs permettent de valider à la fois notre code et nos expériences. Notre modèle pourra ainsi aider à optimiser des prochains systèmes d'amplification. Par ailleurs, nos résultats montrent que la non-colinéarité rend le système sensible aux problèmes angulaires. Pour espérer obtenir des bons rendements, il sera ainsi nécessaire de s'assurer de la très bonne qualité spatiale des faisceaux pompes.

Chapitre 4

Etude des propriétés spectrales et spatiales du signal amplifié par un OPA multi-pompes

4.1 Introduction

Pour juger de l'utilité d'une technique d'amplification, il est impératif de connaître les modifications spatiales et temporelles qu'elle entraîne sur le signal amplifié. Ce chapitre s'intéresse à savoir si l'utilisation de plusieurs pompes simultanées, issues d'oscillateurs pouvant être différents, est différente du cas connu d'une unique pompe. Après la présentation de l'état de l'art sur les phénomènes de dégradation du signal par un OPA multi-pompes, nous proposons une interprétation physique à partir de recombinaisons parasites au cours de l'amplification. Pour vérifier notre approche, nous avons mis en place une expérience spécifique. Après avoir rappelé les caractéristiques principales d'un interféromètre Fabry-Perot, qui est le diagnostic clé des expériences que nous avons menées, nous présentons l'ensemble de notre montage expérimentale. Nous confrontons ensuite les résultats obtenus avec ceux prévus par notre approche. Pour finir, en analysant les résultats présentés dans différents articles, nous suggérons différentes configurations d'OPA multi-pompes en régime nanoseconde et femtoseconde permettant de conserver les qualités spatiales et spectrales du signal.

4.2 Etat de l'art et positionnement de la problématique

L'apparition de multiples faisceaux parasites après amplification par plusieurs pompes a été mis en évidence dans des travaux antérieurs [39]. La figure 4.1, tirée de cet article, détaille les résultats expérimentaux d'une amplification d'un signal large bande autour de 840 nm par deux pompes à 532 nm dans un cristal de BBO de longueur 4 mm.

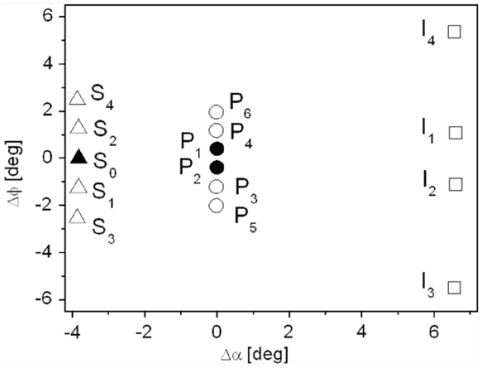


FIGURE 4.1 – Figure tirée de l'article [39] : Répartition angulaire du signal (triangles), de la pompe (cercles) et de l'idler (carré) après amplification d'un signal à 840 nm par deux pompes à 532 nm dans un cristal de BBO de longueur 4 mm. Les angles sont les angles externes.

La mesure de la répartition énergétique en champ lointain des différents faisceaux issus de l'OPA a révélé la présence du faisceau signal (S_0), des deux pompes (P_1 et P_2) et des deux idlers générés (I_1 et I_2). Plus étonnant, des signaux (S_1, S_2, S_3 et S_4), pompes (P_3, P_4, P_5 et P_6) et idlers (I_1, I_2, I_3 et I_4) ont été détectés. Ces auteurs ont proposé d'expliquer l'apparition de ces faisceaux par un phénomène de couplages parasites pendant l'amplification.

4.2.1 Recombinaisons en cascade

Ils décomposent les phénomènes présents dans l'OPA à multiple pompes en plusieurs étapes.

Première étape

Au départ du couplage à trois ondes, lors de l'amplification par deux pompes légèrement différentes spatialement, deux idlers sont générés, chacun minimisant le désaccord de phase avec sa pompe correspondante. Les deux couplages correspondants sont les suivants :

$$\begin{aligned} &\text{Pompe 1} - \text{Signal} \rightarrow \text{Idler 1} \\ &\text{Pompe 2} - \text{Signal} \rightarrow \text{Idler 2} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Deuxième étape

Au cours de la propagation un idler peut jouer le rôle de signal, et quand la pompe non correspondante l'amplifie, cela génère des signaux satellites décalés spatialement du signal principal. Les couplages à considérer sont donc :

$$\begin{aligned} &\text{Pompe 1} - \text{Idler 2} \rightarrow \text{Signal 2} \\ &\text{Pompe 2} - \text{Idler 1} \rightarrow \text{Signal 1} \end{aligned} \tag{4.2}$$

Nous représentons à l'aide des différents vecteurs ces recombinaisons à l'origine de l'apparition de S_1 et S_2.

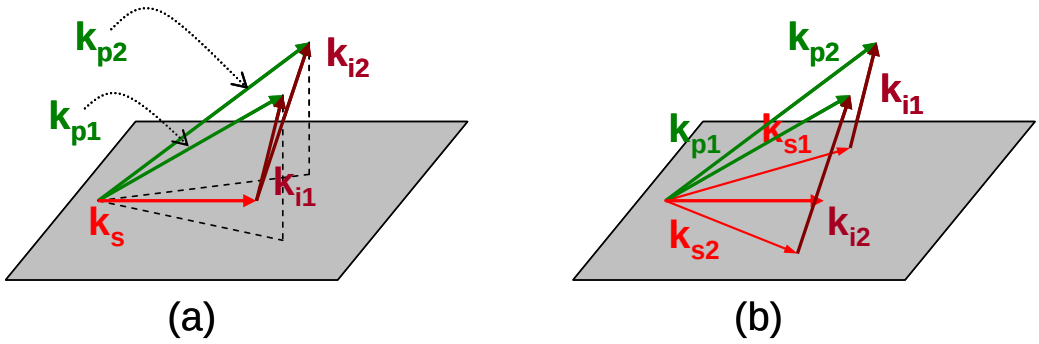


FIGURE 4.2 – Présentation du principe de recombinaisons non désirées. (a) La première étape de l'OPA procède par la génération de deux idlers I_1 et I_2. (b) Pendant la deuxième étape, les couplages parasites entre pompes et idlers non correspondants génèrent les signaux parasites S_1 et S_2

Etapes suivantes

Des effets de somme de fréquences peuvent aussi apparaître et expliquer l'apparition de nouveaux faisceaux pompes :

$$\begin{aligned} &\text{Signal } 1 + \text{Idler } 2 \rightarrow \text{Pompe } 3 \\ &\text{Signal } 2 + \text{Idler } 1 \rightarrow \text{Pompe } 4 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Finalement, en analysant toutes les recombinaisons en cascade pouvant exister, il est possible de déterminer les couplages à l'origine de l'ensemble des faisceaux détectés :

$$\begin{aligned} &\text{Pompe } 3 - \text{Idler } 1 \rightarrow \text{Signal } 3 \\ &\text{Pompe } 4 - \text{Idler } 2 \rightarrow \text{Signal } 4 \\ &\text{Pompe } 3 - \text{Signal } 2 \rightarrow \text{Idler } 3 \\ &\text{Pompe } 4 - \text{Signal } 1 \rightarrow \text{Idler } 4 \\ &\text{Signal } 3 + \text{Idler } 2 \rightarrow \text{Pompe } 5 \\ &\text{Signal } 4 + \text{Idler } 1 \rightarrow \text{Pompe } 6 \end{aligned} \tag{4.4}$$

4.2.2 Comment s'affranchir de ces recombinaisons ?

En augmentant l'écart angulaire entre les pompes ($\Delta\phi$ au vu des notations de la figure 4.1), tout en s'assurant que chaque pompe continue d'amplifier le signal principal, ils ont observé une forte diminution des faisceaux parasites, sans proposer plus d'explications. Il est à noter que dans le premier article sur la combinaison de faisceau [8], il est déjà mentionné, sans formaliser une analyse aussi détaillée, l'apparition de faisceaux parasites en décrivant de forts effets d'auto-diffraction [40] pour des écarts angulaires inférieurs à 0,5° entre les différentes pompes.

Après avoir étudié dans le chapitre précédent les acceptances angulaires associées à la direction d'une pompe dans un OPA non colinéaire, nous proposons d'expliquer le phénomène de disparition des faisceaux parasites à l'aide

des tolérances angulaires. En effet, la recombinaison au premier ordre peut s'interpréter comme l'amplification de l'idler (I_1) avec la pompe non correspondante (P_2) qui génère un signal parasite (S_1). Cette recombinaison n'est alors possible que si le désaccord de phase correspondant au couplage entre les ondes P_2, I_1 et S_1, à savoir $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_{p_2} - \mathbf{k}_{i_1} - \mathbf{k}_{s_1}$, n'est pas trop important, ce qui signifie que la pompe P_2 doit être « comprise » dans la tolérance angulaire associée à l'amplification de l'idler I_1.

Pour illustrer cette approche, utilisons à nouveau les diagrammes angulaires donnés par notre code de calcul, en étudiant un OPA utilisant un cristal de LBO à température ambiante, de longueur 3 cm et taillé selon $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 13{,}5^\circ$. Nous superposons sur la figure 4.3 les directions d'accord de phase correspondant à l'amplification du signal S, en trait plein vert, à celle correspondant à l'idler généré par le couplage entre le signal S et la pompe P_1, (pointillés verts). Les directions angulaires des vecteurs d'onde des différents faisceaux sont indiqués par des croix. De plus, nous ajoutons les limites de tolérances angulaires correspondant à l'amplification de l'idler I_1 par une pompe à 532 nm, en pointillés rouges. Ainsi, si la deuxième pompe est trop écartée de la première pompe et sort de cette zone délimité par les deux courbes de tolérances angulaires, le désaccord de phase correspondant au couplage entre la pompe P_2 et l'idler I_1 est alors trop important pour qu'un effet macroscopique soit observable. Il n'y aura donc pas de génération de signal parasite S_1. Selon notre diagramme angulaire, il suffit dans cette configuration d'un écart entre les deux pompes supérieurs à 3 mrad.

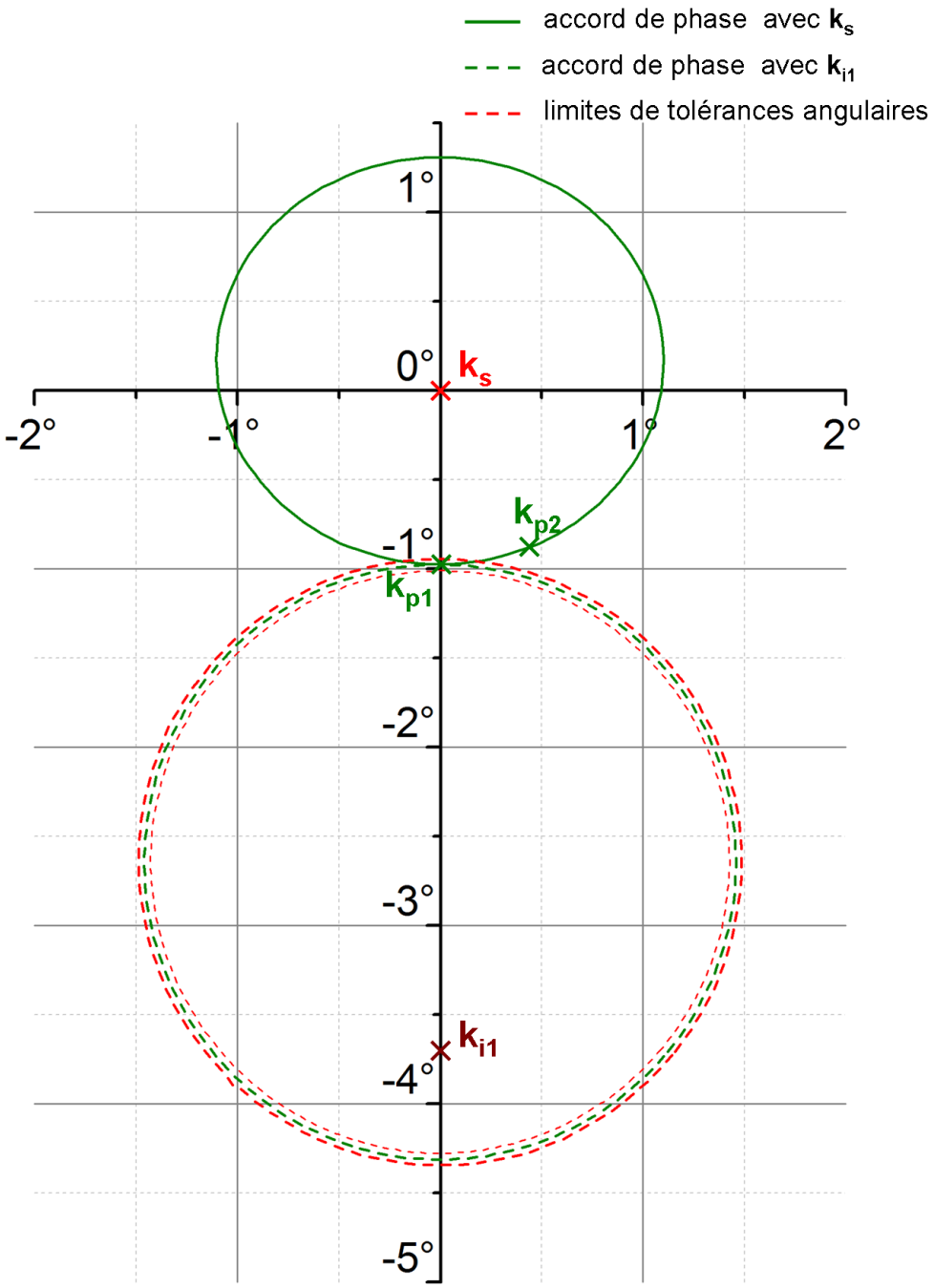


FIGURE 4.3 – Illustration du principe de recombinaison avec les diagrammes angulaires d'accord de phase et de tolérances angulaires associées. Si le vecteur d'onde de la pompe 2 $\mathbf{k}_{p_2}$ sort de la zone de tolérances angulaires correspondant à l'amplification de l'idler 1, il n'y aura pas de recombinaison possible.

4.2.3 Cas de deux pompes mutuellement incohérentes

Nous venons de détailler les effets des recombinaisons pour des écarts spatiaux entre les pompes. Or nous avons vu en introduction l'intérêt d'utiliser des pompes non cohérentes entre elles, c'est-à-dire des pompes de pulsations différentes. En reprenant la même approche que précedemment, supposons maintenant que les pompes 1 et 2 ont des pulsations ω_{p_1} et ω_{p_2} de différence $\delta\omega_p = \omega_{p_2} - \omega_{p_1}$. Le couplage donné par l'équation 4.1 donne par conservation de l'énergie la relation suivante :

$$\begin{aligned} \omega_{p_1} - \omega_s &= \omega_{i_1} \\ \omega_{p_2} - \omega_s &= \omega_{i_2} \end{aligned} \tag{4.5}$$

Alors que l'équation 4.2, donne :

$$\begin{aligned} \omega_{p_1} - \omega_{i_2} &= \omega_{s_2} \\ \omega_{p_2} - \omega_{i_1} &= \omega_{s_1} \end{aligned} \tag{4.6}$$

Ainsi les pulsations ω_{s_1} et ω_{s_2} valent :

$$\begin{aligned} \omega_{s_1} &= \omega_s - \delta\omega_p \\ \omega_{s_2} &= \omega_s + \delta\omega_p \end{aligned} \tag{4.7}$$

Lors de l'utilisation de faisceaux pompes non cohérents entre eux, nous nous attendons donc à ce que les signaux soient non seulement décalés spatialement mais également spectralement. Le phénomène de recombinaisons va donc réaliser un couplage spatio-spectral au final.

4.2.4 Conclusion

Les auteurs mentionnés dans cette partie ont montré les phénomènes parasites résultant de l'utilisation de plusieurs pompes séparées spatialement

en expliquant ces effets par des recombinaisons multiples non désirées. En reprenant leur étude, nous suggérons que l'acceptance angulaire du couplage est un facteur qui va limiter ces effets. En outre, à l'instar des écarts spatiaux entre les pompes, nous suggérons que les écarts spectraux entre les pompes peuvent eux aussi se transférer sur le signal amplifié sous la forme de faisceaux parasites à des fréquences décalées de l'écart spectral entre les pompes. Pour vérifier nos suggestions, nous avons mis en place une expérience dédiée d'OPA à deux pompes en étudiant avec précision le spectre et le champ lointain du signal amplifié.

4.3 Le Fabry-Perot

4.3.1 Description générale

Le dispositif optique Fabry-Perot est un excellent outil de diagnostic spectral très largement utilisé. Son principe est d'associer successivement deux surfaces très réfléchissantes afin d'utiliser des propriétés d'interférences à ondes multiples. Nous nous intéressons à l'une des configurations les plus répandues du Fabry-Perot (cf Fig. 4.4) qui correspond à une lame d'air entre deux miroirs dont les faces en regard sont de grande réfléctivité et parrallèles entre elles. Les faces externes des deux miroirs sont quant à elles traitées anti-reflet. R et T sont les facteurs de réflexion et de transmission des faces réfléchissantes des deux lames.

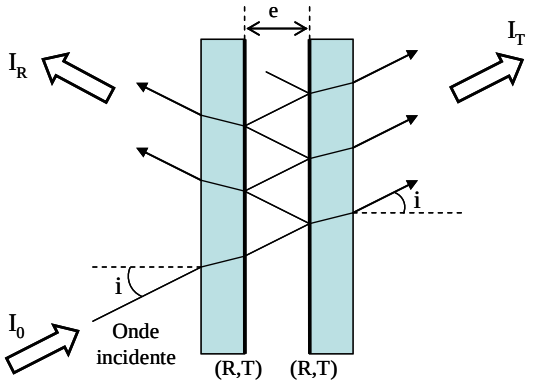


FIGURE 4.4 – Principe du Fabry-Perot.

Supposons les matériaux constituant le Fabry-Perot non absorbants. Il est alors possible de démontrer que la transmission d'un tel dispositif pour un faisceau laser de fréquence ν et d'angle d'incidence i peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{I_T}{I_0} = \frac{1}{1 + m.\sin^2(\pi p)} \tag{4.8}$$

Où :

$$m = \frac{4R}{(1-R)^2} \text{ et } p = \frac{2e.\nu\cos i}{c} \tag{4.9}$$

L'équation 4.8 correspond à la formule d'Airy. En traçant la transmission du Fabry-Perot (cf Fig. 4.5) en fonction du cosinus de l'angle d'incidence i, pour une réfléctivité R de 0,9 et des paramètres e et ν fixés, nous observons que la transmission est maximale pour certains angles d'incidences i, correspondant à des ordres d'interférences p entiers. Le faisceau traversant successivement deux surfaces très réfléchissantes, cette propriété peut alors paraître étonnante. C'est en fait la combinaison des trois paramètres que sont l'épaisseur e, l'incidence i et la fréquence ν qui permet de faire interférer constructivement les multiples ondelettes transmises, et ainsi d'obtenir un maximum de transmission (cf Eq. 4.9).

En supposant un laser composé de deux fréquences voisines, ν_1 et ν_2, pour une épaisseur de Fabry-Perot e donnée, nous remarquons que les angles d'incidences correspondant au maximum de transmission du même ordre d'interférence entier p, sont différents entre les deux fréquences :

$$\cos i_{1_p} = p\frac{c}{2e.\nu_1} \text{ et } \cos i_{2_p} = p\frac{c}{2e.\nu_2} \tag{4.10}$$

Ainsi en étalant angulairement ce laser en entrée du dispositif Fabry-Perot, seuls les angles satisfaisant la relation 4.10 seront transmis. Les composantes fréquentielles ν_1 et ν_2 vont donc être séparées angulairement ($i_{1_p} \neq i_{2_p}$) en sortie de celui-ci. Cette propriété permet donc de différencier angulairement l'ensemble des fréquences composant un faisceau pour en réaliser une analyse spectrale.

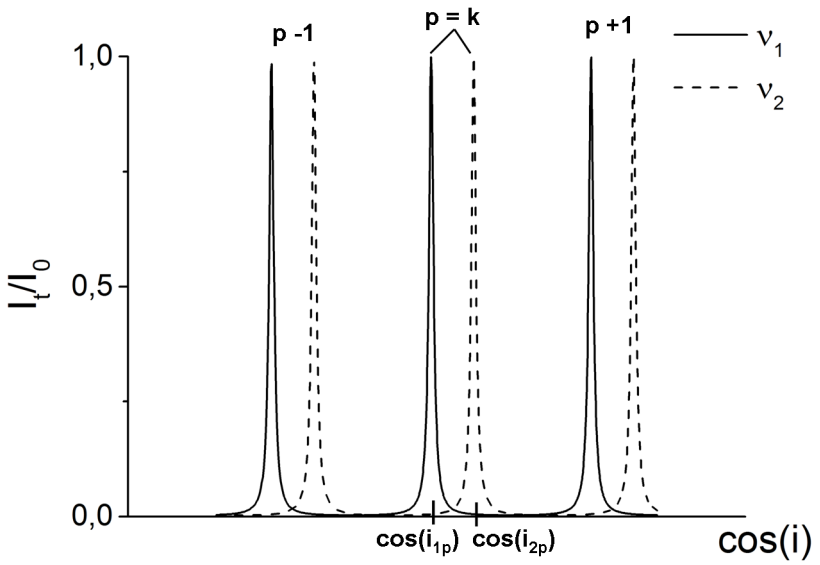


FIGURE 4.5 – Représentation de la transmission d'un Fabry-Perot d'épaisseur $e = 2$ cm, pour deux fréquences voisines en fonction du cosinus de l'angle d'incidence, pour une réflectivité R = 0,9.

4.3.2 Les différentes caractéristiques d'un Fabry Perot

La finesse

Les pics de transmission ne sont pas infiniment fins, ce qui va étaler sur une petite plage angulaire la transmission à la fréquence ν_1 correspondant à l'ordre d'interférence p. Nous pourrons alors la différencier de la fréquence ν_2 seulement si l'angle de transmission i_{1_p} est plus éloigné de i_{2_p} que l'étalement angulaire. Pour transcrire cette caractéristique, la finesse N des pics est définie à partir de la largeur à mi hauteur δp comme $N = \frac{1}{\delta p}$. Plus la finesse est grande, plus il est aisé de séparer deux fréquences voisines. Cette finesse s'écrit en fonction de la réfléctivité R :

$$N = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \tag{4.11}$$

Il est à noter que plus la réfléctivité est grande, plus la finesse l'est aussi, ce qui donne des pics de transmission fins. Tous les autres paramètres étant

fixés, nous avons donc intérêt à utiliser des miroirs de grande réflectivité pour séparer plus simplement deux fréquences proches.

L'intervalle spectral libre (ISL)

Une configuration très particulière est le cas où l'angle de transmission i_{2_p} est si éloigné de i_{1_p} qu'il est plus grand que $i_{1_{p+1}}$, l'angle de transmission de ν_1 correspondant à l'ordre d'interférence suivant (cf Fig. 4.6). Il n'y a alors plus de correspondance directe entre répartitions angulaires et fréquentielles.

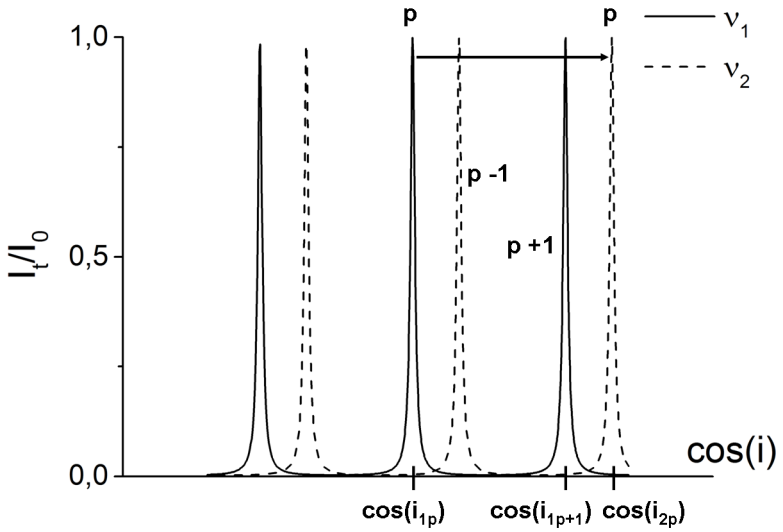


FIGURE 4.6 – Transmission d'un Fabry-Perot en fonction du cosinus de l'angle d'incidence pour deux fréquences très éloignées.

Cela traduit le fait que l'écart entre les deux fréquences est trop important pour que le dispositif Fabry-Perot puisse fournir une étude quantitative du spectre. Pour une épaisseur fixée, il est alors possible de définir l'intervalle spectrale libre (ISL) du Fabry-Perot, soit :

$$\Delta\nu_{ISL} = \frac{c}{2e.\cos i} \tag{4.12}$$

Pour réaliser une mesure quantitative de l'écart entre deux fréquences, $\delta\nu$, cette différence doit être inférieure à l'ISL :

$$\delta\nu < \Delta\nu_{ISL} \tag{4.13}$$

Finalement la véritable résolution spectrale de notre Fabry-Perot correspond au rapport $\frac{\Delta\nu_{ISL}}{N}$. Ce rapport s'interprète comme le nombre de pics qu'il est possible de distinguer au sein d'un ISL.

4.3.3 Utilisation d'un Fabry-Perot en mode spectrographe

Description du montage

L'objectif est donc de séparer et mesurer la différence entre des fréquences très proches composant un unique faisceau laser. Pour ceci, nous utilisons le Fabry-Perot en mode spectrographe dont le principe est présenté sur la figure 4.7. En disposant une lentille divergente en amont du Fabry-Perot, le faisceau laser impacte le premier miroir avec une répartition angulaire suffisamment large. L'épaisseur e et la fréquence étant fixées, seuls les angles donnant un ordre d'interférence p entier seront transmis par le Fabry-Perot. Une deuxième lentille convergente projette alors les différentes directions du faisceau transmis sur une caméra placée en son foyer. Pour des lentilles sphériques, l'image obtenue sur la caméra est composée d'anneaux concentriques, correspondant à des anneaux d'égale inclinaison. Chaque fréquence sera alors représentée par un jeu d'anneaux différents.

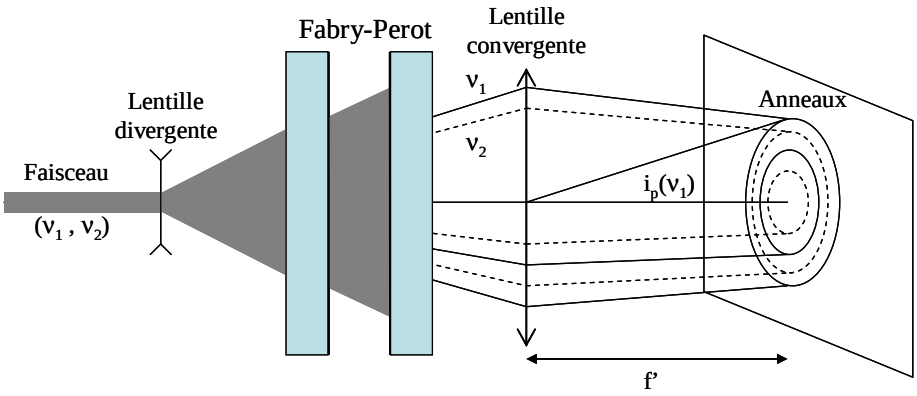


FIGURE 4.7 – Montage d'un Fabry-Perot en configuration spectrographe. Un faisceau composé de deux fréquences voisines ν_1 et ν_2 est étalé angulairement par une lentille divergente. Les angles donnant un ordre d'interférence p entier sont différents pour les deux fréquences.

De l'image au spectrogramme

Les rayons des différents anneaux de cette image (cf Fig. 4.8) donnent l'information angulaire qu'il est nécessaire de traduire en fréquence. Pour de petits angles, nous utiliserons l'approximation $f' i_{\nu_1} = r_{\nu_1}$. L'objectif est de relier la différence angulaire $\delta i = i_{\nu_2} - i_{\nu_1}$ à la différence fréquentielle $\delta\nu = \nu_2 - \nu_1$.

Nous supposons dans tout ce qui suit que l'équation 4.13 est satisfaîte. En se plaçant dans un intervalle spectral libre, l'ordre d'interférence p est le même pour les fréquences ν_1 et ν_2. Comme nous l'avons vu dans l'équation 4.10, c'est l'angle qui compense exactement l'écart en fréquence. Nous pouvons alors écrire $p(\nu_1) = p(\nu_2)$ sous la forme suivante :

$$\frac{2e\nu_1}{c}\cos i_{\nu_1} = \frac{2e\nu_2}{c}\cos i_{\nu_2} \tag{4.14}$$

Pour des angles très petits, il est possible d'utiliser l'approximation $\cos i_{\nu_1} = 1 - \frac{1}{2} i_{\nu_1}^2$. Nous pouvons alors écrire les équations suivantes :

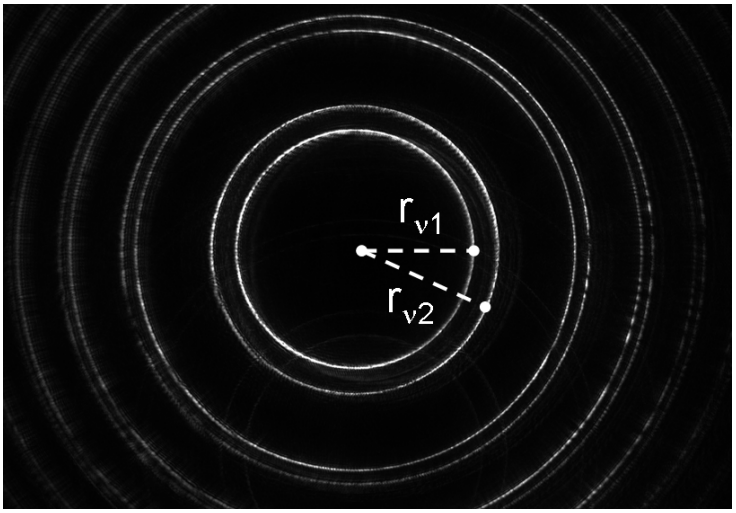


FIGURE 4.8 – Interférogramme et rayons des anneaux d'égale inclinaison pour un faisceau composé de deux fréquences ν_1 et ν_2.

$$\begin{aligned}
\nu_1(1-\frac{r_1^2}{2f'^2}) &= \nu_2(1-\frac{r_2^2}{2f'^2}) \\
\nu_1 &= \nu_2\left[\frac{2f'^2-r_2^2}{2f'^2-r_1^2}\right] \\
\delta\nu = \nu_2-\nu_1 &= \nu_1\left[\frac{2f'^2-r_1^2}{2f'^2-r_2^2}-1\right] \\
\delta\nu &= \nu_1\left[\frac{r_2^2-r_1^2}{2f'^2-r_2^2}\right] \qquad (4.15)
\end{aligned}$$

En considérant la fréquence principale du laser ν_1 connue, il est possible de transcrire l'image en spectrogramme à l'aide de la relation 4.15. L'écart à la fréquence principale est alors proportionnel à la différence des rayons élevés au carré.

4.4 Expérience mise en place

Il a été montré théoriquement que l'écart angulaire ou l'écart spectral entre les pompes peut se retrouver sous certaines conditions dans le signal amplifié. Nous avons souhaité vérifier expérimentalement notre approche en

observant le champ lointain et en analysant précisément le spectre du signal amplifié d'un OPA pompé par deux lasers mutuellement incohérents, et aux directions de propagation proches mais différentes.

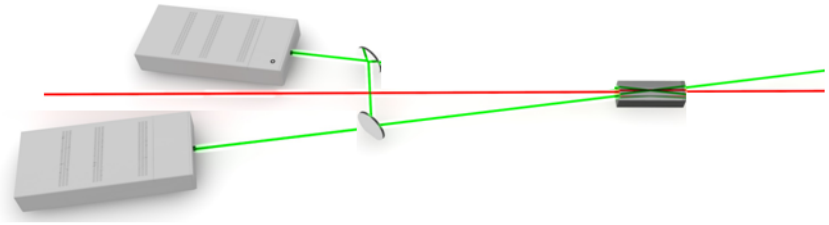


FIGURE 4.9 – Schéma de l'expérience mise en place pour réaliser les mesures d'effets spatio-spectraux lors de l'amplification paramétrique optique multi-pompes.

Nous avons donc modifié l'expérience décrite au chapitre 3 pour réaliser cette étude. Nous avons mis en place un deuxième laser de pompe, identique au premier : un QuantaRay GCR150 de SpectraPhysics. Pour repérer simplement l'influence de l'amplification multi-pompes sur le spectre du signal, nous avons choisi d'utiliser un faisceau signal monomode longitudinal. De plus, deux dispositifs indispensables ont été ajoutés : un diagnostic spectral sur les pompes, ainsi qu'un diagnostic spatio-spectral sur le signal amplifié. La figure 4.10 présente un schéma complet de l'expérience.

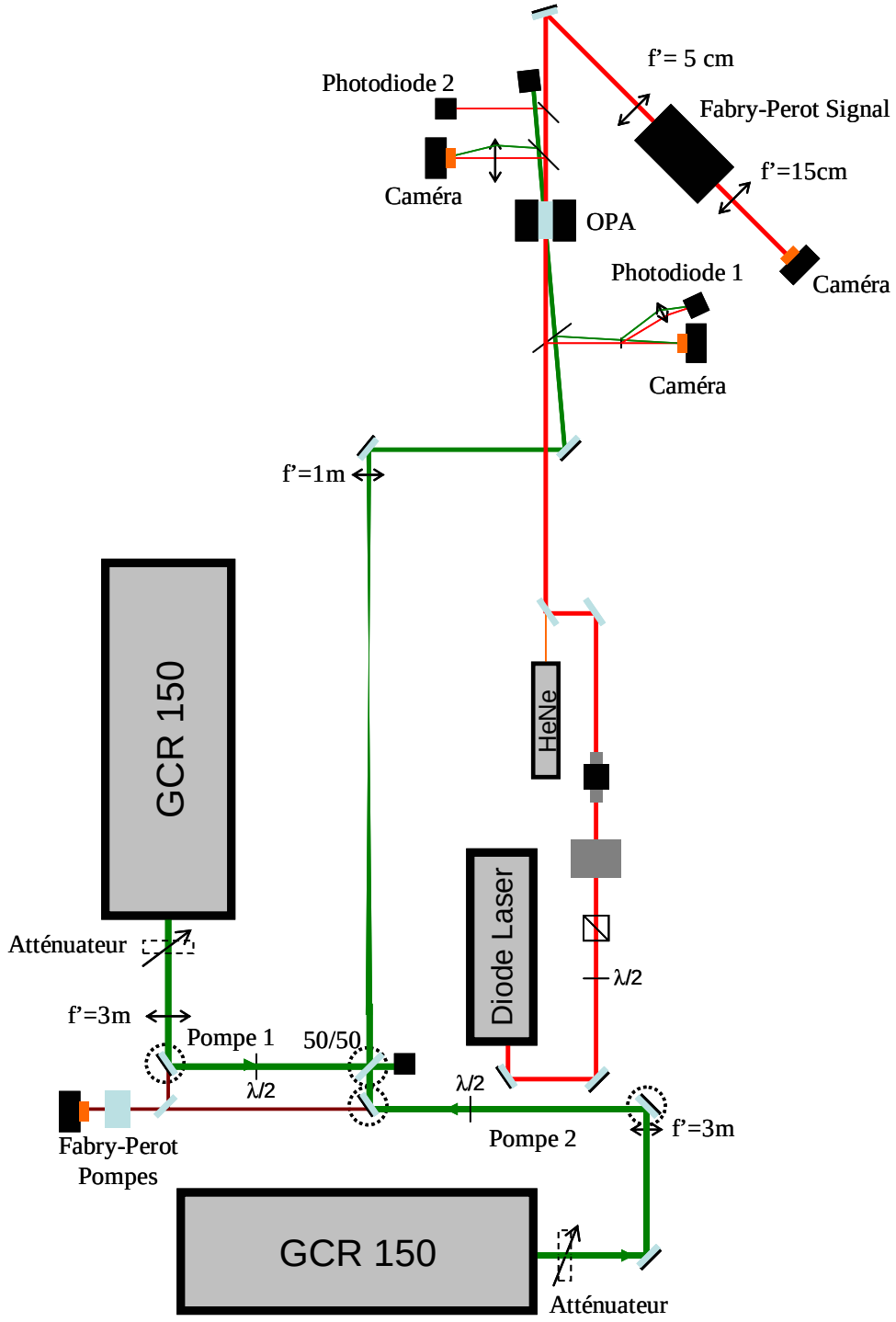


FIGURE 4.10 – Dispositif expérimental mis en place pour réaliser les mesures d'effets spatio-spectraux lors de l'amplification paramétrique optique multi-pompes.

4.4.1 Les faisceaux pompes

Nous utilisons deux lasers identiques délivrant des impulsions de 8 ns et de 250 mJ à une cadence de 10 Hz. Le système d'imagerie d'adaptation spatiale des pompes a été conservé de façon à ce qu'au niveau du cristal de l'OPA, le col de chaque faisceau soit de 1 mm (diamètre à mi-hauteur) et afin de restreindre au mieux la divergence intrinsèque. Les deux faisceaux pompe sont quasiment confondus spatialement à l'aide d'une lame séparatrice 50/50. Ce composant étant plus fragile que nos autres miroirs de grande réflectivité, nous avons finalement dû le placer en amont des télescopes afin que les faisceaux soient encore suffisamment larges pour ne pas abimer les traitements de cette lame. Pour orienter indépendamment chacun des deux faisceaux, nous devons utiliser des miroirs indépendants pour chaque voie (miroirs cerclés de pointillés dans la figure 4.10). La direction du faisceau pompe 1 au niveau de l'étage amplificateur est ainsi contrôlée par la séparatrice 50/50 et le miroir juste en amont. Celle de la voie 2 est gérée par les deux derniers miroirs en amont de la lame 50/50. Les lames $\lambda/2$, nécessaires à la bonne orientation de la polarisation de chaque pompe, sont elles aussi placées en amont de cette lame 50/50. Cette disposition ne nous permettait pas de placer un filtrage spatial au foyer du télescope d'adaptation. Il en résulte une répartition de l'intensité qui est annulaire pour les deux faisceaux. Le risque principal est alors de dégrader le cristal du fait de surintensités. De ce fait, nous avons donc limité l'énergie de chaque faisceau pompe. La divergence résiduelle des deux faisceaux au niveau de l'OPA reste très faible. Les champs lointains correspondants sont limités par la diffraction. Cela laisse la possibilité d'observer les effets de l'écart angulaire entre les deux pompes sur les propriétés du signal, en analysant son propre champ lointain. Les cavités lasers des deux pompes étant injectées par un faisceau continu, chaque pompe est monomode longitudinal.

4.4.2 Diagnostic spectral des pompes

Pour contrôler le spectre des deux pompes, nous avons mis en place un diagnostic spectral sous la forme d'un étalon Fabry-Perot. Une fraction de chacun des deux faisceaux à 1064 nm, correspondant à la partie non convertie

lors de la génération de second harmonique, est dirigée vers un étalon Fabry-Perot en zérodur de chez StigmaOptics. Défini pour travailler à 1053 nm, sa finesse théorique $N = 200$ reste très élevée en pratique à 1064 nm. L'épaisseur d'air entre les deux surfaces réfléchissantes est de 2 mm. L'ISL de ce Fabry-Perot est donc de 75 GHz. En amont du Fabry-Perot, la lentille divergente qui permet de répartir les faisceaux sur une très large plage angulaire est de focale f' = -50 mm. La lentille de collection en sortie de l'étalon est de focale 75 mm, avec en son foyer, une caméra pour acquérir les spectrogrammes. La figure 4.11 présente un schéma détaillé ainsi qu'une photo du dispositif expérimental.

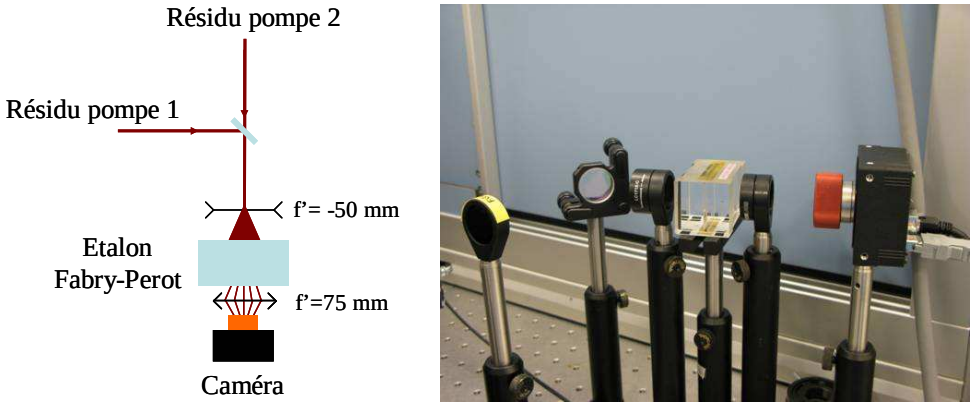


FIGURE 4.11 – Dispositif de diagnostic spectral des faisceaux de pompes. Nous utilisons les résidus de 1064 nm de chaque faisceau et un Fabry-Perot de très grande finesse.

Les mesures sont réalisées à 1064 nm. Nous pouvons voir sur la figure 4.12 les anneaux obtenus sur l'image de la caméra ainsi que le spectre correspondant. Deux jeux d'anneaux sont présents, chacun correspondant à un des lasers. L'écart en fréquence entre les deux lasers est de 14 GHz à 1064 nm. Ceci nous permet d'affirmer que l'écart entre les deux pompes doublées est deux fois supérieur, et vaut donc 28 GHz.

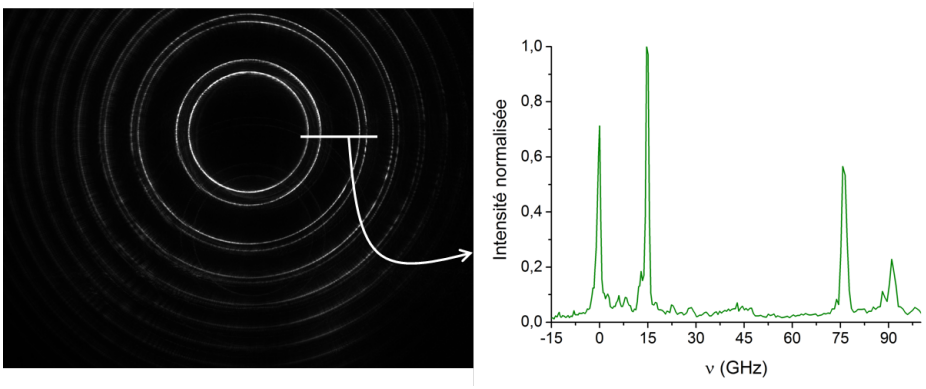


FIGURE 4.12 – Spectrogramme et spectre correspondant des deux faisceaux de pompes injectés, effectués à 1064 nm sur les fractions de faisceaux non converties.

4.4.3 Faisceau signal

La préparation du signal a demandé une attention toute particulière. Pour disposer d'un signal monomode longitudinalement en amont de l'OPA, nous avons utilisé une diode laser à cavité étendue (SacherLasertechnik - série Lynx) délivrant un faisceau continu de 35 mW à 725 nm. Le mode longitudinal est extrèmement fin, inférieur à 1 MHz selon le constructeur.

L'amplification du signal ne s'opère que lors des 8 ns d'interaction avec les impulsions pompes. La partie non amplifiée du faisceau signal continu peut venir parasiter certains de nos détecteurs qui intègrent sur des durées plus longues. Les caméras, éléments finaux des spectromètres, ont une durée d'ouverture minimale de 20 μs, ce qui est supérieur de trois ordres de grandeurs à la durée des impulsions. Il est alors impératif d'avoir un contraste entre la partie amplifiée et le fond continu, nettement supérieur à 10^3. Pour cela, nous mettons en place avant l'OPA une porte optique (cf Fig. 4.13) qui découpe temporellement le signal continu de la diode en impulsions de 10 ns à la cadence de 10 Hz, synchrones avec les pompes. Le signal continu traverse dans un premier temps un prisme de Glan imposant une polarisation horizontale du faisceau, c'est-à-dire dans le plan de la table. Ensuite, une cellule de Pockels dont on ajuste la haute tension, fait tourner la polarisation du faisceau de 90° pendant 10 ns toutes les 100 millisecondes (cadence de 10 Hz). L'isolateur optique permet à la fois de protéger la diode laser de retours

non désirés de l'étage d'amplification et de sélectionner la polarisation qui nous intéresse. Ainsi, le faisceau en sortie du module a un profil temporel en créneau carré de 10 ns à une cadence de 10 Hz. Les impulsions du signal et des pompes sont synchronisées en externe, par un générateur de retards électronique Stanford Research DG535, de manière à ce qu'elles traversent au même instant le cristal non linéaire de l'étage OPA.

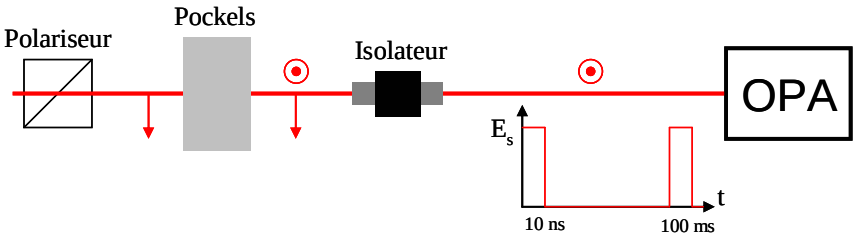


FIGURE 4.13 – Le module de découpe temporel est composé d'un prisme de Glan Taylor imposant une polarisation dans le plan de la table en amont d'une cellule de Pockels. Cette cellule fait tourner la polarisation de 90° pendant 10 ns à une cadence de 10 Hz. La polarisation verticale est sélectionnée par un isolateur faisant office de polariseur et de protection de la diode laser des retours possibles de l'étage d'amplification.

4.4.4 Description du diagnostic spatio-spectral

Derrière l'étage d'amplification, nous avons installé un diagnostic spatio-spectral du signal amplifié. Ce dispositif est un Fabry-Perot en mode spectrographe dont nous avons légèrement modifié la configuration de façon à obtenir une information spatiale en plus de l'analyse spectrale. La monture mécanique du Fabry-Perot est un FP-25 de Tecoptics [17] qui permet de faire varier l'épaisseur e entre 0 et 50 mm (cf Fig. 4.14). Les miroirs disposés dans cette monture ont une réflectivité de 93%. La finesse théorique atteinte par ce type de jeu de miroirs est de 43, cependant le parallélisme non idéal des deux miroirs réduit en pratique la finesse à 20. Nous avons jugé cette finesse suffisante pour notre expérience. Une photo du dispositif est présentée sur la figure 4.14.

A la différence du cas classique de Fabry-Perot présenté en 4.3.3, la lentille en amont n'est plus sphérique mais cylindrique, de façon à répartir angulai-

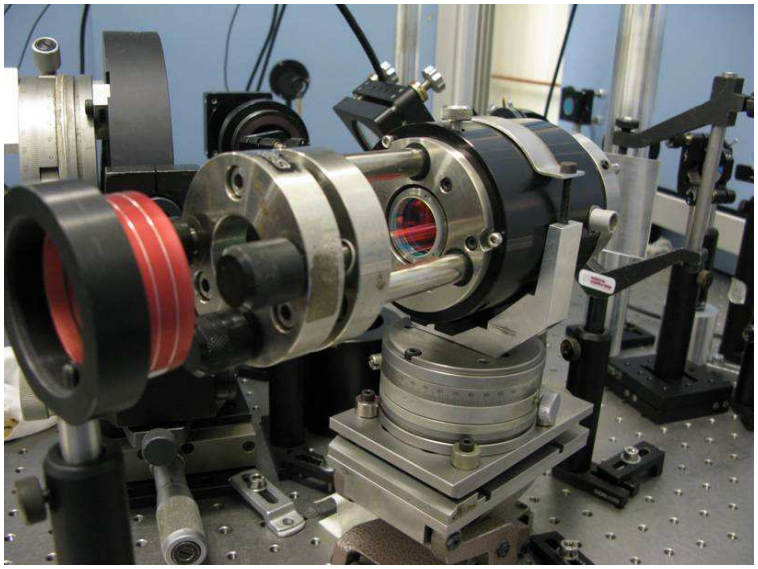


FIGURE 4.14 – Photo du Fabry-Perot FP-25 utilisé pour réaliser les mesures spatio-spectrales du signal amplifié.

rement ce faisceau sur une seule dimension. Ainsi en aval du Fabry-Perot, la lentille sphérique projette les directions angulaires non plus sur des anneaux d'égales inclinaisons mais sur une ligne. Le principe de ce type de spectrographe est détaillé dans la figure 4.15.

L'utilisation d'une lentille cylindrique présente plusieurs avantages. Elle permet tout d'abord de condenser tout un anneau en seulement deux points, ce qui améliore considérablement le contraste. Dans notre cas, le signal étant le résultat d'une découpe temporelle sur 10 ns d'un faisceau continu, le flux lumineux utile, très faible, rendait la détection impossible sans utiliser une telle technique. De plus, en orientant correctement la lentille cyclindrique, les lignes correspondant à l'analyse spectrale de deux faisceaux aux directions différentes ne seront pas superposées, de sorte qu'il est possible de remonter à l'écart angulaire entre les deux faisceaux (cf Fig. 4.15). Finalement, en réglant correctement ce dispositif au niveau du plan focal de la dernière lentille, les fréquences sont codées dans une direction, tandis que les directions angulaires sont codées dans l'autre.

La figure 4.16 présente un exemple de spectrogramme obtenu avec ce diagnostic Fabry-Perot. Le faisceau analysé sur ce spectrogramme est le signal

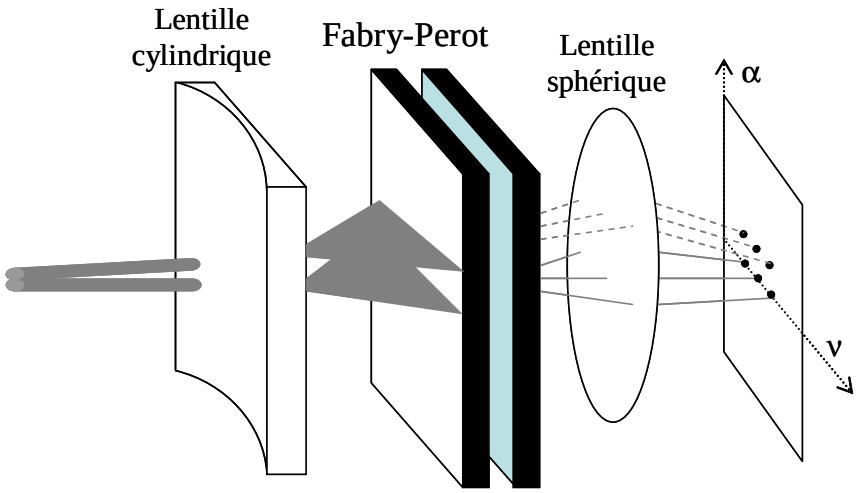


FIGURE 4.15 – Principe du Fabry-Perot avec une lentille cylindrique en amont. En plus d'augmenter le contraste de la réponse, l'information de la direction angulaire peut être déduite.

issu de la diode laser à cavité étendue, sans amplification. Chaque point correspond au mode longitudinal de la diode-laser. Ils sont espacés de l'ISL du montage qui est réglé à 110 GHz, l'épaisseur d'air entre les deux miroirs du Fabry-Perot étant de 2,7 mm. La lentille convergente utilisée en aval est de focal 15 cm.

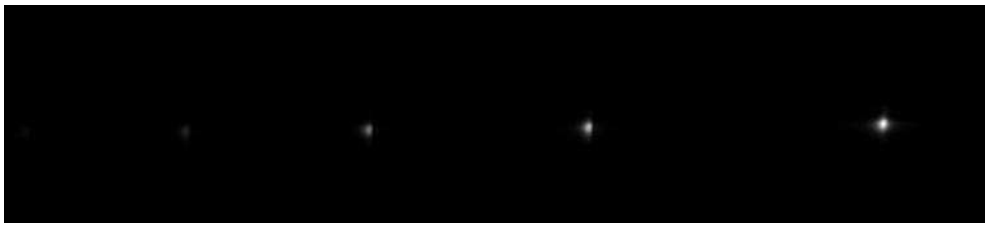


FIGURE 4.16 – Exemple de spectrogramme obtenu à l'aide de notre Fabry-Perot.

4.4.5 Etage d'amplification

Nous avons vu précédemment les difficultés expérimentales pour obtenir l'amplification dans un cristal de BBO pour des angles de non-colinéarité supérieurs à 2°. Ainsi, afin de minimiser les contraintes sur la disposition

de nos pompes, nous choisissons d'utiliser un cristal non linéaire de LBO dans une configuration où les angles α_p restent faibles pour tout ψ_p. Nous disposions pour les expériences d'un nouveau cristal, d'une longueur de 3 cm et taillé à (90°,13.5°) (cf Fig. 4.17).

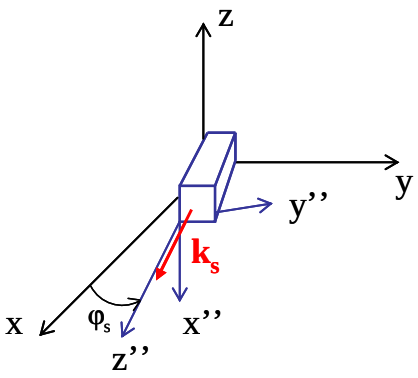


FIGURE 4.17 – Orientation du repère du laboratoire R" associé au cristal de LBO. $\varphi_s = 13,5°$.

Cette configuration permet de réaliser à température ambiante un OPA non colinéaire pour un signal à 725 nm et des pompes à 532 nm avec des angles α_p de l'ordre de 1° (cf Fig. 4.18).

Les calorimètres à notre disposition n'étant pas assez sensibles pour mesurer l'énergie du signal, de quelques dizaines de picojoules avant amplification jusqu'à quelques nanojoules après, nous avons alors utilisé deux photodiodes disposées en amont et en aval de l'étage d'amplification.

L'écart angulaire entre les deux pompes était mesuré à l'aide du diagnostic en champ lointain présenté dans le chapitre précédent situé après le prélèvement en aval de l'OPA.

4.5 Présentation et analyses des résultats

4.5.1 Directions d'accord de phase pour les deux pompes

Avant de présenter les résultats de notre expérience, précisons les directions d'accord de phase des deux pompes dans cette configuration d'OPA. En théorie, les deux pompes n'étant pas exactement à la même fréquence,

$\nu_1 = \nu_2 + \delta\nu$, l'angle α_p d'accord de phase est différent pour chacune des pompes : $\alpha_{p_1} \neq \alpha_{p_2}$. Cependant $\delta\nu$ étant très faible en comparaison de ν_1 pour la configuration d'OPA que nous utilisons, notre code de calcul nous donne pour un même angle ψ_p : $\alpha_{p_1} - \alpha_{p_2} < 2\mu$rad. Cet écart étant très inférieur à l'acceptance angulaire, il est raisonnable de faire l'approximation $\alpha_{p_1} \approx \alpha_{p_2}$ quelque soit l'angle ψ_p. Ainsi nous pouvons affirmer que la courbe donnant les directions d'accord de phase présentée sur le diagramme angulaire de la figure 4.18 correspond aux deux pompes.

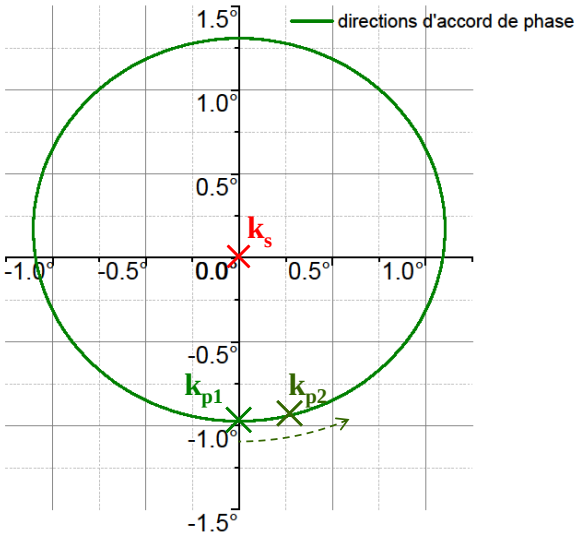


FIGURE 4.18 – Lieux d'accord de phase pour des pompes à 532 nm et un signal à 725 nm se propageant selon $\theta_s = 90^\circ$ et $\varphi_s = 13,5^\circ$ dans un cristal de LBO à température ambiante. En partant d'une configuration où les deux pompes sont confondues spatialement ($\mathbf{k}_{p_1} = \mathbf{k}_{p_2}$), la deuxième pompe est déplacée pas à pas en s'assurant qu'elle participe toujours à l'amplification du signal.

4.5.2 Mode opératoire

Nous avons réalisé des mesures en partant de la situation où les deux pompes sont parfaitement confondues spatialement après le passage de la lame 50/50. Les vecteurs d'onde $\mathbf{k}_{p_1}$ et $\mathbf{k}_{p_2}$ sont donc colinéaires dans l'étage d'amplification. Nous analysons alors le spectre du signal amplifié simultanément par deux pompes mutuellement incohérentes (cf partie 4.5.3), ceci dans

l'objectif de vérifier l'effet des recombinaisons non désirées sur le spectre du signal amplifié.

Puis une des deux pompes est déplacée pas à pas, tout en s'assurant qu'elle continue à participer à l'amplification, c'est-à-dire que le vecteur d'onde $\mathbf{k}_{p_2}$ est écarté progressivement de $\mathbf{k}_{p_1}$ en restant situé sur la courbe de directions d'accord de phase (cf figure 4.18). Pour observer l'influence de la tolérance angulaire sur le phénomène de recombinaison, une mesure spatio-spectrale du signal amplifié est réalisée à chaque pas. La figure 4.18 schématise notre méthode expérimentale à partir des diagrammes obtenus par notre code de calcul des directions d'accord de phase.

4.5.3 Deux pompes colinéaires entre elles

Détaillons les résultats obtenus dans la configuration où les deux pompes sont confondues spatialement. En augmentant peu à peu l'énergie de chaque pompe, nous augmentons progressivement le gain d'amplification. Pour des gains supérieurs à 5, nous voyons apparaître sur le spectrogramme du signal amplifié (cf Fig. 4.19) des modes satellites de part et d'autre du mode principal. La figure 4.20 présente le spectre du signal amplifié pour un gain d'amplification global de 23.

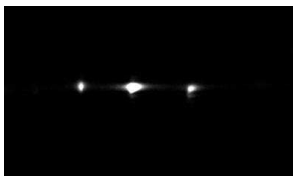


FIGURE 4.19 – Spectrogramme du signal amplifié

Ce spectre montre que ces deux satellites sont situés à 28 GHz de la fréquence originelle, ce qui correspond bien à l'écart $\delta\nu$ observé entre les deux pompes et donc à la recombinaison au premier ordre entre chaque pompe et les idlers produits par l'autre pompe (cf Eq. 4.2). De plus, nous observons l'apparition d'un mode à 56 GHz, c'est-à-dire à $2\delta\nu$ du mode principal, ce qui correspond à une recombinaison au deuxième ordre. La figure 4.21 schématise l'ensemble des recombinaisons que notre expérience a révélée en utilisant une représentation en vecteurs d'onde. L'écart spectral est retranscrit par un écart sur la norme des vecteurs d'onde pompe. Nous avons par souci de visibilité grossi exagérément cet écart sur le schéma.

Du fait des difficultés expérimentales, nous n'avons pas pu observer le

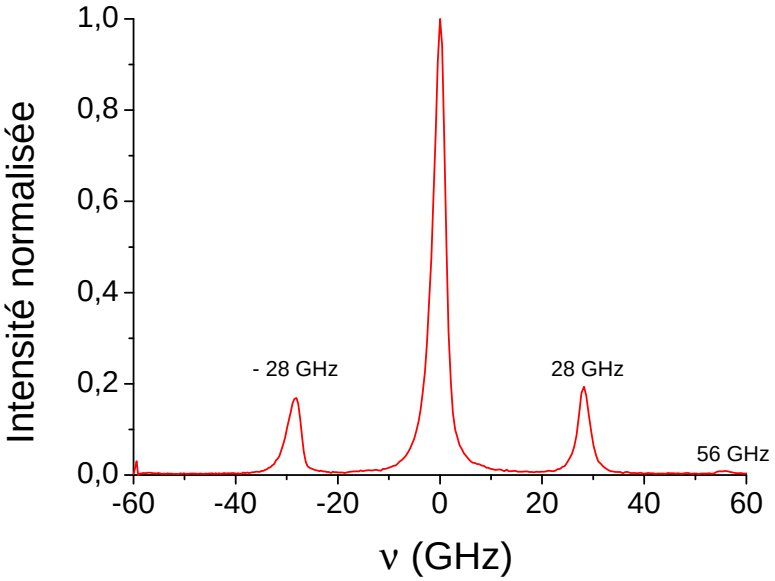


FIGURE 4.20 – Spectre du signal amplifié par deux pompes colinéaires entre elles et dont l'écart en fréquence est $\delta\nu = 28$ GHz.

même phénomène à - 56 GHz. Cela provient de l'étalement angulaire par la lentille cylindrique en amont du Fabry-Perot. En réalité, la distribution d'intensité lumineuse sur la caméra est le résultat de la convolution de la réponse théorique du Fabry-Perot avec la distribution angulaire du flux du faisceau. Nous nous efforcions donc de régler cette lentille cyclindrique de sorte que les deux premiers satellites soient du même poids, considérant ainsi que nous centrions la distribution angulaire sur le mode principal. Ce réglage n'a pas suffi à symétriser complètement notre spectrogramme aux ordres 2 et supérieurs.

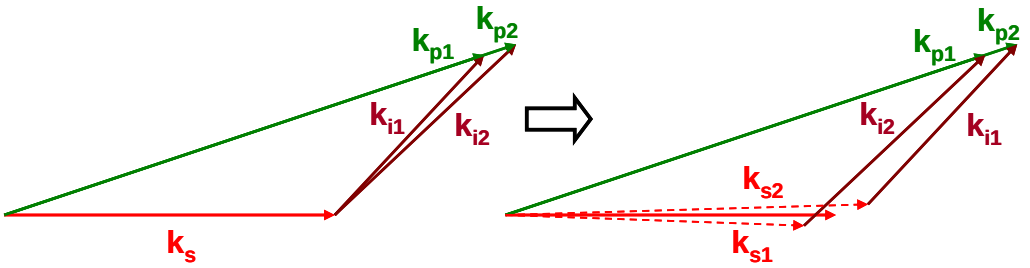


FIGURE 4.21 – Recombinaisons non désirées pour deux pompes colinéaires mais de fréquences différentes.

4.5.4 Deux pompes non colinéaires entre elles

La pompe 2 est écartée pas à pas de l'autre. Nous nous assurons que cette deuxième pompe satisfait toujours l'accord de phase en ajustant sa position pour maximiser le gain d'amplification. Ces configurations successives rendent compte d'une amplification avec deux pompes mutuellement incohérentes, avec $\delta\nu = 28$ GHz, où l'écart angulaire $\delta\alpha$ augmente. Trois spectrogrammes correspondant à différents écarts $\delta\alpha$ sont disposés sur la figure 4.22, ainsi que les spectres correspondants obtenus par intégration horizontale de ces spectrogrammes. Nous remarquons que les modes satellites s'écartent verticalement, dans la dimension codant angulairement les faisceaux, avec l'augmentation de $\delta\alpha$. La précision de mesure angulaire de notre diagnostic Fabry-Perot n'est pas suffisante pour obtenir une information quantitative, mais elle permet tout de même de vérifier qualitativement l'effet attendu du décalage entre les deux pompes sur les signaux parasites, qui se décalent eux aussi. Les signaux parasites sont alors décalés à la fois spectralement et spatialement.

Quand l'écart $\delta\alpha$ devient trop important, les satellites finissent par disparaître. En traçant l'évolution du poids des satellites par rapport au mode principal (cf Fig. 4.23), il est possible de se rendre compte que ces satellites ne sont plus observables à partir de $\delta\alpha = 1,5$ mrad. Cette valeur est inférieure aux 3 mrad estimés à l'aide de notre code de calcul, dans la même configuration (cf partie 4.2.2), mais elle reste tout de même du bon ordre de grandeur.

L'écart trop important entre les deux pompes ne permet plus les recom-

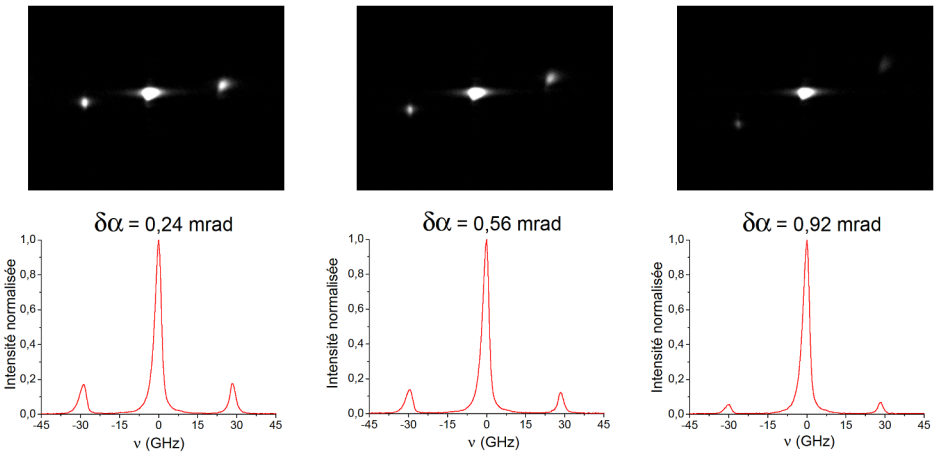


FIGURE 4.22 – Spectrogrammes et spectres associés du signal amplifié par deux pompes dont l'écart angulaire $\delta\alpha$ augmente et dont l'écart en fréquence est $\delta\nu = 28$ GHz.

binaisons du fait d'un trop grand désaccord de phase pour les couplages parasites.

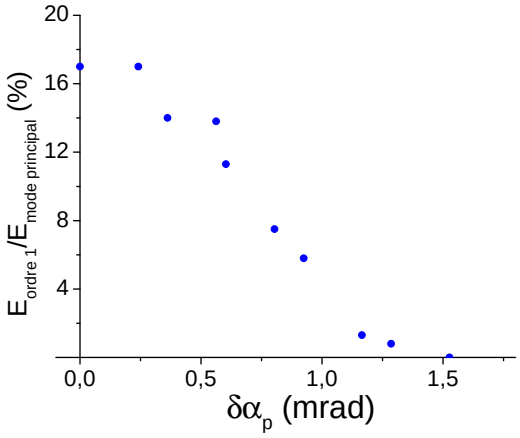


FIGURE 4.23 – Disparition des satellites avec l'augmentation de l'écart angulaire $\delta\alpha$ pour un OPA avec le cristal de LBO à température ambiante taillé selon $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 13{,}5^\circ$.

4.5.5 Conclusion

Les résultats de cette expérience ont permis de valider quantitativement les effets des recombinaisons lors d'une amplification paramétrique à deux pompes non cohérentes entre elles. Nous avons aussi validé l'hypothèse que ces effets de recombinaisons sont atténués lorsque le désaccord de phase correspondant aux couplages des recombinaisons est trop important.

4.6 Propositions d'architectures expérimentales

Nous venons de présenter l'approche permettant de comprendre l'influence de plusieurs pompes en OPA ainsi que les expériences correspondantes. Nous souhaitons utiliser les conclusions que nous en avons tirées pour proposer plusieurs architectures expérimentales s'affranchissant de ces effets de recombinaisons.

4.6.1 OPA multi-pompes en régime nanoseconde

Supposons dans un premier temps que nous souhaitions amplifier un signal de bonne qualité spatiale et spectrale par de multiples pompes issues d'oscillateurs différents. La séparation spatiale de ces pompes peut avoir comme effet de générer des faisceaux signaux parasites décalés spatialement. En outre, nous avons vu que les écarts de fréquence entre les différentes pompes peuvent être transmis vers le signal. Heureusement, le couplage spatio-temporel résultant des recombinaisons renvoie ces écarts fréquentiels sur les faisceaux parasites décalés spatialement. Il est alors possible de limiter, voir de supprimer les effets des recombinaisons en prenant soin d'augmenter suffisamment l'écart entre les faisceaux. La valeur de cet écart minimal peut être estimée à l'aide de notre code calcul.

4.6.2 OPA multi-pompes en régime femtoseconde

Les OPA de signaux de grande largeur spectrale laissent moins d'opportunités expérimentales pour se placer aisément dans un cas annihilant les recombinaisons en cascade. Ceci vient de la difficulté d'obtenir l'accord de phase sur une large bande spectrale. La plage angulaire sur laquelle nous pouvons disposer les différentes pompes pour obtenir l'accord de phase souhaité est en général bien plus restreinte que dans le cas des OPA nanosecondes. Pour illustrer cette particularité des OPA femtosecondes, nous analysons une configuration publiée par ailleurs [39] avec notre code de calcul. Nous pouvons voir sur la figure 4.24, les directions d'accord de phase d'une pompe à 532 nm pour différentes longueurs d'onde signal. Il est évident que seules des pompes placées avec un angle ψ_p proche de 180° permettent une amplification large bande. Il est alors impératif de placer les pompes très proches, ce qui facilite alors les recombinaisons.

Analysons maintenant la configuration utilisée dans un autre article [14]. Un signal large bande autour de 800 nm est dirigé dans un cristal de BBO selon $\theta_s = 23,62°$ pour être amplifié par deux pompes à 532 nm. En traçant les mêmes courbes d'accord de phase pour plusieurs longueurs d'onde signal, nous obtenons la figure 4.25.

Il apparaît deux zones où il est possible de diriger une pompe permettant

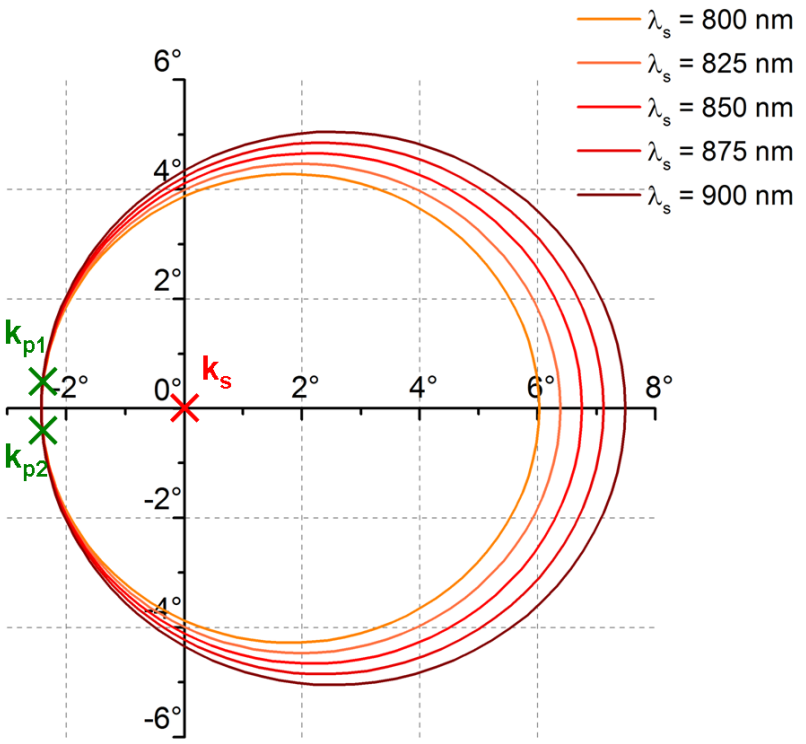


FIGURE 4.24 – Analyse de la configuration d'amplification paramétrique large spectre décrite dans l'article [39]. Dans un cristal de BBO à température ambiante avec un signal se propageant à $\theta_s = 26.3^{\circ}$, les directions d'accord de phase pour une pompe à 532 nm sont tracées pour plusieurs longueurs d'onde signal.

une amplification sur une plage spectrale de 725 à 900 nm. Dans ce cas, les deux pompes sont suffisamment éloignées pour éviter tout risque de couplage entre pompe et idler non correspondant.

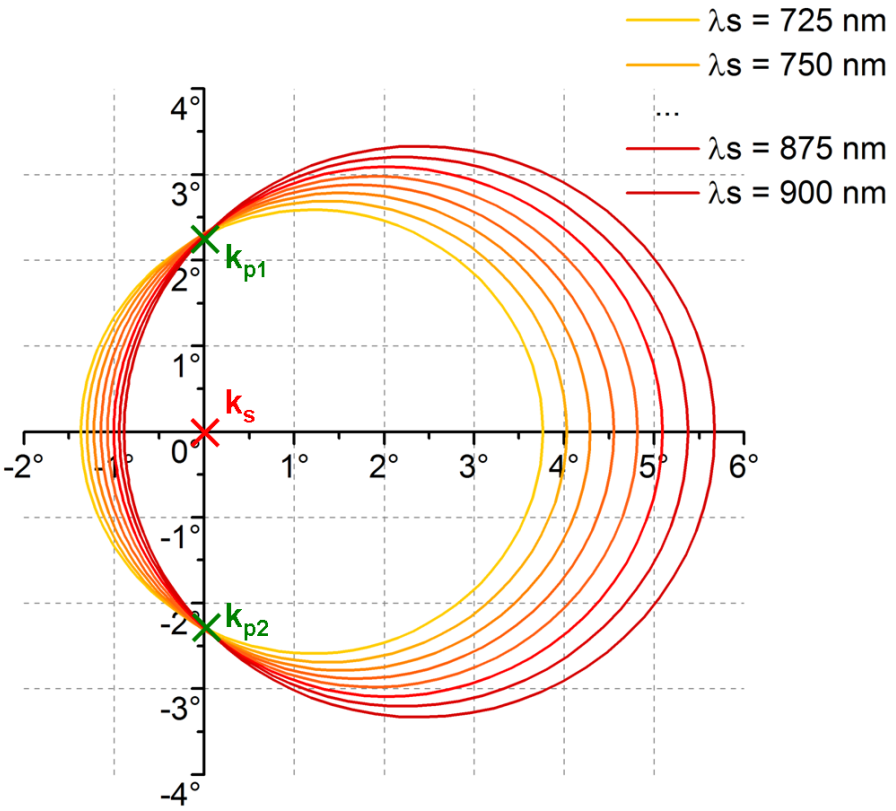


FIGURE 4.25 – Analyse de la configuration d'amplification spectre large présentée dans l'article [14]. Dans un cristal de BBO avec un signal dirigé à θ_s = 23.62°, les directions d'accord de phase pour une pompe à 532 nm sont tracées pour plusieurs longueurs d'onde signal.

4.7 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de répondre à la question fondamentale suivante : est-ce identique d'utiliser plusieurs pompes d'énergies moyennes plutôt qu'une seule pompe de forte énergie ? En toute généralité, la réponse est non car des recombinaisons indésirables entre pompes et idlers non correspondant peuvent apparaître sous certaines conditions et dégrader le signal en conséquence. Toutefois en menant les expériences avec la méthodologie adaptée, il est tout à fait possible de faire disparaître ces couplages parasites et de conserver de bonnes qualités spatiales et spectrales pour le signal amplifié.

Chapitre 5

Réalisation et étude d'un OPA à 5 pompes simultanées

Nous avons choisi de réaliser comme dernière expérience du travail de thèse ce que nous pensons être le premier amplificateur paramétrique optique avec 5 pompes simultanées (Fig. 5.1). L'objectif visé était double. D'une part l'utilisation de ce nombre de pompes permettait de mettre en pratique les résultats du chapitre 3 en disposant des faisceaux tout autour du signal, en respectant les conditions, présentées dans le chapitre 4, d'écart angulaire entre les pompes pour éviter les recombinaisons. D'autre part, il s'agissait de réaliser un OPA avec des pompes mutuellement incohérentes, en la comparant avec une expérience précédemment publiée [8] basées sur 3 pompes cohérentes entre elles, et où il a été montré que le gain paramétrique est plus fort que la somme des 3 gains obtenus par OPA simple-pompe.

Nous commençons par exposer l'état de l'art des performances de rendement concernant les OPA multi-pompes. Ensuite nous décrivons précisément le montage de l'OPA à 5 pompes en portant une attention particulière aux difficultés expérimentales d'alignement et d'implantations rencontrées. Nous terminons par une présentation des mesures réalisées où le principal risque était d'abimer le cristal avant d'avoir obtenu les rendements excomptés.

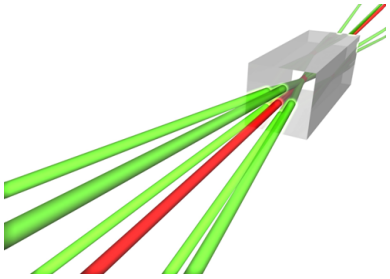


FIGURE 5.1 – Amplification paramétrique optique avec 5 pompes (en vert) mutuellement incohérentes permettant d'amplifier le signal (en rouge).

5.1 Introduction - Motivation - Etat de l'art

5.1.1 Etat de l'art

Historique

En 1998, Dubietis et al. [8] ont réalisé une amplification paramétrique d'un signal à 1055 nm par 3 pompes à 527,5 nm. Il s'agissait donc d'un OPA à la dégénérescence. Tous les faisceaux, signal et pompes, sont issus du même oscillateur avec une durée d'impulsion de 0,9 ns. Ces auteurs ont atteint des rendements de 40% dans un cristal de BBO. La même équipe a présenté 10 ans plus tard, dans l'article de Tamosauskas et al. [9], la première amplification paramétrique optique avec 2 pompes issues d'oscillateurs différents. Toujours dans du BBO avec cette fois-ci des impulsions picosecondes, ils ont amplifié un signal à 1055 nm par une pompe à 680 nm et une autre à 527 nm. Ils sont parvenus à des rendements de l'ordre 20%, résultats que nous présentons sur la figure suivante 5.2 tirée de cet article.

Performances actuelles

La dernière performance présentée par cette même équipe dans l'article de Kezys et al. [11] a été d'amplifier un faisceau à 1064 nm par des faisceaux issus d'amplificateurs fibrés à 532 nm. Dans ce cas, les 3 pompes étaient mutuellement cohérentes, car issues du même oscillateur, mais pré-amplifiées séparément, à travers des amplificateurs fibrés. Ils ont obtenu un rendement de conversion de près de 25% dans un cristal de KTP.

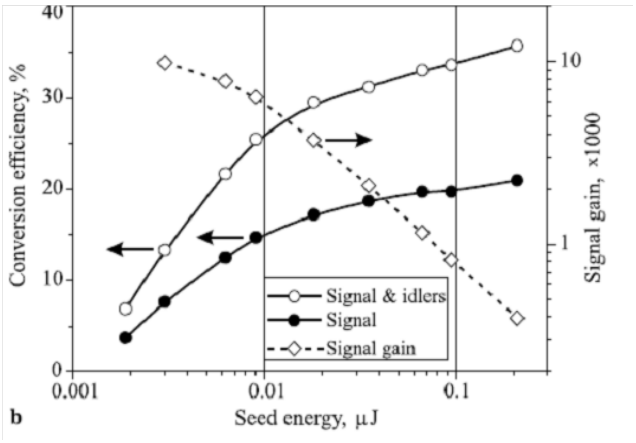


FIGURE 5.2 – Performances d'un OPA à deux pompes mutuellement incohérentes [9].

	Dubietis 1998	Tamosauskas 2008	Kezys 2011
Pompes	3 Cohérentes	2 Incohérentes	3 Cohérentes
Rendement	40%	20 %	25 %

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des performances de combinaisons de faisceaux pour des impulsions au spectre étroit.

5.2 Présentation de l'expérience

Pour mettre en place cette nouvelle expérience, nous avons utilisé l'implantation décrite au chapitre 4, en multipliant les voies de pompe. Les principaux efforts se sont concentrés sur les dispositifs de réglages angulaires et de mesures énergétiques, ainsi que sur la synchronisation temporelle et le recouvrement spatial de l'ensemble des impulsions au niveau de l'OPA. La figure 5.3 présente un schéma d'expérience complet.

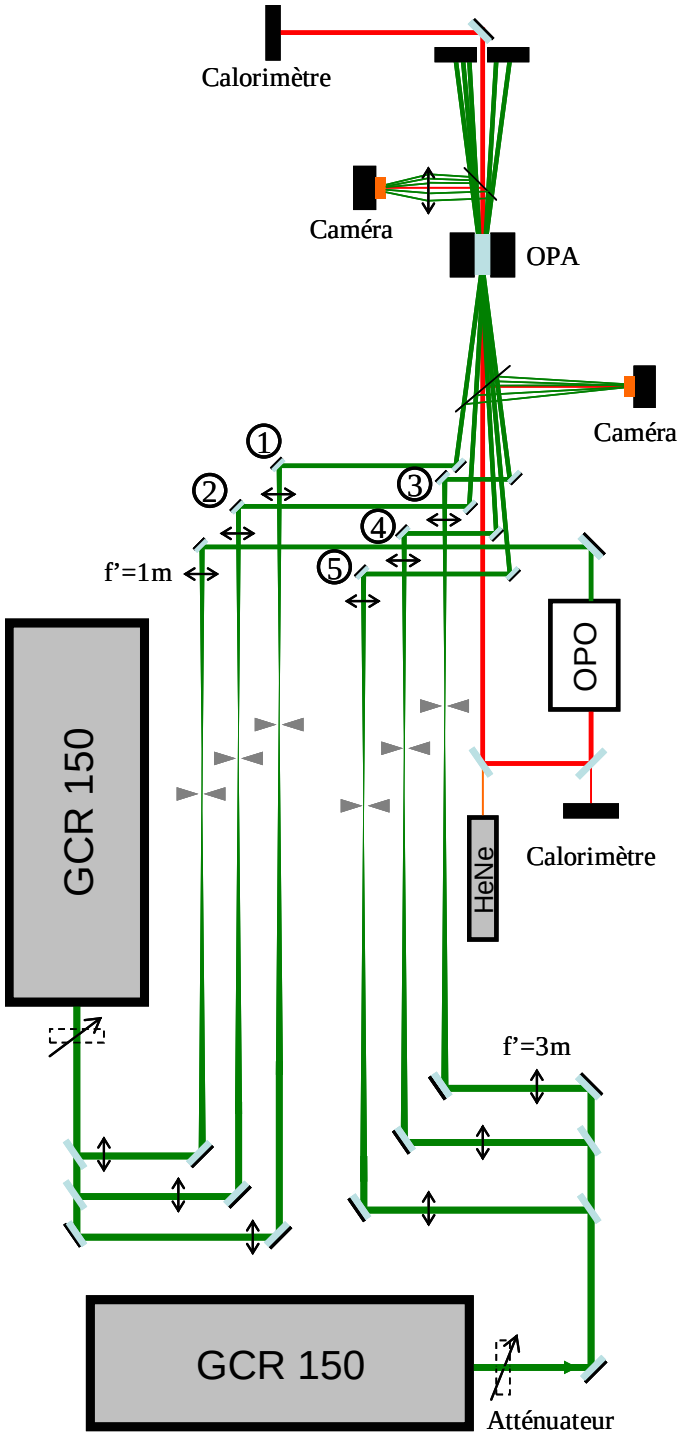


FIGURE 5.3 – Schéma détaillé de l'OPA à 5 pompes.

5.2.1 Les 5 pompes

Les 5 pompes ont été réalisées à partir des deux GCR150. Les voies 1 et 2 sont issues du premier GCR150 alors que les voies 3, 4 et 5 sont issues du deuxième GCR150. La troisième voie du premier GCR150 est utilisé pour générer le signal (cf 5.2.2). Ces voies étant obtenues par séparations successives du faisceau principal, nous nous sommes attachés à équilibrer énergétiquement chaque voie issue d'un même laser. Pour ceci, nous plaçons successivement deux dispositifs permettant de prélever l'énergie souhaitée, composés chacun d'une lame $\lambda/2$ associée à un polariseur (cf Fig. 5.4). La première lame $\lambda/2$ est réglée de façon à ce que le polariseur à sa suite réfléchisse 1/3 du faisceau et transmette les 2/3 restant. De la même manière, le deuxième étage est ajusté pour séparer équitablement le faisceau. Les 3 voies sont alors équilibrées.

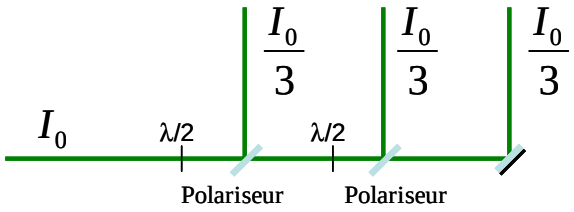


FIGURE 5.4 – Association de lames $\lambda/2$ et polariseurs pour équilibrer énergétiquement chaque voie de pompes.

Ainsi, les deux atténuateurs variables situés en sortie des GCR150 permettent de faire varier l'énergie de 0 à 50 mJ pour chaque pompe. Tous ces faisceaux sont dotés du même système d'imagerie et de remise en forme que celui présenté dans l'expérience présentée dans le chapitre 3, à savoir un télescope 3m - 1m avec un trou de filtrage de 0,5 mm au foyer de la première lentille.

Du fait de problèmes d'encombrement, l'implantation des derniers miroirs de renvoi a été un point critique. Pour obtenir la précision nécessaire du réglage de la direction de chaque faisceau dans le cristal non linéaire, ces derniers miroirs ont été placés dans des montures motorisées AGL100 de chez MicroControle, pilotable par télécommande qui permettent d'atteindre une précision angulaire de 2 μrad.

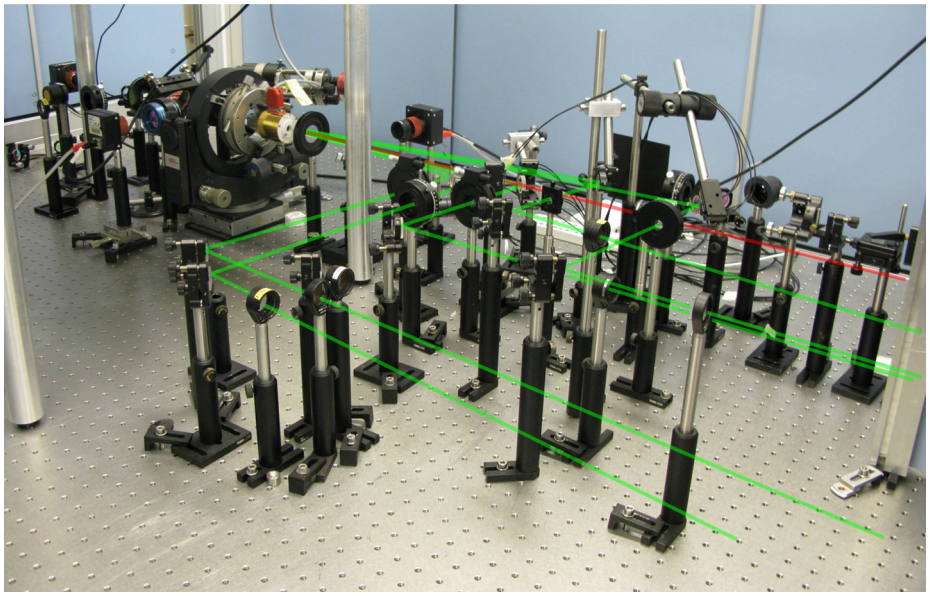


FIGURE 5.5 – Photographie de l'expérience d'amplification paramétrique optique à 5 pompes simultanées. Les tracés des différents faisceaux ont été superposés à la photographie.

5.2.2 Le signal

Le signal à amplifier est généré au niveau d'un OPO pompé par la troisième voie du premier GCR150. L'OPO est composé de deux cristaux identiques de KTP mis l'un derrière l'autre et taillés selon les angles $\theta = 51^{\circ}$ et $\varphi = 0^{\circ}$ pour l'émission d'un signal à 725 nm, l'idler étant généré à 2 μm. Les deux KTP sont disposés en compensation de double réfraction (cf Fig. 5.6), ce qui permet de réduire l'astigmatisme du faisceau signal généré. Cependant, pour maximiser le rendement de conversion d'énergie des pompes vers le signal, il est tout de même nécessaire de le remettre en forme afin d'avoir un signal de dimension adaptée au niveau de l'OPA et présentant une divergence la plus faible possible.

Juste en amont de l'OPO est placé un atténuateur variable classique composé d'une lame $\lambda/2$ suivie d'un polariseur. En contrôlant l'énergie de pompe injectée dans l'OPO, il est possible de régler celle délivrée à 725 nm sur une gamme s'étendant de 0 à 4 mJ.

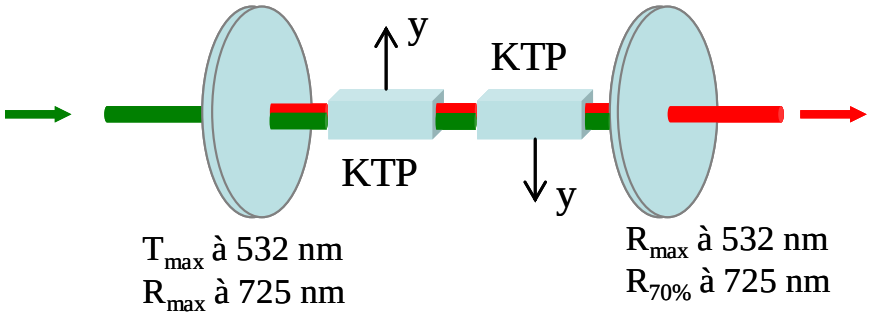


FIGURE 5.6 – Schéma de l'OPO constitué de deux cristaux de KTP taillés à $\theta = 51^{\circ}$ et $\varphi = 0^{\circ}$ en compensation de double réfraction et destiné à générer un signal à 725 nm.

5.2.3 Etage d'amplification

L'étage d'amplification est très proche de ceux présentés précédemment. Le cristal non linéaire à notre disposition est un LBO taillé à $\theta = 90^{\circ}$ et $\varphi = 0^{\circ}$ de longueur 3 cm, avec un traitement anti-reflet trichroïque à 532 nm, 725 nm et 1998 nm. La température du cristal est réglée à 170°C de façon à obtenir des angles de non-colinéarité de l'ordre de 0,9°, qui soient compatibles avec l'encombrement des miroirs à juxtaposer. Pour cette configuration d'OPA, la figure 5.7 présente la courbe de lieux d'accord de phase donnée par notre code de calcul.

Les diagnostics de recouvrement spatial et temporel sont toujours présents. La figure 5.8.a montre une photographie de la lame de prélèvement en amont de l'OPA, utilisée pour le dispositif de vérification du bon recouvrement des faisceaux au centre du cristal. Il est à noter que cette lame de prélèvement est retirée lors de la montée en énergie des pompes et des mesures d'amplification afin d'utiliser pleinement l'ensemble des énergies disponibles.

Les mesures d'énergie du signal avant et après amplification sont réalisées par deux calorimètres. En amont de l'OPA, nous plaçons un calorimètre sur une fuite d'un des miroirs transportant le signal issu de l'OPO. En aval, après l'avoir séparé du résidu des pompes, nous dirigeons le signal amplifié directement dans un deuxième calorimètre.

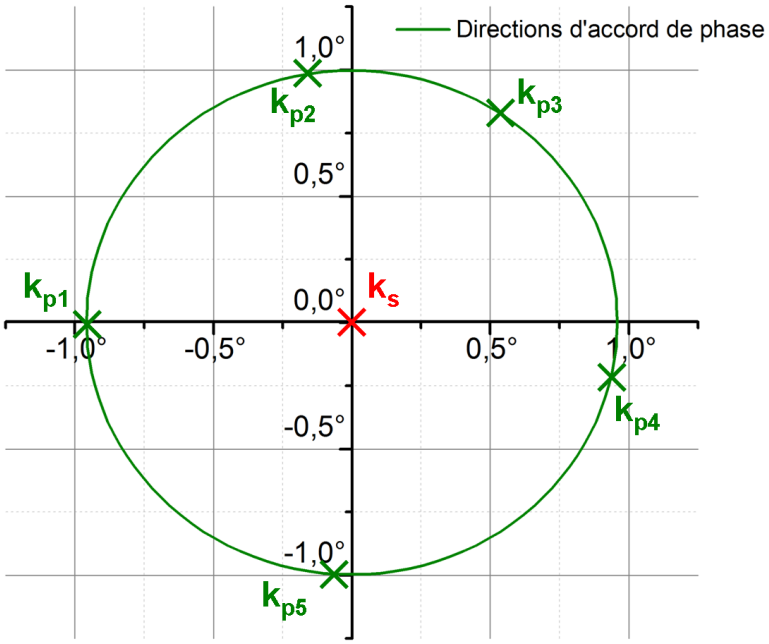


FIGURE 5.7 – Répartition angulaire des 5 pompes et du signal à amplifier par celles-ci.

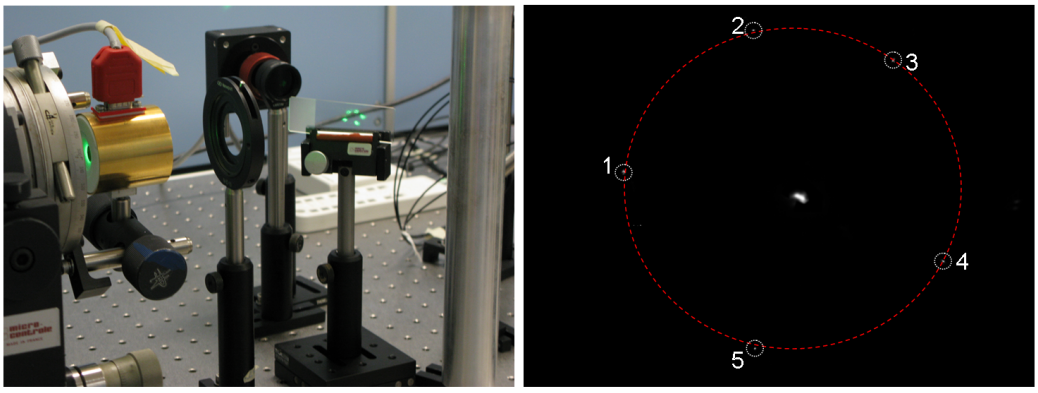


FIGURE 5.8 – (a) Photographie montrant la répartition des 5 pompes correspondant au graphe de la figure 5.7. (b) Mesure à la caméra du champ lointain des 5 pompes et du signal amplifié. Les cercles en traits interrompus ont été tracés sur la figure pour repérer les spots des faisceaux de pompe.

En sortie d'amplification, nous prélevons une partie de l'ensemble des faisceaux pour réaliser un diagnostic de contrôle de leurs directions. Une caméra placée au foyer d'une lentille de focale de 10 cm acquiert les images de contrôle. Nous présentons sur la figure 5.8.b une image décrivant la répartition des différentes pompes réglées à l'accord de phase.

5.2.4 Synchronisation des impulsions

La synchronisation de toutes les impulsions dans l'OPA a posé de nombreux problèmes expérimentaux. Tout d'abord, le premier GCR étant utilisé pour réaliser des voies de pompes à la fois pour l'OPA et l'OPO, il fut nécessaire, pour compenser le temps de création de l'oscillation dans l'OPO, de mettre en place une ligne à retard qui soit commune aux voies 1 et 2. Pour ne pas rendre illisible le schéma détaillé de l'expérience (cf Fig. 5.3), nous n'avons pas représenté ce retard optique, situé entre le premier polariseur, dirigeant la voie pompe OPO, et le deuxième polariseur, dirigeant la voie de pompe 1 de l'OPA. Ensuite, la synchronisation avec le deuxième GCR150, que nous réglions à l'aide d'un DG535, n'était pas suffisamment précise. La jigue temporelle propre aux deux GCR150 décalait aléatoirement les impulsions jusqu'à 1 ns. Cette durée irréductible, liée à la longueur des oscillateurs laser déclenchés, pourrait être réduite en employant des cavités laser plus courtes. Le recouvrement temporel variait donc tir à tir. Ce phénomène, dont nous n'avions pas parlé dans le chapitre précédent, est pénalisant pour des expériences de performance en rendement, où tous les paramètres doivent être réglés au mieux. Les résultats que nous présentons par la suite ont été choisis sur les meilleurs tirs, correspondant aux cas où le recouvrement temporel était optimal.

5.3 Résultats et analyses

5.3.1 Evolution du gain et du rendement d'amplification paramétrique

Nous avons réalisé plusieurs séries de mesures en faisant varier l'énergie des pompes et l'énergie du signal injecté. L'objectif était de trouver une configuration où le rendement de transfert d'énergie des pompes vers le signal est maximum. Les figures 5.9 et 5.10 donnent respectivement l'évolution du gain et celle du rendement avec l'augmentation de l'énergie des pompes. Le rendement η est défini de la façon suivante :

$$\eta = \frac{E_{\text{signal amplifié}} - E_{\text{signal injecté}}}{E_{\text{pompes}}} \tag{5.1}$$

Nous avons débuté notre étude en injectant un signal d'énergie faible, de 0,62 mJ. Nous reportons sous la forme de carrés les résultats expérimentaux dans les figures 5.9 et 5.10 pour différentes valeurs d'énergie globale de pompe. L'allure des courbes correspondantes indique que l'OPA est dans une configuration favorisant le gain par rapport au rendement. Pour ne pas risquer d'endommager le cristal avant d'avoir obtenu les meilleurs rendement, nous avons préféré augmenter l'énergie signal injectée avant de réaliser des mesures à plus haute énergie de pompes.

Les croix sur les figures 5.9 et 5.10 représentent les mesures expérimentales où le signal est à 2,2 mJ en entrée de l'OPA. Cette configuration est la meilleure que nous ayions trouvée. Avec une énergie globale de pompe de 165 mJ, c'est-à-dire chaque pompe à 33 mJ, nous avons atteint un rendement d'amplification de 27%. Le signal en sortie d'OPA avait une énergie de 47 mJ, bien supérieure à celle d'une pompe. L'objectif était donc atteint.

5.3.2 Meilleures performances

Pour finir, nous avons choisi de régler l'énergie des pompes au maximum qu'il était possible de le faire. Chaque voie de pompe délivrait des impulsions de 50 mJ. Nous représentons sur la figure 5.11 les mesures obtenues pour différentes valeurs énergétiques de signal injecté. Pour un signal à 725 nm

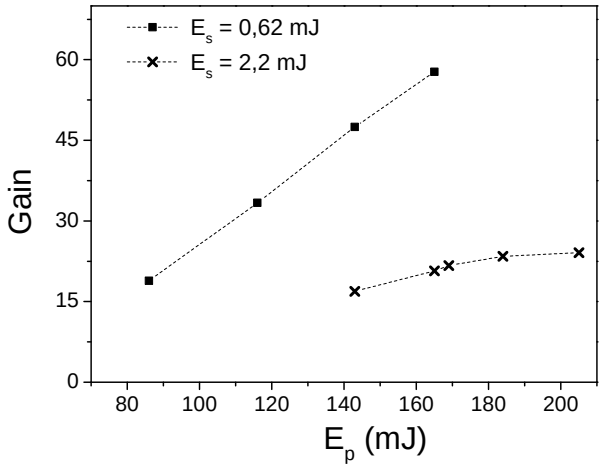


FIGURE 5.9 – Evolution du gain d'amplification en fonction de l'énergie totale des pompes. Les lignes en pointillés sont des guides pour l'oeil.

de 3,9 mJ en entrée, nous avons obtenu une énergie du signal amplifié de 63 mJ. L'OPO étant à sa limite, nous ne pouvions augmenter plus encore l'énergie du signal. De plus, nous avons remarqué que le fait de travailler à de telles intensités lumineuses ($> 1\text{GW/cm}^2$) avait dégradé les traitements anti-reflets.

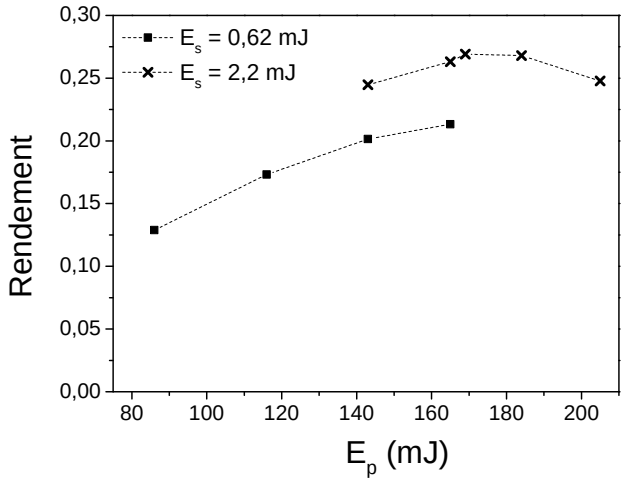


FIGURE 5.10 – Evolution du rendement d'amplification en fonction de l'énergie totale des pompes. Les lignes en pointillés sont des guides pour l'oeil.

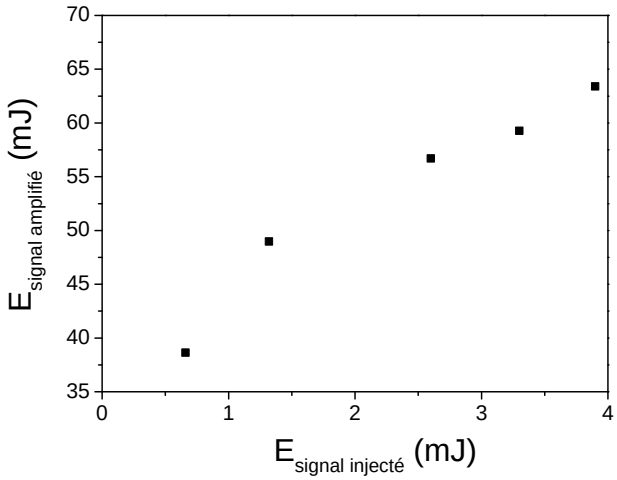


FIGURE 5.11 – Energie du signal après amplification par 5 pompes de 50 mJ chacune.

5.3.3 Conclusion

L'expérience présentée a permis de démontrer expérimentalement la possibilité d'obtenir un signal amplifié plus énergétique que chaque pompe séparée, dans un OPA aux multiples pompes mutuellement incohérentes. Nous avons obtenu un signal de 47 mJ à 725 nm avec 5 pompes à 33 mJ chacune dans un cristal de LBO. En présentant ce premier OPA à 5 pompes simultanées, nous avons mis en exergue les difficultés expérimentales d'implantation, d'alignement et de synchronisation. Ce dernier point ne pouvait être complètement réglé avec nos moyens expérimentaux, ce qui a très certainement limité les performances obtenues. Cependant, sans dépasser le record de rendement que l'équipe de Dubietis a réussi avec 3 pompes mutuellement cohérentes et issues à l'origine du même oscillateur que le signal amplifié, nous sommes parvenus à un rendement de 27%, ce qui est, à notre connaissance, le record actuel pour un OPA aux pompes mutuellement incohérentes.

5.4 Effet des réseaux d'interférences sur le champ proche du signal amplifié

5.4.1 Observations expérimentales

N'utilisant que deux oscillateurs indépendants pour réaliser les 5 faisceaux de pompe, des réseaux d'interférences étaient observables dans le cristal non linéaire de l'OPA. Ils étaient générés par les interférences entre les pompes 1 et 2 (issues du premier GCR150), et les pompes 3, 4 et 5 (issues du deuxième GCR150). Nous pouvons observer sur la figure 5.12 le champ pompe total résultant du recouvrement des 5 pompes. La coupe associée indique la présence de réseaux d'interférence modulant l'intensité de la pompe.

Il était légitime de s'intéresser alors à l'effet que pouvait avoir ces réseaux sur la qualité spatiale du signal amplifié. Ainsi, sur une fuite d'un miroir du signal, nous avons disposé une caméra afin de réaliser des mesures de champ proche du signal amplifié par ces 5 pompes, pour des rendements de l'ordre de 10%. La figure 5.13, présentant le champ proche du signal amplifié jusqu'à 33 mJ par les 5 pompes simultanément, montre que le signal ne « récupère »

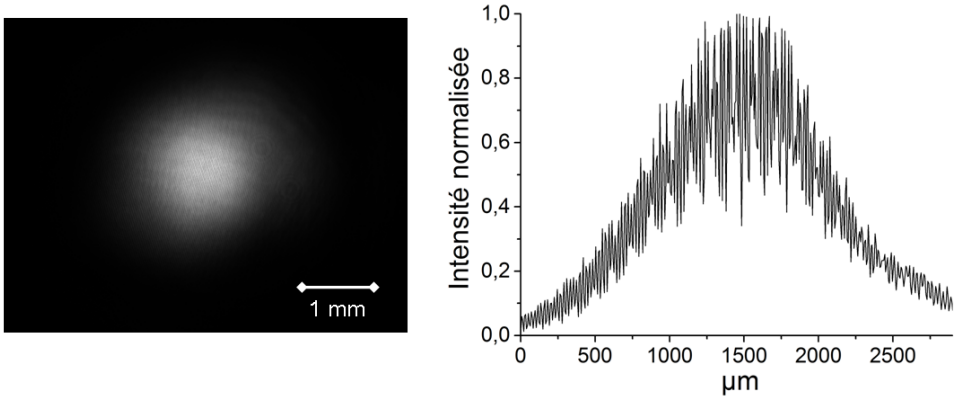


FIGURE 5.12 – Champ proche des 5 pompes au niveau du cristal de l'OPA. La coupe transverse associée montre les modulations d'intensité résultant des réseaux d'interférences générés entre les pompes qui sont issues d'un oscillateur commun.

pas les modulations de la pompe. Nous proposons une explication de ce phénomène dans les sections suivantes.

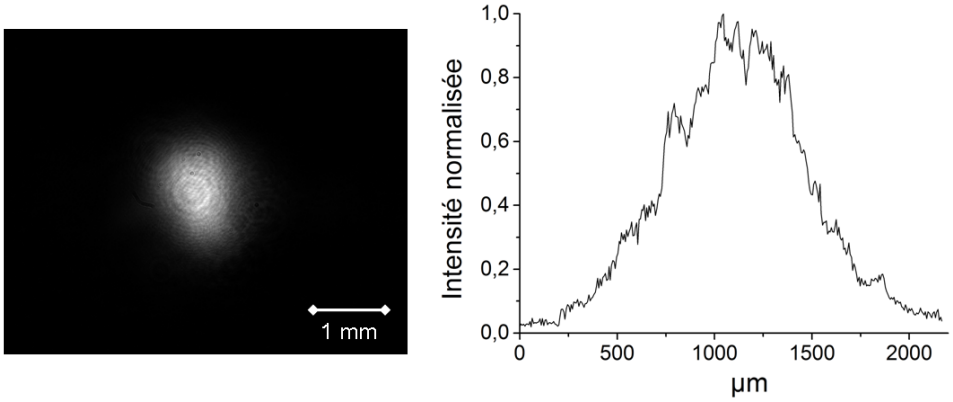


FIGURE 5.13 – Champ proche du signal amplifié à 33 mJ par les 5 pompes. La coupe transverse correspondante indique que les modulations provenant des interférences ne se retrouvent pas sur le signal amplifié.

5.4.2 Etat de l'art

Cette observation est cohérente avec les résultats présentés par Herrmann et al. [14]. Amplifiant leur signal par deux pompes issues du même oscillateur, ils ont montré que le réseau généré dans le cristal (cf Fig. 5.14.a et 5.14.b) n'avait pas d'influence sur le champ proche du signal amplifié (cf Fig. 5.14.a).

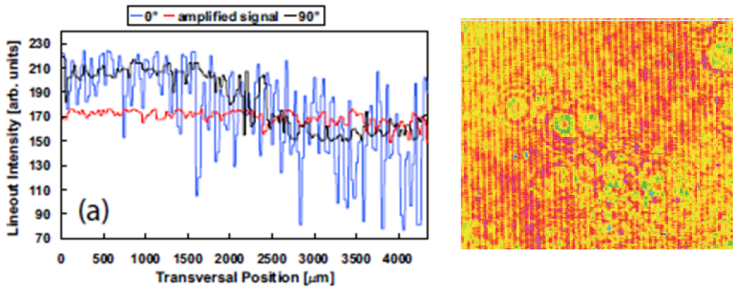


FIGURE 5.14 – Influence du réseau d'interférences dans un cristal de BBO sur le signal amplifié par OPA utilisant deux pompes mutuellement cohérentes [14]. (a) Coupe transverse du signal amplifié (courbe rouge) et de l'intensité de pompe transverse dans le cristal (courbe bleue). (b) Image du cristal de BBO montrant le réseau d'interférences.

Ces résultats peuvent paraître étonnants puisque les zones « sombres »,

correspondant aux interférences destructives, ne devraient pas participer à l'amplification du signal. Le couplage entre signal et pompe étant gouverné par le système d'équations couplées, il est naturel de s'y intéresser pour comprendre ce phénomène. L'OPA étant multi-pompes, le système d'équations couplées est différent de celui d'un OPA à pompe unique. La modélisation qui est proposée dans ce dernier article [14], et qui se retrouve aussi dans l'article de Kezys et al. [11], consiste à écrire autant d'équations que d'ondes présentes dans le couplage. Ainsi, pour un OPA pompé par 2 faisceaux, ils proposent le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_s}{\partial z} + \ldots &= K_{s_1} E^*_{i_1}.E_{p_1} e^{i\Delta k_1.z} + \kappa_{s_2} E^*_{i_2}.E_{p_2} e^{i\Delta k_2.z} \\
\frac{\partial E_{i_1}}{\partial z} + \ldots &= K_{i_1} E^*_{s}.E_{p_1} e^{i\Delta k_1.z} \\
\frac{\partial E_{i_2}}{\partial z} + \ldots &= K_{i_2} E^*_{s}.E_{p_2} e^{i\Delta k_2.z} \\
\frac{\partial E_{p_1}}{\partial z} + \ldots &= K_{p_1} E_{s}.E_{i_1} e^{-i\Delta k_1.z} \\
\frac{\partial E_{p_2}}{\partial z} + \ldots &= K_{p_2} E_{s}.E_{i_2} e^{-i\Delta k_2.z}
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Où les termes K correspondent à l'écriture simplifiée des coefficients de couplages non linéaires relatifs à chaque onde.

Cette écriture peut permettre de traiter séparément l'influence de chaque pompe et d'étudier le désaccord de phase propre à chaque interaction pompe/signal. Cependant, les idlers générés de façon indépendante pour chaque interaction pompe/signal éliminent la possibilité de retranscrire l'effet d'un potentiel réseau d'interférences résultant du croisement de deux pompes cohérentes. Qui plus est, présenter un système de 5 équations couplées pour décrire l'effet d'un couplage du second ordre, ne semble pas être optimal.

Une fois encore, revenons sur l'article fondateur de Dubietis et al. [8] présentant l'amplification d'un signal par trois pompes issues du même oscillateur. Ils considèrent les trois pompes comme une unique impulsion. Ainsi l'amplitude complexe du champ pompe s'écrit :

$$E_p = a_{p_1} \exp i\varphi_{p_1} + a_{p_2} \exp i\varphi_{p_2} + a_{p_3} \exp i\varphi_{p_3} \tag{5.3}$$

Où a_{p_j} et φ_{p_j} sont respectivement l'amplitude réelle et la phase réelle de l'impulsion pompe j.

Ils ont utilisé cette expression du champ pompe pour ramener le problème d'un OPA à 3 pompes au cas d'une unique pompe. Ils pouvaient ainsi utiliser leur code de calcul déterminant les rendements de conversion en fonction de l'énergie globale de la pompe. Ils n'ont malheureusement pas développé leur étude sur les caractéristiques spatiales du champ pompe global résultant de la somme de trois champs cohérents. C'est justement cette approche qui nous a semblé la bonne pour la prise en compte des interactions entre les pompes dans les équations couplées. Celle-ci est détaillée dans la partie qui suit.

5.5 Etude d'un cas simple : 2 pompes monochromatiques issues du même oscillateur

Pour développer une approche simple, nous avons choisi d'étudier un OPA pompé par deux faisceaux monochromatiques issus d'un même oscillateur.

5.5.1 Expression du champ pompe global

L'objectif est d'exprimer, comme l'ont fait Dubietis et al., les deux pompes comme un seul champ en s'intéressant maintenant à son expression exacte.

Nous supposons que ces deux pompes se croisent avec un angle $\delta\alpha = \alpha_{p_1} - \alpha_{p_2}$ et génèrent alors un réseau pendant la durée de l'impulsion (cf Fig. 5.15).

L'onde pompe globale $\mathbf{E}_p$ est constituée de deux ondes $\mathbf{E}_{p_1}$ et $\mathbf{E}_{p_2}$ telles que :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{p_1}(\mathbf{r},t) + \mathbf{E}_{p_2}(\mathbf{r},t) \tag{5.4}$$

Pour alléger les calculs, nous considèrons les amplitudes des deux pompes 1 et 2 équivalentes à E_{p_0}. Le contraste d'interférences est alors parfait. Le champ pompe global se propageant dans le cristal peut alors s'écrire sous la forme d'une amplitude $E_p(\mathbf{r},t)$ contenant l'information du réseau associée à un terme de propagation dirigé dans une unique direction $\mathbf{k}_p$:

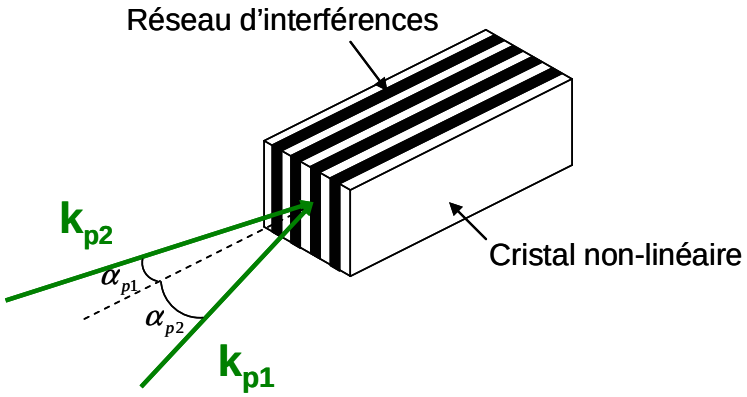


FIGURE 5.15 – Réseau d'interférences engendré dans le cristal non linéaire par deux pompes issues d'un même oscillateur.

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r},t) = E_p(\mathbf{r},t)e^{i(\mathbf{k}_p.\mathbf{r}-\omega_p.t)}.\mathbf{e}_p \tag{5.5}$$

Où :

$$E_p(\mathbf{r},t) = \sqrt{2}E_{p_0}\sqrt{1+\cos\left((\mathbf{k}_{p_1}-\mathbf{k}_{p_2}).\mathbf{r}\right)} \text{ et } \mathbf{k}_p = \frac{\mathbf{k}_{p_1}+\mathbf{k}_{p_2}}{2} \tag{5.6}$$

Nous posons et utiliserons dans la suite :

$$\delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_{p_1} - \mathbf{k}_{p_2} = \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} 2\sin(\delta\alpha/2) = 2k_p\sin(\delta\alpha/2) \tag{5.7}$$

Nous supposons une direction de propagation de l'onde signal selon la bissectrice de l'angle $\delta\alpha$, alors identique à celle de l'onde pompe globale. Nous sommes alors dans le cas formel de la configuration colinéaire d'amplification paramétrique optique (cf Fig. 5.16).

De plus, comme $\|\mathbf{k}_{p_1}\|$ et $\|\mathbf{k}_{p_2}\|$ sont égaux, la direction $\delta\mathbf{k}$ est transverse à celle de la propagation. Choisissons cette direction transverse comme la direction x (cf Fig. 5.16). L'expression finale utilisée pour décrire le champ de pompe global dans le cristal est alors la suivante :

$$E_p = \sqrt{2}E_{p_0}\sqrt{1+\cos\left(\delta k.x\right)} \tag{5.8}$$

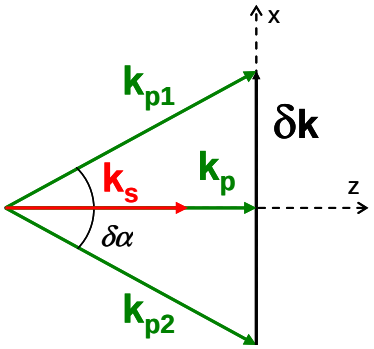


FIGURE 5.16 – Bilan des directions des différents vecteurs d'onde pour un OPA pompé par deux pompes issues d'un même oscillateur monochromatique.

5.5.2 Influence de la diffraction et équations couplées

En ramenant les deux ondes pompe à un unique champ pompe global, le couplage se résume à l'interaction usuelle de trois ondes : signal, idler et pompe. Il est alors possible d'écrire le système d'équations couplées défini au chapitre 2 (cf Eq. 2.28). Mais ici, du fait du réseau engendré, les dimensions caractéristiques des différents faisceaux à prendre en compte ne sont plus le diamètre de faisceau mais la taille du pas de modulation de l'amplitude de la pompe. Il est alors nécessaire de comparer au préalable la distance de Rayleigh correspondant au pas de modulation transverse $\frac{2\pi}{\delta k}$ à la distance L de propagation. Effectivement, si $Z_r(w_0 = 2\pi/\delta k) \leq L$, c'est-à-dire pour l'onde j, $\frac{\pi(2\pi/\delta k)^2}{\lambda_j/n_j} \leq L$, l'influence de la diffraction des faisceaux du fait de la modulation spatiale doit être prise en compte. En pratique, l'écart $\delta\alpha$ est petit de sorte que nous avons :

$$\frac{2\pi}{\delta k} = \frac{\lambda_p}{n_p \delta\alpha} \tag{5.9}$$

Il est possible de négliger la diffraction dans les équations couplées 2.28 si la relation suivante sur l'écart angulaire interne au cristal $\delta\alpha$ et la longueur du cristal L est satisfaite :

$$L\delta\alpha^2 < \frac{n_j \pi \lambda_p^2}{n_p^2 \lambda_j} \tag{5.10}$$

Au regard d'une onde signal à 725 nm, pour des interactions sur une distance L de 1 cm et supposant des pompes à 532 nm, il apparaît alors que $\delta\alpha$ doit être inférieur à 8 mrad.

Pour une étude simplifiée, nous nous plaçons par la suite dans le cas où la diffraction peut être négligée. Nous pouvons ainsi écrire le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_s}{\partial z} - \tan\rho_s \frac{\partial E_s}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_s}} \frac{\partial E_s}{\partial t} &= \frac{2i\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c \cos^2\rho_s} E_i^* . E_p . e^{i\Delta k . z} \\
\frac{\partial E_i}{\partial z} - \tan\rho_i \frac{\partial E_i}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_i}} \frac{\partial E_i}{\partial t} &= \frac{2i\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c \cos^2\rho_i} E_s^* . E_p e^{i\Delta k . z} \\
\frac{\partial E_p}{\partial z} - \tan\rho_p \frac{\partial E_p}{\partial x} + \frac{1}{v_{g_p}} \frac{\partial E_p}{\partial t} &= \frac{2i\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c \cos^2\rho_p} E_s . E_i e^{-i\Delta k . z}
\end{aligned} \tag{5.11}$$

5.5.3 Résolution des équations couplées dans un cas simple

Hypothèses de travail

Nous étudions le cas d'une amplification paramétrique en accord de phase de type I où seule la pompe est polarisée extraordinairement :

$$\tan\rho_s = \tan\rho_i = 0 \text{ et } \tan\rho_p = \tan\rho \tag{5.12}$$

Nous rappelons que $\mathbf{k_p}$ est colinéaire à $\mathbf{k_s}$ et supposons que l'accord de phase 2.29 est satisfait. Nous faisons l'approximation de la pompe non dépeuplée pour toute la suite de l'étude.

Analyse du terme de couplage pour une propagation très courte

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'influence du terme de couplage, à droite des équations, sur l'amplification du champ signal. Nous étudions donc une propagation sur une distance z très courte telle que la translation du champ pompe du fait de la double réfraction soit négligeable (cf Fig. 5.17) :

$$z << \frac{2\pi/\delta k}{\tan\rho} \tag{5.13}$$

Ainsi pour $\rho = 5$ mrad, correspondant à l'ordre de grandeur de la double réfraction dans le LBO et un pas de modulation de 330 μm provenant d'interférences où $\delta\alpha = 1$ mrad, la distance de propagation doit être très inférieure à 6 cm. La vitesse de groupe n'étant définie que pour des ondes à spectre large, nous ne tenons pas compte de l'influence de ces vitesses. Le système d'équations 5.11 se résume alors à :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} &= \frac{2i\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} E_i^* . E_p \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} &= \frac{2i\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} E_s^* . E_p \\ \frac{\partial E_p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \tag{5.14}$$

En dérivant la première équation par rapport à z, et en substituant le terme $\frac{\partial E_i^*}{\partial z}$, l'équation différentielle du second ordre obtenue pour le champ E_s est :

$$\frac{\partial^2 E_s}{\partial z^2} = \frac{4\omega_s\omega_i d_{\text{eff}}^2}{n_s n_i c^2} |E_p|^2 . E_s \tag{5.15}$$

La solution pour E_s à cette équation différentielle s'écrit alors [41] :

$$E_s(x,z) = E_{s_0} \cosh(\kappa\sqrt{1+\cos(\delta k.x)}z) \tag{5.16}$$

Où :

$$\kappa^2 = \frac{4\omega_s\omega_i d_{\text{eff}}^2}{n_s n_i c^2} |E_{p_0}|^2 ; \tag{5.17}$$

L'influence de la modulation globale de la pompe sur le profil d'amplification du champ signal peut être observée à l'aide d'une représentation numérique sur la figure 5.18.

En réalisant la transformée de Fourier sur la fréquence spatiale $\sigma_x = \frac{\delta k}{2\pi}$, nous obtenons la figure 5.19 et nous remarquons que ce champ est composé

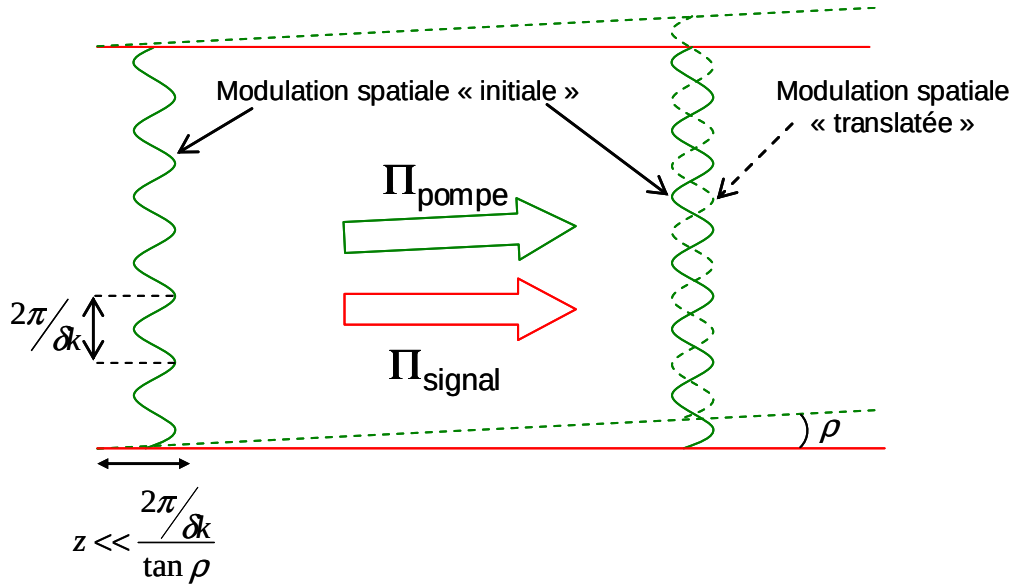


FIGURE 5.17 – La double réfraction sur la pompe décale transversalement le long de la propagation l'enveloppe du faisceau pompe qui porte les modulations spatiales. Il est possible de négliger cet effet sur une distance de proppagation très coutre : $z << \frac{2\pi/\delta k}{\tan\rho}$. Pour une distance plus importante il sera nécessaire d'en tenir compte.

de multiples fréquences spatiales : $0, \pm\sigma_x, \pm 2\sigma_x, \ldots$

Chaque fréquence spatiale correspond à une onde, qui se propage en sortie du cristal avec un angle β_m donné par :

$$\sin\beta_m = m\frac{k_p}{k_s} 2\sin(\delta\alpha/2) \tag{5.18}$$

En posant a le pas de modulation du réseau, soit :

$$a = \frac{1}{\sigma_x} = \frac{2\pi}{\delta k} \tag{5.19}$$

l'équation 5.18 devient :

$$\sin\beta_m = m\frac{\lambda_s}{n_s.a} \tag{5.20}$$

Nous retrouvons alors la formule du réseau de pas a en transmission pour une onde en incidence normale.

L'amplification par deux pompes a donc eu pour effet de moduler le

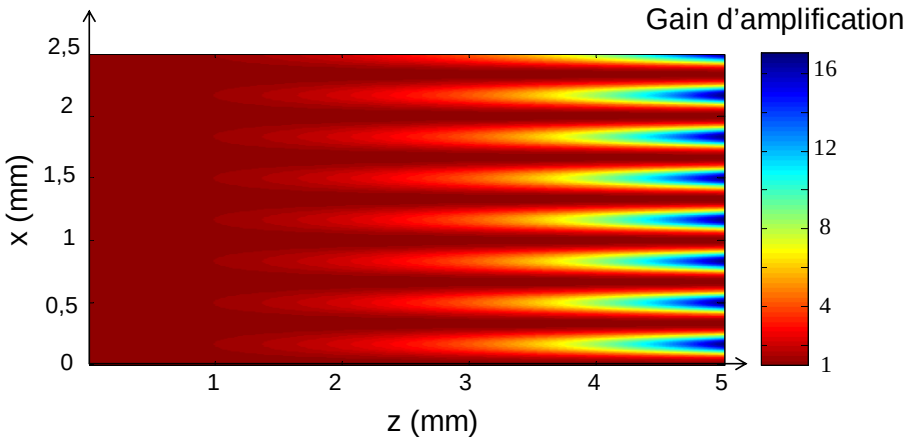


FIGURE 5.18 – Profil du gain d'amplification du champ électrique pour une propagation de 5 mm sur une section transverse de 2,5 mm. Le pas de modulation provenant des interférences entre les deux pompes est de 330 μm. Nous avons imposé $\kappa z = 1,5$ de façon à avoir un gain en fin de propagation comparable aux expériences que nous présentons dans le chapitre 4.

champ signal. Nous retrouvons finalement le phénonème que nous décrivions par des recombinaisons opportunistes dans le chapitre 4. L'apparition des faisceaux parasites est le résultat du réseau généré par les interférences entre ces pompes.

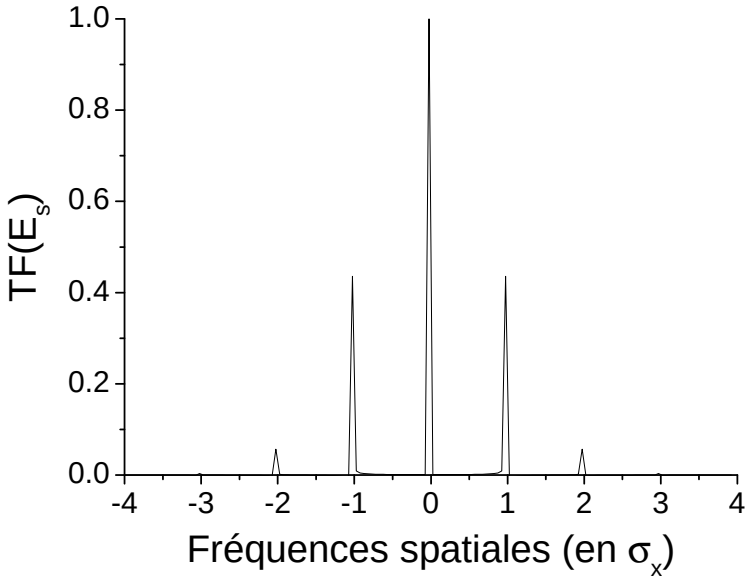


FIGURE 5.19 – Transformée de Fourrier normalisée du champ signal après amplification dans le cas où κz est fixé à 1,5.

Influence de la double réfraction au cours de la propagation

Il a été montré que l'acceptance angulaire est inversement proportionnelle à l'angle de double réfraction [42, 43]. Au vu des résultats présentés dans le chapitre 3 montrant l'influence de l'acceptance angulaire sur la limitation de l'apparition des faisceaux parasites, il est intéressant maintenant de tenir compte de la double réfraction de la pompe. Les équations couplées peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_s}{\partial z} &= \frac{2i\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c} E_i^*.E_p \\
\frac{\partial E_i}{\partial z} &= \frac{2i\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c} E_s^*.E_p \\
\frac{\partial E_p}{\partial z} - \tan\rho_p \frac{\partial E_p}{\partial x} &= 0
\end{aligned} \tag{5.21}$$

L'équation sur E_p, similaire à une équation de transport, permet d'écrire $E_p(x,z)$ comme $E_p(x + \tan\rho.z)$. Il vient donc :

$$E_p = \sqrt{2}E_{p0}\sqrt{1+\cos\left(\delta k.x + \delta k.\tan\rho.z\right)} \tag{5.22}$$

Le système d'équations couplées revient alors à :

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_s}{\partial z} &= \frac{2i\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c}E_i^*.\sqrt{2}E_{p0}\sqrt{1+\cos\left(\delta k.x + \delta k.\tan\rho.z\right)} \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} &= \frac{2i\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c}E_s^*.\sqrt{2}E_{p0}\sqrt{1+\cos\left(\delta k.x + \delta k.\tan\rho.z\right)}\end{aligned} \tag{5.23}$$

Afin d'illustrer l'influence de la double réfraction, nous résolvons numériquement ces équations par la méthode des différences finies (cf Fig. 5.20). La translation de faisceau, conséquence de la double réfraction, se traduit par un glissement du réseau par rapport au signal au cours de la propagation. Ce glissement se retrouve dans le terme de propagation $\frac{1}{a}\tan\rho.z$ introduit dans l'expression de la modulation de la pompe E_p. Lorsque la valeur de l'angle de double réfraction devient suffisamment grande de sorte que $\tan(\rho).L$ soit du même ordre de grandeur que le pas de la modulation a, il apparait un effet notable sur le profil du champ signal au cours de l'amplification. Tout autre paramètre étant fixé par ailleurs, la prise en compte d'une double réfraction de 50 mrad, valeur typique dans un cristal de BBO, fait chuter le contraste de modulation de 88 % à moins de 41 %, ce qui est le cas présenté sur la figure 5.18. Nous retrouvons ainsi l'effet limitant attendu de la double réfraction.

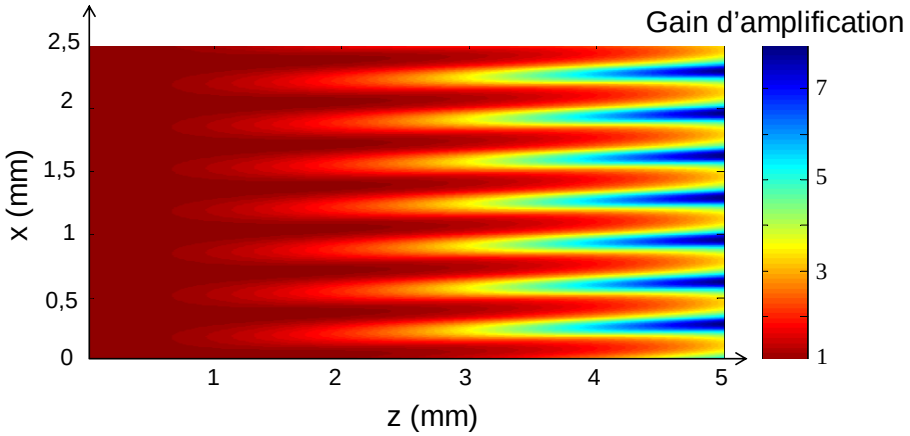


FIGURE 5.20 – Profil du champ signal au cours de la propagation. Mis à part la double réfraction qui est prise en compte et qui vaut 50 mrad, les autres paramètres sont identiques à ceux relatifs à la figure 5.18.

5.6 Couplages spatio-temporels entre pompe et signal dans un OPA

Maintenant que nous avons traité le cas de l'influence de l'écart spatial entre deux pompes, il semble naturel de s'intéresser à l'effet d'un écart spectral, comme nous l'avions fait dans le chapitre 4. Considérons donc maintenant que les deux pompes ne sont plus issues du même oscillateur. Toujours monochromatiques, elles ont des pulsations différentes, ω_{p_1} et ω_{p_2}, ce qui donne un écart $\delta\omega = \omega_{p_2} - \omega_{p_1}$. Les démarches mises en oeuvre pour analyser l'effet d'un écart spectral étant très proches de celles présentées précedemment, nous les détaillons peu et présentons les principales étapes du calcul.

5.6.1 Expression du champ de pompe global pour deux pompes mutuellement incohérentes

Le champ pompe global $\mathbf{E}_p$ est constitué de deux ondes $\mathbf{E}_{p_1}$ et $\mathbf{E}_{p_2}$ aux pulsations différentes. Il s'écrit ainsi :

$$\mathbf{E}_p(\mathbf{r},t) = E_{p_1}(\mathbf{r_1},t)e^{i(\mathbf{k}_{p_1}.\mathbf{r_1}-\omega_{p_1}.t)}.\mathbf{e}_{p_1} + E_{p_2}(\mathbf{r_2},t)e^{i(\mathbf{k}_{p_2}.\mathbf{r_2}-\omega_{p_2}.t)}.\mathbf{e}_{p_2} \quad (5.24)$$

L'idée est d'exprimer ce champ sous la forme d'une onde d'amplitude E_p contenant l'information des écarts spatio-temporels entre les deux faisceaux la constituant et se propageant selon une unique direction $\mathbf{k}_p$. En supposant toujours que les deux ondes ont la même amplitude $E_{p_0} = E_{p_1} = E_{p_2}$ et que $\delta\mathbf{k_p}$ est colinéaire à la direction x, il est possible d'écrire le champ de pompe global sous la forme suivante :

$$E_p(\mathbf{r},t) = \sqrt{2}E_{p_0}\sqrt{1+\cos\left(\delta k_p.x - \delta\omega_p.t\right)}e^{i(\mathbf{k_p}.\mathbf{r}-\omega_p.t)} \tag{5.25}$$

Avec :

$$\begin{aligned}
\omega_p &= \frac{\omega_{p_1}+\omega_{p_2}}{2}\ , & (5.26)\\
\delta\omega_p &= \omega_{p_1}-\omega_{p_2}\ , & (5.27)\\
\mathbf{k_p} &= \frac{\mathbf{k_{p_1}}+\mathbf{k_{p_2}}}{2}\ , & (5.28)\\
\delta\mathbf{k_p} &= \mathbf{k_{p_1}}-\mathbf{k_{p_2}} & (5.29)
\end{aligned}$$

En comparant les équations 5.6 et 5.25, nous observons que l'influence du $\delta\omega$ est l'analogue temporel du terme $\delta\mathbf{k}_p$ du domaine spatial. Finalement, l'interaction entre les deux pompes non mutuellement cohérentes va générer un réseau transitoire.

5.6.2 Analyse du terme de couplage pour une propagation très courte

Pour écrire les équations couplées simplifiées 5.14 en ne tenant compte que du terme de couplage, nous avions négligé l'influence de la diffraction et de l'angle de double réfraction. Dans le domaine temporel, leurs analogues respectifs sont la dispersion de la vitesse de groupe et la vitesse de groupe des impulsions non monochromatiques.

Vitesse de groupe

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la dispersion de la vitesse de groupe peut être négligée pour des impulsions de durée supérieure à 100 fs. Cela correspond à un faisceau dont l'étalement spectral est de 10 THz. L'écart

spectral entre les deux pompes ne dépassant pas 30 GHz, il est raisonnable de ne pas prendre en compte la dispersion des vitesses de groupe, ce qui sera le cas pour la suite des calculs.

Le terme $\frac{1}{v_{g_p}}\frac{\partial E_p}{\partial t}$ du sytème d'équations 5.11 influe sur le domaine temporel, de la même façon que le terme $\tan\rho_p\frac{\partial E_p}{\partial x}$ le fait sur le domaine spatial. Par un raisonnement similaire à celui présenté précédemment, il est possible de négliger l'influence de la vitesse de groupe de la pompe quand :

$$z << \frac{2\pi v_{g_p}}{\delta\omega_p} \tag{5.30}$$

Nous nous plaçons également dans ce cas.

Résultat du couplage

En injectant l'expression de E_p de l'équation 5.25 dans le système d'équations couplées simplifiées 5.14, le champ signal après amplification a la forme suivante :

$$E_s(x,z,t) = E_{s_0}\cosh(\kappa\sqrt{1+\cos\left(\delta k_p.x - \delta\omega_p.t\right)}z) \tag{5.31}$$

Ainsi, nous notons, qu'en plus d'être décalés spatialement de $\frac{\delta k_p}{2\pi}$, les ordres apparaissants sont aussi décalés spectralement de $\frac{\delta\omega_p}{2\pi}$. Nous retrouvons ainsi le résultat présenté par des recombinaisons non désirées dans le chapitre 4.

5.6.3 Conclusion

Cette analyse succinte et menée dans un cas simplifié d'un OPA à deux pompes permet de comprendre l'influence des réseaux générés par l'utilisation de pompes décalées spatialement et/ou spectralement. Cela permet donc d'expliquer qualitativement les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4, à savoir que les faisceaux parasites issus de recombinaisons non souhaitées correspondent aux ordres diffractés des réseaux en présence. Il serait nécessaire de résoudre numériquement les équations couplées sans approximation et en utilisant cette modélisation du champ pompe global pour pouvoir retrouver quantitativement l'ensemble de nos résultats. Cependant, à

la lumière de l'étude déjà menée qui montrait qu'un écart angulaire suffisant entre les pompes empéchait les couplages parasites, nous pouvons conclure que l'effet des réseaux est lissé par les effets cumulés de la double réfraction et de la diffraction quand les pompes sont suffisamment écartées. Les champs proches peu modulés observés dans notre expérience (cf Fig. 5.13) et celle de Herrmann et al. (cf Fig. 5.14) sont ainsi expliqués.

Chapitre 6

Conclusion générale

Ce travail de thèse réalisé au Département des Lasers de Puissance du CEA s'inscrit dans le contexte du développement de nouvelles architectures d'amplification permettant d'augmenter la cadence des futurs lasers de haute énergie. Il a été réalisé dans le cadre des Activités de Recherches Conjointes (JRA - Joint Research Activities) « HAPPIE » (High Average and Peak Power lasers for Interaction Experiments) du consortium Laserlab-Europe II du 7ième Programme Cadre de Recherche et Développement (PCRD) de l'Union Européenne.

Nous nous sommes attachés à étudier plusieurs aspects d'une nouvelle technique basée sur l'utilisation d'amplificateurs paramétriques optiques à multiples pompes. Initialement proposée en 1998 [8], cette technique prometteuse commence à être appliquée dans les premiers étages des chaînes d'amplification d'impulsions ultra-intenses [14]. Nous avons adopté une approche système concernant principalement les étages d'amplification finaux, à gain modéré mais à fort rendement.

L'acceptance angulaire : un paramètre clé.

Le premier objectif était de déterminer comment disposer les différentes pompes autour du signal afin que chaque pompe participe efficacement à l'amplification. Pour cela, nous avons développé un code de calcul, permettant de déterminer les directions d'accord de phase et les tolérances angulaires associées, et ce dans tout type de cristal biréfringent. Nous avons validé notre

code en le confrontant à deux configurations expérimentales : une dans un cristal uniaxe (BBO) et une autre dans un cristal biaxe (LBO). Ainsi validé, notre code peut être utilisé pour dimensionner d'autres architectures d'OPA multi-pompes.

Nos résultats ont montré que l'aspect non colinéaire de la géométrie de pompage rend le système relativement sensible aux écarts angulaires. Dans BBO, quand l'angle externe entre une pompe et le signal vaut 1,8°, l'acceptance angulaire $L.\Delta\alpha_p$ est divisée par deux par rapport aux 0,6 mrad.cm du cas colinéaire. Dans LBO, l'acceptance angulaire passe de 4,6 mrad.cm pour une géométrie colinéaire à 0,58 mrad.cm pour un angle externe de 1,8°. Ces valeurs de tolérances angulaires sont néanmoins tout-à-fait compatibles avec une utilisation de l'OPA multi-pompes dans les étages finaux des grandes installations laser. Effectivement, elles restent nettement supérieures à la précision d'alignement requise du faisceau, qui est par exemple de 25 μrad au niveau du tripleur de fréquence du LMJ. De plus, elles sont du même ordre de grandeur que celles de certains systèmes commerciaux convertisseurs de fréquence, comme le cristal doubleur de KDP présent dans les lasers GCR150 utilisés dans cette thèse. Ainsi, la criticité de cette architecture n'apparait pas comme un frein pour que l'OPA multi-pompes soit intégré à des produits commerciaux.

L'autre aspect étudié est celui des conséquences de l'utilisation de multiples pompes sur les caractéristiques du signal amplifié. C'est la première fois à notre connaissance que sont analysés les effets spatiaux et spectraux résultant de recombinaisons parasites entre pompes et idlers non correspondants sur le signal. En amplifiant un signal monomode longitudinal par deux pompes, elles aussi monomodes mais écartées en fréquence de 28 GHz, nous avons montré que cet écart était transféré au faisceau amplifié avec l'apparition de fréquences parasites à 28 GHz du mode principal. Nous avons aussi démontré qu'éloigner angulairement les pompes entre elles permettait de s'affranchir des couplages parasites en augmentant le désaccord de phase associé. Ainsi, au contraire de l'effet négatif sur la criticité du montage, une acceptance angulaire relativement faible permettra de supprimer efficacement tout risque de recombinaisons indésirables.

Du fait de son caractère ambivalent, pour lequel il faudra trouver le bon

compromis, l'acceptance angulaire est un paramètre fondamental pour concevoir une architecture d'OPA à multiples pompes. En utilisant des impulsions plus courtes, et donc des cristaux plus fins que dans notre étude, il est possible de travailler avec des tolérances angulaires élevées. L'avantage est alors de permettre l'utilisation de faisceaux de petites dimensions. Il est ainsi aisé d'atteindre les intensités nécessaires pour réaliser le couplage non linéaire en disposant par exemple une multitude de faisceaux issus de fibres laser tout autour du signal. Cependant, avec une telle architecture, la tolérance angulaire ne filtre plus les recombinaisons parasites. Le rendement de transfert énergétique des pompes vers le signal principal se trouve alors diminué. Ces configurations seront donc plus favorables pour des étages de pré-amplification favorisant le gain plutôt que le rendement. Pour espérer obtenir un bon rendement et conserver les bonnes qualités spatiales et spectrales du signal, il est nécessaire d'écarter suffisamment les pompes entre elles. Pour une configuration donnée, le nombre de pompes est alors limité. Prenons comme exemple la configuration étudiée dans le chapitre 4 : l'OPA avec un cristal de LBO de 3 cm taillé selon $\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 13{,}5^\circ$ à température ambiante. Afin d'éviter toutes recombinaisons, il est raisonnable d'imposer un écart d'au moins 5 mrad entre chaque pompe. Comme en atteste le diagramme angulaire présenté dans la figure 6.1, il ne sera alors pas possible de placer simultanément plus de 20 pompes sans risquer des recombinaisons.

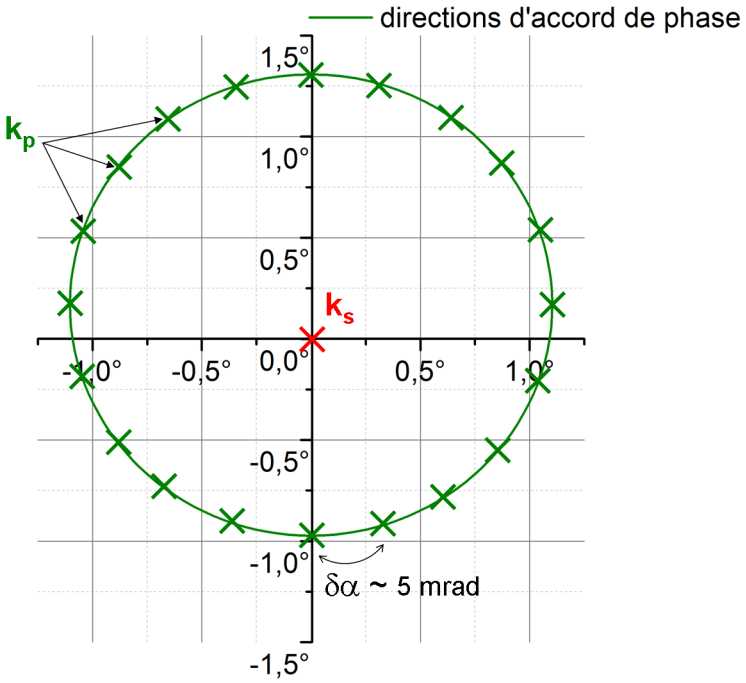


FIGURE 6.1 – Dans un LBO taillé selon $\theta = 90^{\circ}$ et $\varphi = 13{,}5^{\circ}$, à température ambiante : Répartition angulaire d'un maximum de pompes (croix vertes) pouvant participer à l'amplification du signal (croix rouge) sans risquer des recombinaisons parasites pouvant dégrader le rendement de transfert énergétique et les caractéristiques spatiales et spectrales du signal.

Une technique d'amplification pour la forte puissance moyenne.

Sur la base de ces considérations, nous avons réalisé la première expérience d'amplification paramétrique à 5 pompes simultanées mutuellement incohérentes, avec comme objectif de maximiser le rendement de transfert énergétique des pompes vers le signal. Une configuration utilisant du LBO, et où l'acceptance angulaire restait assez grande, a été choisie pour que le réglage des directions des pompes ne soit pas trop critique. Nous avons écarté suffisamment les différents faisceaux, évitant ainsi les risques de recombinaisons diminuant le rendement. Nous avons alors obtenu un signal de 47 mJ à 725 nm avec 5 pompes à 33 mJ chacune.

Ce rendement de 27% a permis de démontrer expérimentalement la possibilité d'obtenir un signal plus énergétique que chaque pompe prise séparé-

ment, et justifie le fait de considérer l'OPA multi-pompes comme une technique de combinaison de faisceaux. Les problèmes de synchronisation des différentes impulsions ainsi que la qualité spatiale du signal issu de l'OPO, dont la divergence résiduelle est comparable à la tolérance angulaire de l'OPA, sont certainement à l'origine de cette limitation du rendement. En optimisant mieux ces paramètres, il serait possible d'atteindre des rendements supérieurs à 50%. Dubietis et al. [8] ont d'ailleurs atteint 40% de rendement en utilisant des pompes toutes mutuellement cohérentes. En outre, la propriété de l'OPA de transférer instantanément l'énergie de la pompe vers le signal, sans stockage énergétique dans le milieu, ajoutée au choix d'un cristal non linéaire très peu absorbant comme le LBO (<15 ppm.cm^{-1} [44]) permettent d'utiliser cette technique de combinaison de faisceaux à de hautes cadences. Les dimensions d'un cristal comme le LBO, disponible commercialement, augmentent continuellement et atteignent désormais des dimensions décimétriques [45]. Ces ouvertures autorisent de combiner jusqu'à 700 J d'énergie cumulée de pompe, pour des impulsions de l'ordre de 5 ns, sans risquer d'endommager le cristal. Cela permettrait ainsi d'obtenir à haute cadence un signal de plus de 350 J. En conclusion, nous pouvons affirmer que l'OPA multi-pompes est un candidat crédible comme architecture d'amplification pour atteindre de fortes puissances moyennes dans les étages finaux des grandes installations lasers.

Cette dernière expérience a aussi permis d'introduire la problématique des réseaux générés par interaction entre les différentes pompes. Nous avons montré qualitativement, à l'aide des équations couplées et d'une expression globale du champ pompe, que l'effet de ces réseaux est le même phénomène que celui décrit par les recombinaisons parasites. De plus, si les pompes sont mutuellement incohérentes, les réseaux générés « glissent » à une vitesse proportionnelle à l'écart spectral entre les pompes, ce qui permet d'atténuer les risques d'endommagement liés aux surintensités des franges brillantes. Nous retrouvons là le phénomène de lissage optique [46, 47], technique couramment utilisée dans les lasers de puissance qui permet, entre autres, de réduire les problèmes de dommages optiques. Nous nous sommes limités à des cas simples, mais cela mériterait certainement d'être développée plus encore. Une analyse numérique plus poussée en utilisant la modélisation du champ pompe

global pourrait permettre de retrouver quantitativement les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4, et d'étendre l'analyse à plus de deux pompes. Il serait alors possible de prévoir précisément les effets du pompage multiple, dans des cas où l'explication basée sur des recombinaisons opportunistes deviendrait trop complexe.

Vers les lasers femtosecondes.

Pour découpler les problèmes, notre étude s'est restreinte aux OPA nanosecondes. Nous pouvions ainsi considérer les faisceaux comme monochromatiques. Du fait de l'essor actuel de l'utilisation de l'OPA pour amplifier des impulsions à spectre ultra-large, il serait intéressant d'étendre cette étude aux OPCPA. Nous avons d'ailleurs abordé succintement ce sujet en fin de chapitre 4, où nous montrions l'intérêt de notre code de calcul et de la compréhension des phénomènes de recombinaison dans l'objectif de concevoir des architectures d'OPCPA multi-pompes. Dans le cas où les impulsions ne peuvent plus être considérées comme monochromatiques, l'étude devra nécessairement prendre en compte l'acceptance spectrale, qui est l'analogue de l'acceptance angulaire dans le domaine fréquentiel.

Annexe

B. Trophème, B. Boulanger, and G. Mennerat - Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification - Optics Express, 2012, accepted

Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification

Benoît Trophème,[1] Benoit Boulanger,[2] and Gabriel Mennerat[3,*]

[1]*Commissariat à l'Energie Atomique CEA/DAM, CESTA, BP 2, F-33114 Le Barp, France*
[2]*Institut Néel CNRS Université Joseph Fourier, 25 rue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble Cedex 9 France*
[3]*Commissariat à l'Energie Atomique CEA, SACLAY, DSM, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France*
** gabriel.mennerat@cea.fr*

Abstract: A general study of phase-matching loci and associated angular acceptances is performed in the case of non-collinear parametric amplification. Numerical and analytical calculations, as well as measurements, are described for the uniaxial BBO crystal and the biaxial LBO crystal.

©2012 Optical Society of America

OCIS codes: (190.2620) Harmonic generation and mixing; (190.4400) Nonlinear optics, materials; (190.4975) Parametric processes.

References and links

1. D. Herrmann, R. Tautz, F. Tavella, F. Krausz, and L. Veisz, "Investigation of two-beam-pumped noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of few-cycle light pulses," Opt. Express **18**(5), 4170–4183 (2010).
2. T. Kurita, K. Sueda, K. Tsubakimoto, and N. Miyanaga, "Experimental demonstration of spatially coherent beam combining using optical parametric amplification," Opt. Express **18**(14), 14541–14546 (2010).
3. K. Kato, "Second-harmonic generation to 2048 Å in β-BaB_2O_4," IEEE J. Quantum Electron. **22**(7), 1013–1014 (1986).
4. K. Kato, "Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB_3O_5," IEEE J. Quantum Electron. **30**(12), 2950–2952 (1994).
5. B. Boulanger and J. Zyss, Non-linear Optical properties, Chapter 1.8 in *International Tables for Crystallography, Vol. D: Physical Properties of Crystals*, (A. Authier Ed., 2006) International Union of Crystallography, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, Netherlands, 178–219.
6. J. P. Fève, B. Boulanger, and G. Marnier, "Calculation and classification of the direction loci for collinear types I, II and III phase-matching of three-wave nonlinear optical parametric interactions in uniaxial and biaxial acentric crystals," Opt. Commun. **99**(3-4), 284–302 (1993).
7. N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot, E. Dauler, S. Guérin, G. Jaeger, A. Muller, and A. Migdall, "Calculating Characteristics of Non-collinear Phase-matching in Uniaxial and Biaxial Crystals," Opt. Eng. **39**(4), 1016–1039 (2000).
8. C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin, "New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5," J. Opt. Soc. Am. B **6**(4), 616–621 (1989).
9. G. Aka, A. Kahn-Harari, F. Mougel, D. Vivien, F. Salin, P. Coquelin, P. Colin, D. Pelenc, and J. P. Damelet, "Linear and nonlinear optical properties of a new gadolinium calcium oxoborate crystal $Ca_4GdO(BO_3)_3$," J. Opt. Soc. Am. B **14**(9), 2238–2247 (1997).
10. SNLO nonlinear optics code available from A. V. Smith, AS-Photonics, Albuquerque, NM.

1. Introduction

Non-Collinear Optical Parametric Amplification (OPA) in birefringent nonlinear crystals using one or several pump beams is a promising way to amplify femtosecond pulses [1, 2]. As in the collinear case, the phase-matching has to be fulfilled in order to obtain a large parametric gain. The associated angular tolerances set limits to the pump and signal beams diameters and divergences as well as to the length of the nonlinear crystal. Since angular acceptances are usually much tighter in non-collinear than in collinear geometry, this parameter is therefore of prime importance for the design of the whole system, especially when pumping by multiple fibers lasers. In that case, a critical tradeoff has to be found between a stronger focusing, in order to increase the pump intensity, and a correlated increasing of the beam divergence, that would lead to a poor angular overlap.

In addition, when pumping with mutually incoherent pumps, it is necessary to master and optimize the angular acceptances of the nonlinear coupling in order to minimize the transfer of incoherence toward the signal [1, 2]. In this paper we perform numerical and analytical calculations, as well as measurements of phase-matching loci and associated angular acceptances of non-collinear single-beam pumped OPA. We consider two important nonlinear crystals widely used in the framework of OPA: β BaB_2O_4 (BBO) [3] and LiB_3O_5 (LBO) [4].

2. Methods of calculation of phase-matching directions and angular acceptances

OPA corresponds to the amplification of a beam, called the signal, by an energetic pump beam through a travelling wave interaction involving the second order electric susceptibility of a nonlinear crystal. During this process a third wave (the idler) at wavelength λ_i is generated. According to the energy conservation, λ_i is given by:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \tag{1}$$

(λ_p, λ_s, λ_i) are the wavelengths of the three interacting waves where the indices (p), (s) and (i) denote the pump, signal and idler respectively.

The energy transfer between the pump and signal is maximum when the interference between the induced nonlinear polarization at λ_s and the corresponding radiated electric field at λ_s is constructive. This condition is achieved when the phase-mismatch $\overrightarrow{\Delta k}$ between the wave vectors verify the momentum conservation:

$$\overrightarrow{\Delta k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i = \vec{0} \tag{2}$$

The vectorial wave vectors configurations corresponding to the phase-matching and non-phase-matching cases are depicted in Fig. 1.

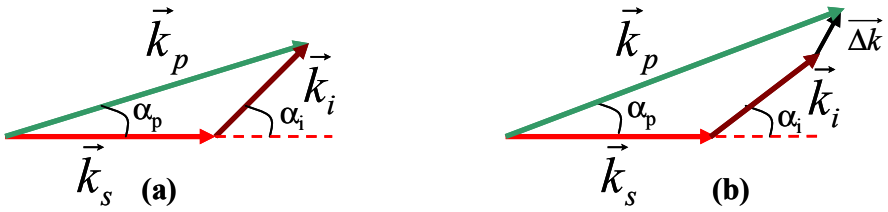


Fig. 1. Wave vector configurations and corresponding relevant angles of phase-matched (a) and non-phase-matched (b) non-collinear three-wave parametric interactions.

According to the notations defined in Fig. 1, the vectorial Eq. (2) leads to the two following scalar equations:

$$\frac{n_p}{\lambda_p}\cos(\alpha_p) = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i}\cos(\alpha_i) \qquad \frac{n_p}{\lambda_p}\sin(\alpha_p) = \frac{n_i}{\lambda_i}\sin(\alpha_i) \tag{3}$$

where $n_{p,s,i}$ are the refractive indices of the interacting waves in the considered phase-matching direction.

Parametric amplification is present even if $\overrightarrow{\Delta k}$ is not strictly equal to $\vec{0}$. In the undepleted pump approximation, the parametric gain behaves as $\mathrm{sinc}^2\left(\overrightarrow{\Delta k}.\vec{L}/2\right)$ where $L = \left|\vec{L}\right|$ is the crystal length taken along the signal wave vector according to our experiments. Then the quantity that is generally used for characterizing the mismatch effect on the conversion efficiency is the acceptance, which is defined as the deviation of $\overrightarrow{\Delta k}$ due to variations of angle, wavelength or temperature [5]. Here we focus our interest on the acceptance according

to angle α_p between the pump and signal wave vectors as defined in Fig. 1, the signal direction being kept fixed and perpendicular to the entrance and exit faces of the nonlinear crystal contrary to the directions of the pump and idler. The angular acceptance $\Delta\alpha_p$ is then defined by the quantity ($\alpha_p^{+\pi}$ - $\alpha_p^{-\pi}$) where $\alpha_p^{+\pi}$ and $\alpha_p^{-\pi}$ are the solutions of the equation $\overrightarrow{\Delta k}.\vec{L} = \pm 2\pi$ corresponding to the first zeros of the *sinc* function from either side of the phase-matching value of α_p. So $L.\Delta\alpha_p$ is a characteristic of the wave-vector configuration in the considered phase-matching direction.

We consider here the uniaxial optical class as well as the biaxial one. In a given direction of propagation $\vec{u}$, there are two possible refractive index values according to the chosen eigenpolarization state (+) or (-), which are the solutions $n^{\pm}$ of the Fresnel equation [6]:

$$n^{\pm} = \left[\frac{2}{-B \mp \left(B^2 - 4C \right)^{1/2}} \right]^{1/2}$$
$$B = -u_x^2(b+c) - u_y^2(a+c) - u_z^2(a+b) \qquad (4)$$
$$C = u_x^2 \ bc + u_y^2 \ ac + u_z^2 \ ab$$
$$a = n_x^{-2}, \ \ b = n_y^{-2}, \ \ c = n_z^{-2}$$

$n_{x,y,z}$ are the principal refractive indices at the considered wavelength, where $n_x \neq n_y \neq n_z$ in the biaxial case and $n_x = n_y \neq n_z$ for uniaxial crystals; the Cartesian indices x, y and z refer to the dielectric frame depicted in Fig. 2(a) ; (u_x, u_y, u_z) are the Cartesian coordinates of the unit wave vector shown in Fig. 1(a) that can be expressed as a function of the angles of spherical coordinates (θ, φ) by:

$$u_x = \cos\varphi \sin\theta \qquad u_y = \sin\varphi \sin\theta \qquad u_z = \cos\theta \qquad (5)$$

It is useful to define a laboratory frame (x'', y'', z'') that is linked to the signal wave [7], the z''- axis being along the signal wave vector as depicted in Fig. 2(a). The pump and idler wave vectors can be then expressed in this frame with the angle of spherical coordinates (α_p, ψ_p) and (α_i, ψ_i) respectively as shown in Fig. 2(b).

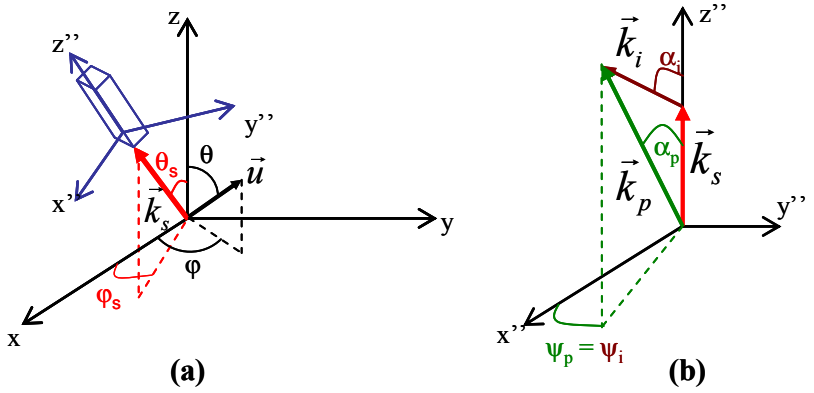


Fig. 2. (a) Relative orientation of the dielectric frame (x, y, z) and of the laboratory frame (x'', y'', z'') linked to the signal wave vector $\overrightarrow{k_s}$; (θ_s, φ_s) are the angles of spherical coordinates of $\overrightarrow{k_s}$ in the dielectric frame; the parallelepiped stands for the nonlinear crystal ; (θ, φ) are the spherical coordinates angles of an arbitrary direction $\vec{u}$. (b) Orientation of phase-matched signal, pump and idler wave vectors $\overrightarrow{k_s}$, $\overrightarrow{k_p}$ and $\overrightarrow{k_i}$ resp. in the laboratory frame.

In the laboratory frame, the phase-mismatch expression becomes:

$$\overrightarrow{\Delta k} = 2\pi \begin{pmatrix} \frac{n_p}{\lambda_p}\sin(\alpha_p).\cos(\psi_p) - \frac{n_l}{\lambda_l}\sin(\alpha_l).\cos(\psi_l) \\ \frac{n_p}{\lambda_p}\sin(\alpha_p).\sin(\psi_p) - \frac{n_l}{\lambda_l}\sin(\alpha_l).\sin(\psi_l) \\ \frac{n_p}{\lambda_p}\cos(\alpha_p) - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_l}{\lambda_l}\cos(\alpha_l) \end{pmatrix} \quad (6)$$

The angles (α_p, ψ_p) and (α_i, ψ_i) are linked to the angles (θ_p, φ_p) and (θ_i, φ_i) by:

$$\cos\alpha_{p,i} = \sin\theta_s \cos\varphi_s.\sin\theta_{p,i}\cos\varphi_{p,i} + \sin\theta_s \sin\varphi_s.\sin\theta_{p,i}\sin\varphi_{p,i} + \cos\theta_s.\cos\theta_{p,i}$$
$$\sin\psi_{p,i} = \frac{\cos\varphi_s.\sin\theta_{p,i}\sin\varphi_{p,i} - \sin\varphi_s.\sin\theta_{p,i}\cos\varphi_{p,i}}{\sin\alpha_{p,i}} \quad (7)$$

Note that the phase-matching case $\overrightarrow{\Delta k} = \vec{0}$ implies $\psi_p = \psi_i$ so that Eq. (6) reduces to Eqs. (3).

We developed a numerical code to calculate, for any signal wave vector direction expressed in the dielectric frame, all the corresponding possible non-collinear phase-matching directions (α_p, ψ_p). Equation (6) is solved numerically where the refractive indices $n_{p,s,i}$ are given by Eq. (4) written at $\lambda_{p,s,i}$ resp. according to the corresponding polarization state (+) or (-) and to the respective directions of propagation. These calculations can be performed for the three possible phase-matching types defined by the following refractive index combinations [6]: type I $\{n_p^-, n_s^+, n_i^+\}$, type II $\{n_p^-, n_s^+, n_i^-\}$ and type III $\{n_p^-, n_s^-, n_i^+\}$. The phase-matching directions being determined, the code calculates the associated angular acceptance $L.\Delta\alpha_p$: for each considered couple (α_p, ψ_p) taken out of the phase-matching conditions, the corresponding value of $\Delta\alpha_p$ is calculated using the couple (α_i, ψ_i) that minimizes $\overrightarrow{\Delta k}$ in Eq. (6).

$L.\Delta\alpha_p$ can be also analytically expressed using the following first-order approximation:

$$\overrightarrow{\Delta k}.\vec{L} \approx L\cdot\Delta\alpha_p \frac{\partial}{\partial\alpha_p}\left(\overrightarrow{\Delta k}\cdot\frac{\vec{k}_s}{\left\|\vec{k}_s\right\|}\right) = 4\pi \quad (8)$$

Starting from Eq. (6) and using Eq. (8), we generally end up with complicated expressions, except when the three wave vectors are located in the same principal plane where the differentiation with respect to α_p reduces to $\partial/\partial\alpha_p = cos\psi_p\partial/\partial\theta_p$. Note that the principal planes correspond to any plane containing the optical axis in the case of uniaxial crystals, and to the three planes *xy*, *xz* and *yz* in the case of biaxial crystals.

For type I phase-matching in BBO that is a negative uniaxial crystal, *i.e.* $n_x = n_y$ ($\equiv n_o$) > n_z ($\equiv n_e$) where n_o and n_e are the ordinary and extraordinary refractive indices resp., the following expression is obtained:

$$L\cdot\Delta\alpha_p = \frac{2\lambda_p}{n_p}\left[\frac{1}{2}\sin(2\theta_p)n_p^2\left(\frac{1}{n_o^2(\lambda_p)} - \frac{1}{n_e^2(\lambda_p)}\right)\left(\cos\alpha_p + \sin(\theta_i-\theta_s)\sin(\theta_p-\theta_i)\right)\right. \quad (9)$$
$$\left. -\sin(\theta_p-\theta_s) + \sin(\theta_i-\theta_s)\cos(\theta_p-\theta_i)\right]^{-1}$$

The first term of Eq. (9) depends on birefringence and is predominant for geometries close to the collinear configuration, which corresponds to $\theta_s = \theta_i = \theta_p$ and thus $\alpha_p = 0$. The second line becomes dominant with increasing values of α_p. Hence angular tolerances set practical limits

to the possible "degree" of non-collinearity, especially for large high-energy beams when near-field spatial overlap is not critical.

We considered also the case of type I phase-matching in LBO that is a negative biaxial crystal, *i.e.* $V_z = \tan^{-1}(n_x^{-2} - n_y^{-2} / n_y^{-2} - n_z^{-2})^{1/2} > 45°$ where V_z is the angle between the optical axis and the *z*-axis. When the wave vectors are located in the *xy* plane ($\theta_{p,s,i} = 90°$), the angular acceptance takes the same general form as above, *i.e.*:

$$L\cdot\Delta\alpha_p = \frac{2\lambda_p}{n_p}\left[\frac{1}{2}\sin(2\varphi_p)n_p^2\left(\frac{1}{n_x^2(\lambda_p)}-\frac{1}{n_y^2(\lambda_p)}\right)\left(\cos\alpha_p+\sin(\varphi_i-\varphi_s)\sin(\varphi_p-\varphi_i)\right)\right. \quad (10)$$
$$\left.-\sin(\varphi_p-\varphi_s)+\sin(\varphi_i-\varphi_s)\cos(\varphi_p-\varphi_i)\right]^{-1}$$

For a beam propagating in the *xz* plane ($\varphi_{p,s,i} = 0°$), with angles $\theta_{p,s,i} > V_z(\lambda_{p,s,i})$, we obtain the following formula:

$$L.\Delta\alpha_p = \frac{2\lambda}{n_p}\left[\frac{\left(n_i\cos(\theta_i-\theta_p)+n_i'\sin(\theta_i-\theta_p)\right)\left(n_i\sin(\theta_i-\theta_s)-n_i'\cos(\theta_i-\theta_s)\right)}{n_i^{\,2}+n_i'^{\,2}}-\sin(\theta_p-\theta_s)\right]^{-1} \quad (11)$$

$$n_i' = \frac{1}{2}\sin(2\theta_i)n_i^3\left(\frac{1}{n_x^2(\lambda_i)}-\frac{1}{n_y^2(\lambda_i)}\right).$$

In the case of a propagation in the *yz* plane ($\varphi_{p,s,i} = 90°$), the effective coefficient of type I in LBO is nil [8] so that it is irrelevant to calculate the corresponding acceptance.

The analytical expressions given above are valid for any direction of propagation of uniaxial crystals and in the principal planes of biaxial crystals. For the latest ones, it is much more complicated to establish the corresponding equations when the propagation is taken out of the principal planes, which would be the case as example of YCOB for which the effective coefficient is maximal out of the principal plane [9]. However, our numerical code enables to perform the calculations in any direction of propagation.

3. Experimental setup

We set-up an experiment devoted to the measurement of the non-collinear phase-matching loci and the associated angular acceptances of any crystal (Fig. 3).

The pump beam at $\lambda_p = 532$ nm is emitted by a GCR 150 QuantaRay laser delivering up to 200 mJ per pulse with a full width at half maximum (FWHM) duration of 8 ns. The laser output is imaged on the OPA crystal. Spatial filtering within the imaging telescope ensures a quasi-Gaussian beam profile (2 mm FWHM spot) and a pointing stability better than 50 µrad.

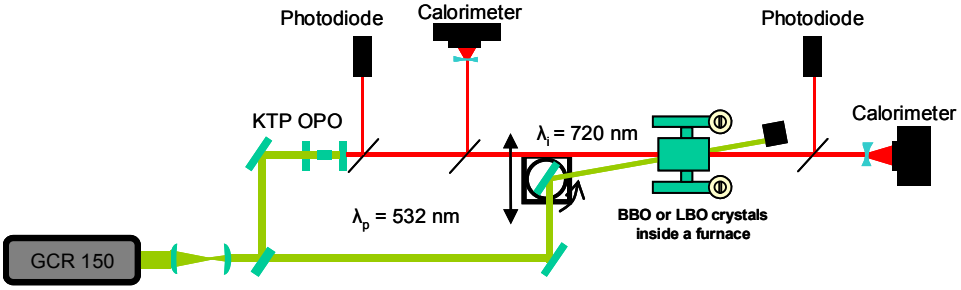


Fig. 3. Setup for the measurements of the non-collinear OPA phase-matching loci and angular acceptances.

A part of the pump beam is used for pumping a home-made singly resonant optical parametric oscillator (OPO) based on walk-off compensated KTP crystal for the generation of the signal at $\lambda_s = 720$ nm. The energy can reach 3 mJ over a pulse duration of 6 ns (FWHM).

The signal beam is also spatially filtered leading to a residual divergence of about 225 µrad. Temporal synchronization of the pump and signal pulses is achieved using a delay line. Polarizations are adjusted according the phase-matching type using half-wave plates.

The studied crystal are inserted in a temperature controlled oven (20°C to 200°C, ± 0.1°C) and mounted on several goniometric stages allowing a full rotation of the crystal with an accuracy better than 0.05°. The signal beam is kept at normal incidence to the entrance face of the crystal with an accuracy better that 100 µrad controlled by a HeNe laser. The direction of the pump beam can be tuned using the rotation of the crystal as well as of a mirror, which enables to access respectively to angles ψ_p and α_p. The overlap of the pump and signal beams inside the crystal is controlled by translating the mirror and monitored using a CCD camera. The OPA parametric gain is measured by two J25LP-1 calorimeters from Molectron.

4. Measurements and calculations analysis in BBO and LBO

We studied type I $\{n_p^-, n_s^+, n_i^+\}$ OPA in two different crystals: the uniaxial BBO and the biaxial LBO. For these two crystals, we measured several non-collinear phase-matching loci (α_p,ψ_p) and the corresponding angular acceptances $L.\Delta\alpha_p$ using the experimental setup described in section 3, and we compared the results with calculations based on the equations given in section 2 and the Sellmeier equations of BBO [3] and LBO [4].

The 15-mm-long BBO crystal is cut at ($\theta = 23°$, $\varphi = 0°$) in the dielectric frame (x, y, z) as shown in Fig. 4(a). The signal beam is kept along this direction. The link between the dielectric frame and the laboratory frame (x'', y'', z'') is depicted in Fig. 4(a). The crystal was rotated on it-self around the z''-axis of the laboratory frame allowing the pump beam to propagate at different ψ_p angles. For each addressed ψ_p angle, the incidence mirror was rotated in order to find the corresponding phase-matching α_p angle corresponding to a maximum parametric gain. The experiments were performed at room temperature. The measured phase-matching angles (Fig.4b) are in very good agreement with our calculations using Eqs. (3), as well as with those given by the SNLO software in the principal planes [10].

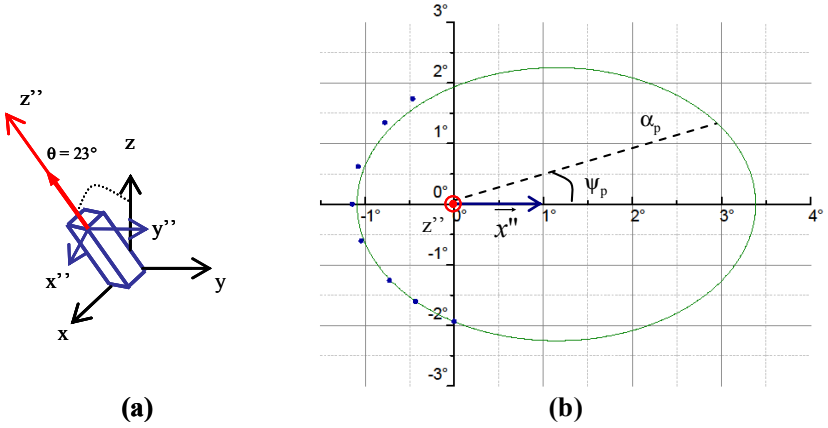


Fig. 4. (a) Configuration of orientation of the BBO crystal with respect to the signal wave vector $\overline{k_s}$, the dielectric frame (x, y, z), and the laboratory frame (x'', y'', z''). (b) Non-collinear phase-matching angles (α_p, ψ_p) of the pump wave vector in the laboratory frame; the circular dots correspond to experimental data and the continuous line to numerical calculations; the encircled dot at ($\alpha_p = 0°$, $\psi_p = 0°$) corresponds to z" and $\overline{k_s}$.

The angular acceptance $L.\Delta\alpha_p$ was measured for each ψ_p angle. An example of such a recording at $\psi_p = 180°$ is shown in Fig. 5(a): it appears a very good agreement between the calculation (blue curve) taking into account the $sinc^2$ behavior (red curve) convoluted by the pointing instability, *i.e.* 50 µrad for the pump and 225 µrad for the signal. All the measured

angular acceptances, which have been deconvoluted from the pointing instability, are given in Fig. 5(b) as a function of ψ_p and are compared with the numerical calculation using Eq. (6) and the analytical calculations from Eq. (9) at ψ_p equal to 0° and 180°. Again the agreement is very satisfying.

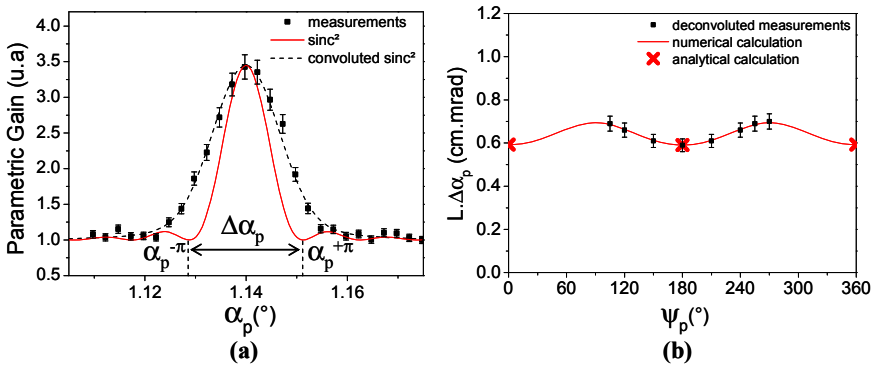


Fig. 5. Angular acceptance properties of the non-collinear OPA of a signal at λ_s = 720 nm in a 15-mm-long BBO crystal cut at (θ = 23°, φ = 0°) and pumped at λ_p = 532 nm. (a) Parametric gain at ψ_p = 180° as a function of the phase-matching angle α_p; (b) angular acceptance $L.\Delta\alpha_p$ as a function of the phase-matching angle ψ_p.

The 22-mm-long LBO crystal is cut along the *x*-axis, *i.e.* (θ = 90°, φ = 0°) in the dielectric frame, which corresponds to the direction of the signal wave vector. Then the *z"*- axis of the laboratory frame is along the *x*-axis as shown in Fig. 6(a). The crystal temperature was maintained at 193 ± 0.1°C. The measurements were carried out exactly as in the case of BBO. The phase-matching angles (α_p,ψ_p) are given in Fig. 6(b) where there is also a very good agreement between the measured and calculated data.

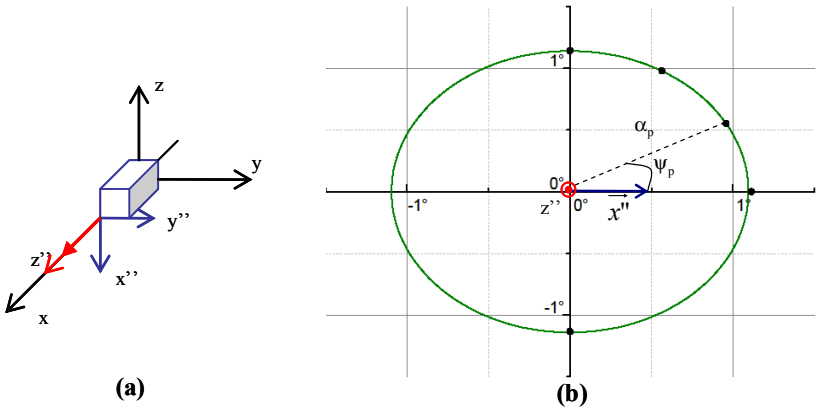


Fig. 6. (a) Orientation of the LBO crystal with respect to the signal wave vector $\vec{k}_s$, the dielectric frame (*x, y, z*) and the laboratory frame (*x", y", z"*). (b) Non-collinear phase-matching angles (α_p, ψ_p) of the pump wave vector in the laboratory frame ; the circular dots correspond to experimental data and the continuous line to numerical calculations; the encircled dot at (α_p = 0°, ψ_p = 0°) corresponds to z" and $\vec{k}_s$.

Figure 7(a) shows an example of a parametric gain curve as a function of α_p at ψ_p = 0°, and Fig. 7(b) gives the angular acceptance as a function of α_p. Figure 7(b) shows the very good agreement between experiments and calculations using our numerical code or the analytical calculations at ψ_p equal to 0°, 90° and 180° using Eqs. (7), (10) and (11).

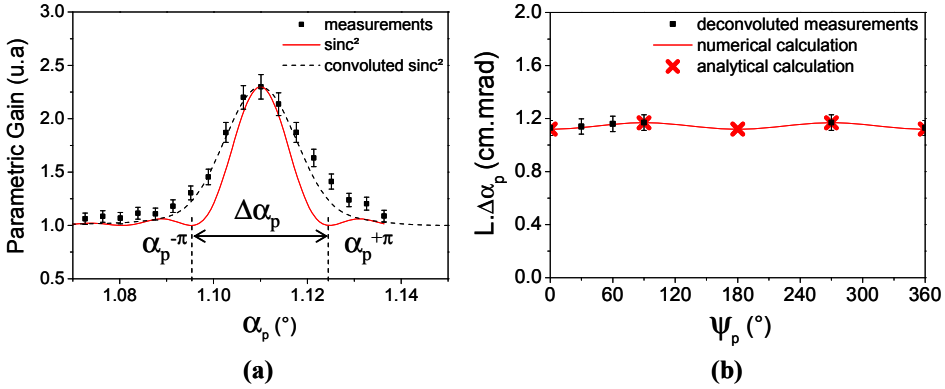


Fig. 7. Angular acceptance properties of the non-collinear OPA of a signal at λ_s = 720 nm in a 22-mm-long LBO crystal cut at (θ = 90°, φ = 0°) and pumped at λ_p = 532 nm. (a) Parametric gain at ψ_p = 0° as a function of the phase-matching angle α_p; (b) angular acceptance $L.\Delta\alpha_p$ as a function of the phase-matching angle ψ_p.

5. Conclusion

In this work we performed calculations and measurements of phase-matching directions and the associated angular acceptances of non-collinear optical parametric amplification in uniaxial and biaxial crystals. These calculations were experimentally verified in BBO and LBO crystals that are widely used for frequency generation and amplification in the visible and near infrared ranges. The numerical code we developed can be applied to any other nonlinear crystals and any direction of propagation even out of the principal planes of the dielectric frame. Analytic formulae derived in principal planes show that the angular tolerance decreases by increasing the angles between the pump and the signal beams, and that quite independently of the "nature" of the crystal. It is then recommended to limit these angles to a few degrees for practical use. This conclusion is also relevant when propagation is considered out of the principal planes of biaxial crystals. Finally, this knowledge opens the way to further experiments of multi-pumps optical parametric amplification.

Acknowledgment

The research leading to these results has received funding from LASERLAB-EUROPE II (grant agreement no. 228334, EC's Seventh Framework Programme).

Bibliographie

[1] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187 (4736) :493–494, 1960.

[2] T.Y. Fan. Laser beam combining for high-power, high-radiance sources. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(3) :567–577, 2005.

[3] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann. Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses. *Opt. Express*, 18(26) :27827–27835, 2010.

[4] A. Klenke, E. Seise, J. Limpert, and A. Tünnermann. Basic considerations on coherent combining of ultrashort laser pulses. *Opt. Express*, 19 (25) :25379–25387, 2011.

[5] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges. Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 36(5) :621–623, 2011.

[6] P. P. Banerjee. *Nonlinear Optics : Theory, Numerical Modeling, and Applications*. Marcel Dekker, 2004.

[7] R.A. Fisher and I. Abramowitz. *Phase Conjugation and Beam Combining and Diagnostics*. SPIE Proc, 1987.

[8] A. Dubietis, R. Danielius, G. Tamosauskas, and A. Piskarskas. Combining effect in a multiple-beam-pumped optical parametric amplifier. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(3) :1135–1139, 1998.

[9] G. Tamosauskas, A. Dubietis, G. Valiulis, and A. Piskarskas. Optical parametric amplifier pumped by two mutually incoherent laser beams. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 91 :305–307, 2008.

[10] T. Kurita, K. Sueda, K. Tsubakimoto, and N. Miyanaga. Experimental demonstration of spatially coherent beam combining using optical parametric amplification. *Opt. Express*, 18(14) :14541–14546, 2010.

[11] D. Kezys, M. Gecevicius, A. Piskarskas, V. Pyragaite, V. Smilgevicius, and A. Stabinis. Multibeam pumping of OPA by radiation of fibre amplifiers. *Lithuanian Journal of Physics*, 51(10) :137–142, 2011.

[12] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications*, 88(4-6) :437–440, 1992.

[13] E. Zeromskis, A. Dubietis, G. Tamosauskas, and A. Piskarskas. Gain bandwidth broadening of the continuum-seeded optical parametric amplifier by use of two pump beams. *Optics Communications*, 203 :435–440, 2002.

[14] D. Herrmann, R. Tautz, F. Tavella, F. Krausz, and L. Veisz. Investigation of two-beam-pumped noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of few-cycle light pulses. *Opt. Express*, 18(5) :4170–4183, 2010.

[15] W. Sellmeier. Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen. *Annalen der Physik und Chemie*, 219(5) :272–282, 1871.

[16] J. Mangin, G. Mennerat, G. Gadret, V. Badikov, and J-C. de Miscault. Comprehensive formulation of temperature-dependent dispersion of optical materials : illustration with case of temperature tuning of a mid-IR $HgGa_2S_4$ OPO. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26(9) :1702–1709, 2009.

[17] G. Mennerat. *Conception, Modélisation et Réalisation d'une Source Cohérente de Forte énergie Accordable dans le Moyen Infrarouge.* PhD thesis, Université Louis Pasteur, 2000.

[18] B. Boulanger and J. Zyss. *International tables for cristallography.* International Union of Cristallography, 2006.

[19] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, and G. You. A newtype ultraviolet SHG crystal β-BaB_2O_4. *Scientia Sinica B*, 28(3) :235–243, 1989.

[20] D. Zhang, Y. Kong, and J-Y. Zhang. Optical parametric properties of 532-nm-pumped beta-barium-borate near the infrared absorption edge. *Optics Communications*, 184 :485–491, 2000.

[21] P. Segonds, B. Boulanger, L. Ferrier, B. Menaert, and J. Zaccaro. Refractive indices determination of a small-size nonlinear biaxial crystal by use of double-refraction measurements with a laser beam. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(5) :852–856, 2006.

[22] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin. New nonlinear-optical crystal : LiB_3O_5. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(4) :616–621, 1989.

[23] K. Kato. Temperature-tuned 90 deg ; phase-matching properties of LiB_3O_5. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(12) :2950–2952, 1994.

[24] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P.S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127 (6) :1918–1939, 1962.

[25] D. A. Kleinmann. Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media. *Phys. Rev.*, 126 :1977–1979, 1962.

[26] J. F. Nye. *Physical properties of crystals*. Clarendon Press, 1957.

[27] I. Shoji, H. Nakamura, K. Ohdaira, T. Kondo, R. Ito, T. Okamoto, K. Tatsuki, and S. Kubota. Absolute measurement of second-order nonlinear-optical coefficients of β-BaB_2O_4 for visible to ultraviolet second-harmonic wavelengths. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(4) :620–624, 1999.

[28] D.A. Roberts. Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals : a plea for standardization of nomenclature and conventions. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10) :2057–2074, 1992.

[29] N. Bloembergen. *Nonlinear Optics*. Benjamin, 1965.

[30] J. A. Giordmaine. Mixing of Light Beams in Crystals. *Phys. Rev. Lett.*, 8 :19–20, 1962.

[31] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, and C. M. Savage. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 8 :21–22, 1962.

[32] J-P. Feve, B. Boulanger, and G. Marnier. Calculation and classification of the direction loci for collinear type-I, type-II and type-III phase-matching of 3-wave nonlinear-optical parametric interactions in uniaxial and biaxial acentric crystals. *Optics Communications*, 99(3-4) :284–302, 1993.

[33] A. Yariv. *Quantum Electronics*. Wiley, 3 edition, 1989.

[34] SNLO nonlinear optics code available from A. V. Smith. `http://www.as-photonics.com/snlo`, 2012.

[35] B. Trophème, B. Boulanger, and G. Mennerat. Phase-matching loci and angular acceptance of non-collinear optical parametric amplification. *Opt. Express*, 20(10), 2012.

[36] R.L. Sutherland. *Handbook of Nonlinear Optics, Second Edition, (Optical Engineering)*. CRC, 2003.

[37] N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot, E. Dauler, S. Guerin, G. Jaeger, A. Muller, and A.L. Migdall. Calculating characteristics of noncollinear phase matching in uniaxial and biaxial crystals. *Optical Engineering*, 39 :1016–1024, 2000.

[38] E. Lantz and F. Devaux. The phase-mismatch vector and resolution in image parametric amplification. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 2(5) :362–364, 2000.

[39] S. Alisauskas, R. Butkus, V. Pyragaite, V. Smilgevieius, A. Stabinis, and A. Piskarskas. Prospects for increasing average power of optical parametric chirped pulse amplifiers via multi-beam pumping. *Optics Communications*, 283(3) :469–473, 2010.

[40] R. Danielius, P. Di Trapani, A. Dubietis, A. Piskarskas, D. Podenas, and G. P. Banfi. Self-diffraction through cascaded second-order frequency-mixing effects in β-barium borate. *Opt. Lett.*, 18(8) :574–576, 1993.

[41] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. Academic Press, 3 edition, 2008.

[42] A. V. Smith, D. J. Armstrong, and W. J. Alford. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(1) :122–141, 1998.

[43] J-P. Feve, B. Boulanger, and G. Marnier. Experimental study of walk-off attenuation for type-II 2nd harmonic generation in KTP. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(8) :1569–1571, 1995.

[44] Cristal Laser. `http://www.cristal-laser.com/en/home.html`.

[45] D. Lupinski. Cristal Laser, communication personnelle.

[46] L. Videau, C. Rouyer, J. Garnier, and A. Migus. Motion of hot spots in smoothed beams. *J. Opt. Soc. Am. A*, 16(7) :1672–1681, 1999.

[47] J. Garnier, C. Gouedard, L. Videau, and A. Migus. Which optical smoothing for LMJ and NIF ? In *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion : Second Annual International Conference*, pages 260–271, 1997.