



HAL
open science

Etude et réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques pour l'émission dans l'infrarouge

Renaud Lebrun

► **To cite this version:**

Renaud Lebrun. Etude et réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques pour l'émission dans l'infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . pastel-00716158v2

HAL Id: pastel-00716158

<https://pastel.hal.science/pastel-00716158v2>

Submitted on 11 Jul 2012

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

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

Université de Paris-Sud
Centre d'Orsay

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

Spécialité : Optique

par

Renaud Lebrun

**ÉTUDE ET RÉALISATION D'OSCILLATEURS
PARAMÉTRIQUES OPTIQUES POUR
L'ÉMISSION DANS L'INFRAROUGE**

Soutenue le jeudi 21 novembre 2002 devant la commission d'examen :

M. Laurent BARRACO

M. Alain BARTHELEMY

M. Benoît BOULANGER

M. Patrick GEORGES

M. Gabriel MENNERAT

M. Jacques MANGIN

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Président

**Université de Paris-Sud
Centre d'Orsay**

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

Spécialité : Optique

par

Renaud Lebrun

**ÉTUDE ET RÉALISATION D'OSCILLATEURS
PARAMÉTRIQUES OPTIQUES POUR
L'ÉMISSION DANS L'INFRAROUGE**

Soutenue le jeudi 21 novembre 2002 devant la commission d'examen :

M. Laurent BARRACO	<i>Ingénieur, DGA (Arcueil)</i>	
M. Alain BARTHELEMY	<i>Directeur de recherche, IRCOM (Limoges)</i>	Rapporteur
M. Benoît BOULANGER	<i>Professeur, Université Joseph Fourier (St Martin d'Hères)</i>	Rapporteur
M. Patrick GEORGES	<i>Directeur de recherche, IOTA (Orsay)</i>	Directeur de thèse
M. Gabriel MENNERAT	<i>Ingénieur, CILAS (Orléans)</i>	
M. Jacques MANGIN	<i>Directeur de recherche, Université de Bourgogne (Dijon)</i>	Président

Remerciements

Tout d'abord, je remercie MM. Laurent Barraco, Alain Barthélémy, Benoît Boulanger et Jacques Mangin de m'avoir fait le grand honneur d'être membres du jury. Je remercie tout particulièrement MM. Barthélémy et Boulanger pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire.

Je tiens à remercier très chaleureusement mon directeur de thèse Patrick Georges, Directeur de Recherches et responsable de l'équipe ELSA, pour sa sympathie, son encadrement, sa disponibilité et ses encouragements qui ont été les bienvenus aux moments les plus difficiles...

Je souhaite également adresser mes plus sincères remerciements à Gabriel Mennerat, responsable des développements en optique non linéaire pour la société CILAS, dont le soutien à la fois technique et humain m'a été d'une grande aide.

Mes remerciements vont aussi à Alain Brun, Professeur et responsable du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique, ainsi qu'à Michel Poulat et Jean-Eucher Montagne, responsables successifs de l'équipe de recherche et développement lasers de CILAS, pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans de très bonnes conditions dans leurs groupes respectifs. Merci également à l'ANRT et à CILAS pour le financement de ces trois années.

Merci à François Balembois pour son humour et sa générosité, et bravo pour m'avoir supporté tout ce temps en face de lui... Merci à Stéphane Victori et Thierry Lépine pour m'avoir éclairé sur bon nombre de points obscurs concernant les OPO...

Merci à Gisèle Roger pour ses nombreuses mesures de transmission, à Gérard Roger pour la mécanique et tous ces petits trucs qu'on ne trouve que chez lui, à Alain Aide pour l'électronique et à Thierry Avignon pour les nombreux prêts de matériel des TP de Supoptique. Merci à P'tit Claude pour la mécanique à Orléans.

Merci à Michel Gilbert, Isabelle Thénot et Jean-Marc Weulersse pour leur accueil et leur aide lors de ma campagne d'expériences au CEA de Saclay.

Merci à Axel Bokiba, Abel Caudart et Sébastien Pelletier, scientifiques du contingent, pour m'avoir efficacement assisté à l'Institut d'Optique. Un grand merci à Lilian Calmels pour son

programme de pilotage du spectromètre. Merci également à Cédric Alvès et Caroline Pasquer pour leur aide précieuse lors des expérimentations à Orléans.

Merci à Thibaut Mercey et Xavier Arlaud pour les soirées orléanaises.

Merci plus généralement à tous les membres passés et présents de l'équipe lasers solides et applications de l'IOTA, et de l'équipe laser de CILAS. Merci particulièrement à tous ceux qui, à l'Institut ou à CILAS, ont contribué au fait que ce travail a pu se dérouler dans une très bonne ambiance.

Merci à Isabelle Bessaguet et Alexandra Stéphane de s'être chargées de la reproduction de ce mémoire.

Merci Vinciane pour les corrections typographiques... Merci Raoul pour ton dynamisme et ton mordant... Merci Sylvie pour... tout !

Enfin, merci à toute ma famille pour son soutien sans faille tout au long de ces trois années...

À mes grands-parents

À mes parents et à mes soeurs

À Sylvie

Table des matières

Introduction.....	5
Conventions et notations.....	7
Chapitre I - Éléments de théorie des Oscillateurs Paramétriques Optiques.....	9
I Introduction à l'optique non linéaire.....	11
I.1 Historique.....	11
I.2 Polarisation non linéaire.....	12
I.3 Équation de propagation générale.....	14
II Propagation de trois ondes couplées.....	16
II.1 Équations de propagation.....	16
II.1.a Propriétés des matériaux anisotropes.....	16
II.1.b Hypothèses utilisées.....	19
II.1.c Équations de propagation.....	21
II.2 Accord de phase.....	22
II.2.a Principe de l'accord de phase.....	22
II.2.b Accord de phase par biréfringence.....	23
II.2.b.i Accord de phase colinéaire.....	23
II.2.b.ii Accord de phase non colinéaire.....	24
II.2.b.iii Accordabilité.....	25
II.2.c Quasi-accord de phase.....	26
II.2.c.i Principe.....	26
II.2.c.ii Accordabilité.....	27
II.2.c.iii Cristaux périodiquement polarisés.....	29
II.3 Solutions analytiques en ondes planes.....	31
II.3.a Étude en milieu non absorbant.....	31
II.3.b Prise en compte de l'absorption.....	33
II.3.c Non-dépeuplement de l'onde 3.....	33
II.3.d Acceptance angulaire - cristaux en compensation de double réfraction.....	35
II.3.e Solutions pour le quasi-accord de phase.....	38
III Processus paramétriques du deuxième ordre.....	40
III.1 Amplification paramétrique optique et différence de fréquences.....	40
III.2 Somme de fréquences.....	41
III.3 Fluorescence et génération paramétrique optique.....	41
III.3.a Fluorescence paramétrique optique.....	41
III.3.b Génération paramétrique optique.....	42
III.4 Oscillation paramétrique optique.....	42
IV Oscillateurs paramétriques optiques.....	43
IV.1 Types d'OPO.....	43
IV.1.a Régime temporel de fonctionnement.....	43
IV.1.b Configuration de pompage.....	44
IV.1.c Nombre d'ondes résonantes dans la cavité.....	45
IV.1.d Géométrie de la cavité.....	48
IV.1.d.i Stabilité.....	49
IV.1.d.ii Linéarité.....	49
IV.1.e Configuration de l'accord de phase et accordabilité.....	50
IV.1.f Éléments intra-cavité.....	50
IV.2 Largeur spectrale.....	51
IV.2.a Influence de la largeur spectrale de l'onde de pompe.....	51
IV.2.b Influence de la divergence de l'onde de pompe.....	52
IV.2.c Bande passante de l'accord de phase.....	52
Chapitre II - Contexte de l'étude et état de l'art.....	53
I Contexte de l'étude.....	55
II État de l'art.....	56
II.1 Cristaux non linéaires pour la conversion vers l'infrarouge.....	56
II.1.a Cristaux pour la génération d'ondes autour de 2 μm	56
II.1.b Cristaux pour la génération d'ondes entre 4 et 5 μm	59
II.2 Différence de fréquences.....	59
II.3 Oscillateur paramétrique optique.....	61
II.4 Mise en série d'oscillateurs paramétriques optiques.....	64

II.5	Lasers ou autres systèmes à émission vers $2\ \mu\text{m}$	66
III	Choix de la configuration.....	66
III.1	Solution A : OPO en série.....	66
III.2	Solution 2 : OPO en parallèle	69
Chapitre III - Oscillateurs paramétriques optiques à base de cristaux en accord de phase par biréfringence.....		73
I	OPO à cristaux de KTP (OPO A_1).....	75
I.1	Cristaux utilisés	75
I.2	OPO A_1 en cavité linéaire	76
I.2.a	OPO à cristal de KTP.....	76
I.2.a.i	Miroir d'entrée de l'OPO A_1	77
I.2.a.ii	Miroir de sortie de l'OPO A_1	78
I.2.a.iii	Expériences sur l'OPO A_1	79
I.2.b	OPO à cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction	80
I.2.c	OPO à KTP en cavité linéaire : conclusion	84
I.3	OPO A_1 en cavité coudée	85
I.3.a	OPO à deux cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction.....	86
I.3.b	OPO à quatre cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction.....	89
I.3.b.i	OPO A_1 avec le montage 1	89
I.3.b.ii	OPO A_1 avec le montage 2	91
I.3.b.iii	OPO A_1 avec le montage 3	94
I.3.c	OPO à KTP en cavité coudée : conclusion	100
II	OPO à cristal de ZGP (OPO A_2)	101
II.1	Éléments optiques utilisés.....	101
II.1.a	Miroir d'entrée	101
II.1.b	Miroir de sortie	102
II.2	Résultats obtenus.....	103
II.2.a	OPO avec le montage 2.....	103
II.2.b	OPO avec le montage 3.....	104
II.2.c	Étude spectrale.....	107
II.2.d	Effet de l'allongement de la cavité sur les performances	109
III	Conclusion sur la configuration A.....	112
Chapitre IV - Oscillateurs paramétriques optiques à base de cristaux en quasi-accord de phase		115
I	OPO à cristaux de PPKTP (OPO B_1).....	117
I.1	Étude à basse cadence et énergie moyenne.....	118
I.1.a	Étude de l'OPO avec le cristal PPKTP-1.....	118
I.1.b	Étude de l'OPO avec le cristal PPKTP-3.....	121
I.1.b.i	Étude avec des impulsions de pompe courtes	121
I.1.b.ii	Étude avec des impulsions de pompe de 16 ns.....	124
I.2	Étude à haute cadence et énergie réduite	128
I.2.a	Étude du cristal de PPKTP de 12 mm	128
I.2.b	Étude avec deux cristaux de PPKTP.....	134
I.2.c	Essais d'affinement spectral	135
I.2.d	PPKTP-4 en quasi-accord de phase de type 2	141
I.3	Conclusion sur l'OPO B_1 à PPKTP.....	143
II	OPO à cristal de PPLN (OPO B_2).....	145
II.1	Étude de l'OPO en fonction de la température.....	146
II.1.a	Efficacité et rendement	146
II.1.b	Étude spectrale.....	149
II.2	Étude de l'OPO en fonction de la longueur de cavité.....	150
II.3	Conclusion sur l'OPO B_2 à PPLN.....	151
III	OPO à cristal de PPRTA (OPO B_2)	152
III.1	OPO avec absorption limitée de l'onde complémentaire	152
III.2	OPO avec absorption conséquente de l'onde complémentaire	161
III.2.a	Étude préliminaire à basse cadence.....	161
III.2.b	Étude à haute cadence	163
III.3	Conclusion sur l'OPO B_2 à PPRTA.....	168
IV	Conclusion : OPO à cristaux en quasi-accord de phase.....	169
Conclusion		173
Annexes.....		177
Annexe 1	Caractéristiques des lasers utilisés pour le pompage des OPO.....	179

Annexe 2 - Mesure du facteur de qualité d'un faisceau	187
Annexe 3 - Mesures spectrales	193
Annexe 4 - Transmission des cristaux utilisés	195
Annexe 5 - Analyse du miroir d'entrée de l'OPO A ₂	197
Annexe 6 - Transmission du germanium	203
Bibliographie	207

Introduction

Depuis la première démonstration expérimentale des effets non linéaires optiques en 1961 rendue possible par l'invention du laser l'année précédente [Franken,61], de nombreuses applications utilisant la conversion de fréquences optiques ont été développées, que ce soit dans le domaine civil ou militaire, dans la recherche comme dans l'industrie : spectroscopie, lidar, biomédical, télécommunications, systèmes de projection trichrome ou usinage dans l'ultraviolet par exemple.

En particulier, les applications du domaine militaire telles que la télémétrie, la détection de polluants, l'imagerie active ou la contre-mesure optique requièrent fréquemment des sources de rayonnement cohérent dans le domaine spectral infrarouge en bande II (2-5 μm) ou en bande III (8-12 μm). Or, il n'existe pas ou peu de lasers compacts (dans le cas où le système doit être embarqué), fiables, de faible consommation électrique et/ou accordables dans ces gammes spectrales. On a alors recours à des solutions utilisant la conversion de fréquences optiques car elles permettent d'obtenir des sources aux longueurs d'onde voulues, accordables si nécessaire et dans un volume relativement restreint à partir d'un laser de pompe "classique" fonctionnant vers 1 μm , en général à base de YAG dopé néodyme.

L'efficacité des systèmes à conversion de fréquences est cependant très dépendante des progrès effectués dans la cristallogénèse des matériaux non linéaires : ce n'est qu'à partir du moment où le développement de cristaux de bonne qualité optique et des traitements optiques utilisables dans l'infrarouge a été suffisamment avancé que ce type de source a pu être vraiment exploitable. C'est pourquoi l'optique non linéaire et particulièrement les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) ont connu un développement très important depuis les années 80, notamment grâce à la disponibilité du cristal de niobate de lithium.

L'objectif des travaux de cette thèse, qui s'est inscrite dans le cadre d'une collaboration entre l'Équipe Lasers Solides et Applications du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et la société CILAS, était de réaliser un système destiné à la contre-mesure optronique permettant d'émettre des ondes entre 2 et 5 μm . Ce système devait fonctionner à terme à haute cadence et forte puissance moyenne à partir d'un laser à 1 μm dont le développement était mené en parallèle par CILAS. Nous avons principalement recherché pour ce système un excellent rendement de 1 μm vers les ondes générées, et une très bonne qualité de faisceau. Il

devait de plus être compact, stable, fiable et devait pouvoir supporter des contraintes thermiques importantes, afin d'être militarisable.

Pour répondre au cahier des charges qui nous était fourni, nous avons étudié et réalisé un système mettant en jeu des oscillateurs paramétriques optiques utilisant des cristaux plus ou moins novateurs exploitant l'accord de phase par biréfringence (KTP, ZGP) et le quasi-accord de phase (PPLN, PPRTA, PPKTP).

Le premier chapitre de ce mémoire rappelle les notions principales de l'optique non linéaire, en s'attachant en particulier aux oscillateurs paramétriques optiques. Dans le deuxième chapitre, nous présentons un état de l'art des systèmes à conversion de fréquence permettant d'émettre des ondes en bande II. Nous y présentons également les deux configurations que nous avons choisies pour tenter de répondre au cahier des charges. Les investigations expérimentales menées à l'Institut d'Optique à Orsay et dans les locaux de *CILAS* à Orléans sur chacune des deux configurations sont développées aux chapitres III – pour les OPO à base de cristaux utilisant l'accord de phase par biréfringence – et IV – pour les OPO à base de cristaux polarisés périodiquement.

Conventions et notations

Notations :

- Tenseur : $\underline{\underline{T}}$ où le nombre de barres représente l'ordre du tenseur.
- Vecteur : \vec{v} .
- Réduction d'un tenseur par un vecteur : $\underline{\underline{T}}:\vec{v}$.
- Produit vectoriel : $\vec{v} \wedge \vec{w}$.
- Conjugué du nombre complexe z : z^* ou "c.c."
- Parties réelle et imaginaire du nombre complexe z : $\Re(z)$ et $\Im(z)$.

Les équations sont numérotées par chapitre sous la forme (*n° de chapitre.n° de l'équation*).

Les notes sont repérées en exposant dans le texte et se trouvent en bas de page.

Les références sont notées dans le texte entre crochets et en exposant (sauf dans les notes de bas de page) sous la forme [*Auteur,année*]. Elles sont classées par ordre alphabétique en fin de mémoire.

Nous utilisons le système d'unités international (SI), et nous privilégions le terme d'intensité par rapport au terme d'éclairement pour désigner les grandeurs données en W/m^2 .

Chapitre I

Éléments de théorie des
Oscillateurs
Paramétriques Optiques

Cette première partie est consacrée à une étude théorique des oscillateurs paramétriques optiques. Pour cela, nous devons introduire les concepts d'optique non linéaire et les équations de propagation qui régissent les faisceaux optiques mis en interaction. Dans un premier temps, nous présentons le domaine de l'optique non linéaire, puis nous établissons les équations de propagation des ondes en milieu non linéaire, pour ensuite présenter les processus paramétriques mettant en jeu trois ondes. Enfin, nous exposons un classement des oscillateurs paramétriques optiques suivant leurs caractéristiques possibles.

I Introduction à l'optique non linéaire

Après un bref historique de l'optique non linéaire est développé le concept de polarisation non linéaire menant à l'étude des phénomènes paramétriques, puis une équation générale de propagation des ondes.

I.1 Historique

L'étude de la non-linéarité optique débute en 1961 lorsque Franken et col. [Franken,61] parviennent à produire un effet non linéaire optique détectable. S'inspirant de la génération de seconde harmonique dans le domaine des ondes électromagnétiques de basse fréquence, qui était alors un phénomène bien connu, Franken reproduit pour la première fois ce phénomène dans le domaine optique par illumination¹ d'un cristal de quartz avec un laser à rubis émettant à 694,3 nm en produisant une onde à la longueur d'onde de 347,1 nm. Cette émission de lumière cohérente à partir d'une source de lumière également cohérente n'a pas pu être réalisée avant l'apparition du laser, à cause de la grande intensité de champ (de l'ordre de 2,5 kW/cm² [Shen,84]) nécessaire à l'induction d'un effet non linéaire observable.

L'année suivante, la technique d'accord de phase par biréfringence est démontrée [Maker,62] [Kleinman,62b] et appliquée au doublement [Giordmaine,62], à la somme [Bass,62] [Miller,62] et à la différence [Smith,63] [Wang,65] [Zernike,65] de fréquences. Le principe de l'oscillateur paramétrique est énoncé par Akhmanov [Akhmanov,62], son accordabilité par Kroll [Kroll,62]; des solutions aux équations de couplage des ondes paramétriques ainsi que la technique de quasi-accord de phase utilisant des milieux aux propriétés optiques modulées périodiquement sont suggérées par Armstrong et col. [Armstrong,62] la même année. Dès 1962, les bases théoriques de l'optique non linéaire sont donc posées. Par la suite, les avancées dans le domaine de la cristallogénèse permettent progressivement d'obtenir des cristaux non linéaires possédant

¹ Dans la suite de ce mémoire, par abus de langage, nous utilisons le terme de "pompage" à la place de celui, plus correct, d'"illumination".

des coefficients non linéaires exploitables de dimensions et de qualité suffisantes, comme le niobate de lithium (LiNbO_3) [Fedulov,65]. Ces progrès conduisent à la réalisation du premier oscillateur paramétrique optique (OPO) par Giordmaine et Miller, en 1965 [Giordmaine,65]. Le pompage de cet OPO est effectué avec un laser fonctionnant en régime impulsionnel à cristal de scheelite (tungstate de calcium) dopé aux ions néodyme (Nd:CaWO_4) et la cavité ne possède pas de miroir : ce sont les traitements optiques déposés sur les faces d'entrée et de sortie du cristal de niobate de lithium qui font résonner l'onde signal produite.

Mais ce n'est qu'à partir de la fin des années 1970 que de nombreux cristaux aux propriétés intéressantes pour l'optique non linéaire peuvent être développés avec une bonne qualité et dans des dimensions suffisantes. À partir des lasers couramment utilisés tels les lasers à grenat d'yttrium et d'aluminium dopés par des ions néodyme (Nd:YAG) ou les lasers à dioxyde de carbone (CO_2), ces cristaux permettent d'atteindre par oscillation paramétrique :

- le domaine de l'infrarouge moyen - par exemple avec le phosphate de potassium et titanyl KTiOPO_4 (KTP) [Zumsteg,76], l'arsenate de potassium et titanyl KTiOAsO_4 (KTA), l'arsenate de rubidium et titanyl RbTiOAsO_4 (RTA) ou l'arsenate de césium et titanyl CsTiOAsO_4 (CTA) ;
- le domaine de l'infrarouge lointain - avec le sélénogallate d'argent AgGaSe_2 , le thiogallate d'argent AgGaS_2 ou le phosphore de germanium et zinc ZnGeP_2 (ZGP) ;
- le visible ou l'ultraviolet - avec le KTP, le bêta borate de baryum $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ (BBO) ou le triborate de lithium LiB_3O_5 (LBO) [Chen,89].

I.2 Polarisation non linéaire

En considérant qu'un milieu est composé d'électrons reliés au noyau d'atomes, le phénomène d'interaction non linéaire peut être interprété suivant le modèle de l'oscillateur anharmonique. Lorsqu'un champ électro-optique macroscopique \vec{E} est appliqué à ce milieu, les électrons oscillent autour d'une position d'équilibre, induisant l'apparition d'un moment dipolaire électronique. Si le milieu contient des ions ou des dipôles constants, on observe un moment dipolaire ionique ou une polarisation d'orientation. La superposition de ces moments dipolaires induits par le champ \vec{E} est appelée polarisation macroscopique. Elle est notée \vec{P} .

On peut écrire le champ électro-optique et la polarisation comme sommes discrètes et limitées de composantes spectrales [Boyd,92] [Dubois,97b] :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{n>0} \left(\vec{E}(\vec{r}, \omega_n) \cdot e^{i\omega_n t} \right) + c.c. = \sum_{n>0} \Re \left(\vec{E}(\vec{r}, \omega_n) \cdot e^{i\omega_n t} \right) \quad (\text{I.1})$$

et

$$\bar{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \sum_{n>0} \Re \left(\bar{\mathcal{P}}(\vec{r}, \omega_n) \cdot e^{i\omega_n t} \right). \quad (\text{I.2})$$

$\omega_n = \frac{c}{v_n} = \frac{2\pi c}{\lambda_n}$ est la pulsation de l'onde n , où c , v_n et λ_n sont respectivement la vitesse de la lumière dans le vide, la fréquence et la longueur d'onde de l'onde n . \vec{r} et t représentent la position et le temps. Pour une amplitude de champ électro-optique relativement faible devant celle des champs interatomiques, le milieu ne subit pas de contrainte susceptible de modifier ostensiblement sa structure. La polarisation $\bar{\mathcal{P}}$ conserve alors un comportement oscillatoire et peut s'écrire sous la forme [Shen,84] :

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = & \varepsilon_0 \int_{\mathbb{R}} \underline{\underline{\mathcal{R}}}^{(1)}(\vec{r}, t-t_1) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_1) dt_1 \\ & + \varepsilon_0 \iint_{\mathbb{R} \mathbb{R}} \underline{\underline{\mathcal{R}}}^{(2)}(\vec{r}, t-t_1, t-t_2) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_1) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_2) dt_1 dt_2 \\ & + \varepsilon_0 \iiint_{\mathbb{R} \mathbb{R} \mathbb{R}} \underline{\underline{\mathcal{R}}}^{(3)}(\vec{r}, t-t_1, t-t_2, t-t_3) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_1) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_2) \bar{\mathcal{E}}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \\ & + \dots \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

où $\mathcal{R}^{(m)}$ est un tenseur d'ordre $m+1$ désignant la réponse impulsionnelle d'ordre m du milieu. Si on suppose le milieu homogène, la dépendance spatiale disparaît. En remplaçant alors dans l'expression (I.3) le champ électro-optique et la polarisation par leurs décompositions de Fourier (I.1) et (I.2), on montre que chaque composante de Fourier de la polarisation est reliée aux composantes de Fourier du champ électrique par :

$$\bar{\mathcal{P}}(\omega_n) = \underbrace{\bar{\mathcal{P}}^{(1)}(\omega_n)}_{\text{polarisation linéaire}} + \underbrace{\bar{\mathcal{P}}^{(2)}(\omega_n) + \bar{\mathcal{P}}^{(3)}(\omega_n) + \dots}_{\text{polarisation non linéaire } \bar{\mathcal{P}}_{\text{NL}}} \quad (\text{I.4})$$

avec

$$\bar{\mathcal{P}}^{(m)}(\omega_n) = \varepsilon_0 \sum_{i_1, i_2, \dots, i_m} \left(\underline{\underline{\chi}}^{(m)}(\omega_n; \omega_{i_1}, \omega_{i_2}, \dots, \omega_{i_m}) : \prod_{k=1}^m \bar{\mathcal{E}}(\omega_{i_k}) \right) \quad (\text{I.5})$$

où les ω_{i_k} sont tels que $\sum_{k=1}^m \omega_{i_k} = \omega_n$.

$\underline{\underline{\chi}}^{(m)}$, transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle $\mathcal{R}^{(m)}$, est un tenseur d'ordre $m+1$ représentant la **susceptibilité diélectrique** d'ordre m du milieu.

La décomposition spectrale de la polarisation peut ainsi être développée en fonction des composantes spectrales du champ électrique. L'équation (I.5) indique que le spectre de $\bar{\mathcal{P}}^{(1)}$ est le même que celui de $\bar{\mathcal{E}}$. La susceptibilité diélectrique d'ordre 1, $\underline{\underline{\chi}}^{(1)}$, rend compte des effets linéaires (absorption, indice de réfraction).

Les **susceptibilités non linéaires** (d'ordre supérieur à 1) sont responsables de l'apparition de nouvelles fréquences optiques, absentes du spectre initial du champ électrique incident. Ces nouvelles fréquences résultent de combinaisons additives et soustractives des fréquences du spectre du champ électrique \vec{E} .

On s'intéressera plus particulièrement dans le cadre de ce travail à la susceptibilité non linéaire quadratique $\chi^{(2)}$, responsable de l'absorption à deux photons et surtout des interactions à trois ondes. En effet, dans les configurations que nous utilisons, les densités de puissance sont, au maximum, de l'ordre de quelques centaines de mégawatts par centimètre carré, et on peut négliger les interactions non linéaires d'ordre supérieur à 2 devant celles produites au deuxième ordre.

Les symétries spatiales dans la structure des matériaux se répercutent sur la symétrie des tenseurs $\chi^{(2)}$, comme l'expriment les relations dites "ABDP" (Armstrong, Bloembergen, Ducuing et Pershan [Armstrong,62]). On peut montrer en particulier que, pour un matériau possédant la symétrie d'inversion, les susceptibilités non linéaires d'ordre pair sont nulles. Les interactions non linéaires d'ordre 2 ne peuvent donc survenir que dans un milieu non centro-symétrique. De plus, lorsque les fréquences impliquées dans le processus non linéaire sont éloignées des fréquences de résonance du matériau, on peut considérer que le milieu est sans perte (non dispersif), et la symétrie de Kleinman [Kleinman,62ab] implique que les éléments des tenseurs de susceptibilités non linéaires sont réels, indépendants de la fréquence et invariants par permutation des indices dans les coordonnées cartésiennes. Pour plus de détails concernant les simplifications pouvant être apportées à la forme des tenseurs, on pourra se reporter aux références [Boyd,92], [Dubois,97b] et [Victori,01].

I.3 Équation de propagation générale

L'équation de propagation d'un faisceau dans un milieu non linéaire peut être obtenue à partir des lois de l'électromagnétisme. Les équations de Maxwell nous donnent, pour un champ électrique $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et un champ magnétique $\vec{B}(\vec{r}, t)$, dans un milieu diélectrique supposé non magnétique, non conducteur et non chargé :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & (\text{Maxwell} - \text{Faraday}) \\ \text{rot}(\vec{B}) = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} & (\text{Maxwell} - \text{Ampère}) \\ \text{div}(\vec{D}) = \vec{0} & (\text{Maxwell} - \text{Gauss}) \\ \text{div}(\vec{B}) = \vec{0} & (\text{Flux magnétique}) \end{array} \right. \quad (\text{I.6})$$

si on introduit l'induction électrique $\overline{\mathcal{D}}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \overline{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) + \overline{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)$ et la permittivité diélectrique du vide ϵ_0 .

Le sens du **vecteur de Poynting** défini par $\overline{\mathcal{S}}(\vec{r}, t) = \frac{\overline{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) \wedge \overline{\mathcal{B}}(\vec{r}, t)}{\mu_0}$ représente localement le sens dans lequel se propage l'énergie ; son flux à travers une surface fermée orientée vers l'extérieur est égal au débit d'énergie électromagnétique qui s'échappe de ce volume par unité de temps.

Par combinaison des deux premières équations du système (I.6) on obtient :

$$\overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}}(\overline{\mathcal{E}})) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \overline{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \overline{\mathcal{P}}}{\partial t^2}. \quad (\text{I.7})$$

En considérant (équation (I.4)) :

$$\overline{\mathcal{P}}(\omega_n) = \epsilon_0 \underline{\underline{\chi}}^{(1)}(\omega_n) \overline{\mathcal{E}}(\omega_n) + \overline{\mathcal{P}}_{NL}(\omega_n) \quad (\text{I.8})$$

puis en décomposant le champ électrique et la polarisation suivant leurs coefficients de Fourier (équations (I.1) et (I.2)), on obtient l'**équation de propagation générale** dans le milieu non linéaire pour chaque fréquence ω_n :

$$\overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}}(\overline{\mathcal{E}}(\omega_n))) - \frac{\omega_n^2}{c^2} \underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) : \overline{\mathcal{E}}(\omega_n) = \frac{\omega_n^2}{\epsilon_0 c^2} \overline{\mathcal{P}}_{NL}(\omega_n) \quad (\text{I.9})$$

où $\underline{\underline{\epsilon}}_r(\omega_n) = n^2(\omega_n) = 1 + \underline{\underline{\chi}}^{(1)}(\omega_n)$ est la constante diélectrique linéaire ; $n(\omega_n)$ représentant l'indice optique à la pulsation ω_n .

II Propagation de trois ondes couplées

Nous exposons dans cette partie une résolution des équations de propagation pour le couplage à trois ondes, qui est le principal effet de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2. Dans une première phase, nous nous intéressons aux propriétés des cristaux anisotropes, principalement utilisés dans les dispositifs non linéaires. Nous développons ensuite les équations de propagation de trois ondes couplées en milieu non linéaire, puis nous introduisons le concept et les différents types d'accords de phase. Enfin, nous donnons des solutions analytiques aux équations de propagation en ondes planes.

II.1 Équations de propagation

II.1.a Propriétés des matériaux anisotropes

Pour un cristal, il existe une base orthonormée (X, Y, Z) appelée **base principale** dans laquelle le tenseur diélectrique optique $\underline{\underline{\epsilon}} = \epsilon_0 (1 + \underline{\underline{\chi}}^{(1)})$ est diagonal. Dans cette base, qui définit les **axes principaux** du cristal on a :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}. \quad (\text{I.10})$$

À ce tenseur on associe les trois **indices principaux** du cristal : $n_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\epsilon_0}}$ pour $i=x, y, z$.

Pour une onde plane polarisée rectilignement se propageant dans le cristal suivant une direction quelconque, l'équation d'onde donne deux solutions distinctes pour lesquelles la polarisation est orthogonale. Ces deux ondes voient des indices optiques n_L et n_R désignés par "indice lent" et "indice rapide", tels que $n_R \leq n_L$.

Lorsque tous les indices n_i sont égaux, le cristal est **isotrope** ; les tenseurs $\underline{\underline{\chi}}^{(1)}$ et $\underline{\underline{\epsilon}}$ se réduisent alors à des scalaires.

Lorsque tous les indices n_i sont distincts, il existe deux directions de propagation pour lesquelles $n_R = n_L$ appelées **axes optiques** et le cristal est dit **biaxe**. Par convention, on impose $n_x < n_y < n_z$. Les axes optiques sont alors situés dans le plan XZ.

Lorsque deux des indices n_i sont égaux, le cristal est dit **uniaxe** car il n'existe qu'un axe optique. Par convention, on impose $n_x = n_y \neq n_z$; l'axe optique est alors l'axe Z. On appelle **indice ordinaire** l'indice $n_o = n_x = n_y$ et **indice extraordinaire** l'indice $n_e = n_z$. Un cristal est dit **uniaxe positif** lorsque $n_e > n_o$ et **uniaxe négatif** si $n_e < n_o$.

Phénomène de double réfraction

Dans le repère (O, X, Y, Z) on considère la surface d'équation :

$$\frac{X^2}{n_x^2} + \frac{Y^2}{n_y^2} + \frac{Z^2}{n_z^2} = 1. \quad (\text{I.11})$$

C'est l'**ellipsoïde des indices** dont les axes ont pour direction les axes principaux du cristal et pour demi-longueur les indices principaux (Figure II-1). Son intersection avec le plan orthogonal à la direction de propagation d'une onde est une ellipse dont les dimensions des demi-axes sont égales aux indices n_R et n_L , et dont la direction des axes donne la direction des vecteurs induction électrique \vec{D}_R et \vec{D}_L . La direction du vecteur \vec{E}_R (respectivement \vec{E}_L) est donnée par la normale à la surface de l'ellipsoïde au point d'intersection de cette surface avec la droite passant par l'origine O et de direction \vec{D}_R (respectivement \vec{D}_L).

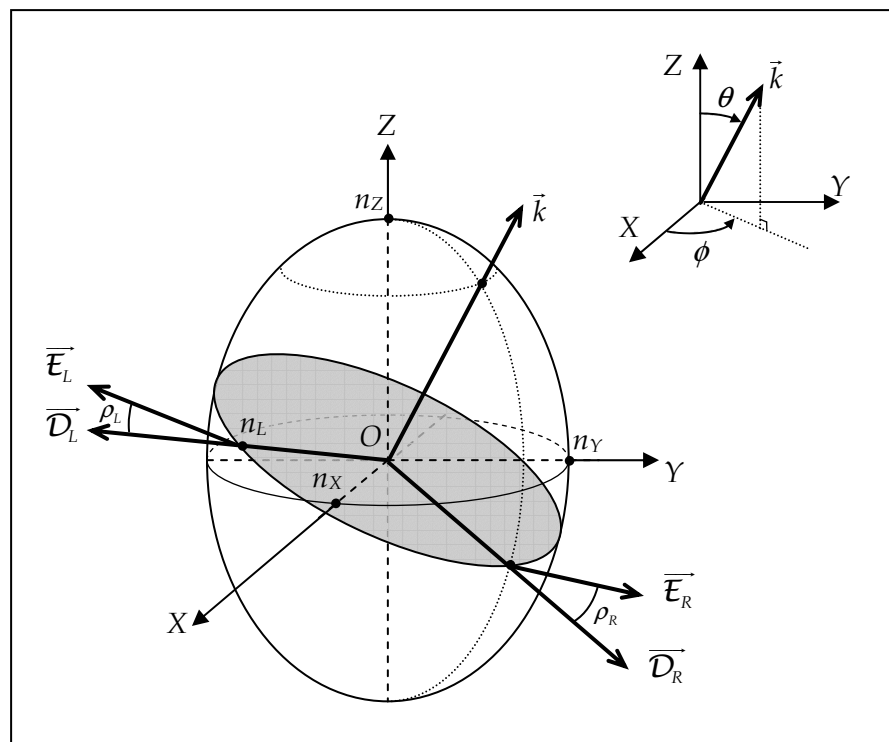


Figure II-1 – Ellipsoïde des indices et définition des angles θ et ϕ .

La direction de propagation de l'onde est donnée par la direction du **vecteur d'onde** :

$$\vec{k} = \frac{n\omega}{c} \vec{e} \quad (I.12)$$

où le vecteur \vec{e} est un vecteur unitaire et n l'indice optique à la pulsation ω .

Les angles ρ_R entre \vec{D}_R et \vec{E}_R , et ρ_L entre \vec{D}_L et \vec{E}_L sont appelés **angles de double réfraction**, communément nommés **angles de "walk-off"**. Ces angles sont également les angles entre la direction du vecteur d'onde \vec{k} et celle des vecteurs de Poynting \vec{S}_R et \vec{S}_L , donnant la direction des faisceaux lumineux.

Par exemple, une onde de polarisation linéaire quelconque incidente sur un cristal anisotrope uniaxe peut être décomposée suivant les deux axes de polarisation du milieu. La composante dite "ordinaire" va se propager de manière que son vecteur d'onde et son vecteur de Poynting soient colinéaires. La composante dite "extraordinaire" se décale au fil de la propagation dans le cristal. Son vecteur d'onde et son vecteur de Poynting ne sont pas colinéaires, et l'angle entre leurs directions est égal à ρ (Figure II-2).

L'angle de double réfraction pour une onde de vecteur d'onde $\vec{k} = \frac{n\omega}{c} \vec{e}$, \vec{e} étant un vecteur unitaire de coordonnées $(\sin(\theta)\cos(\phi), \sin(\theta)\sin(\phi), \cos(\theta))$ dans la base (X, Y, Z) , est donné par la relation [Bréhat,89] :

$$\tan(\rho) = n^2 \left[\left(\frac{\sin(\theta)\cos(\phi)}{n^2 - n_x^{-2}} \right)^2 + \left(\frac{\sin(\theta)\sin(\phi)}{n^2 - n_y^{-2}} \right)^2 + \left(\frac{\cos(\theta)}{n^2 - n_z^{-2}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (I.13)$$

Le phénomène de double réfraction peut se révéler particulièrement gênant lors des processus de conversion de fréquence, car il peut diminuer la longueur d'interaction entre les ondes mises en jeu, surtout lorsque les faisceaux sont de taille réduite par rapport à la longueur du milieu non linéaire [Boyd,65].

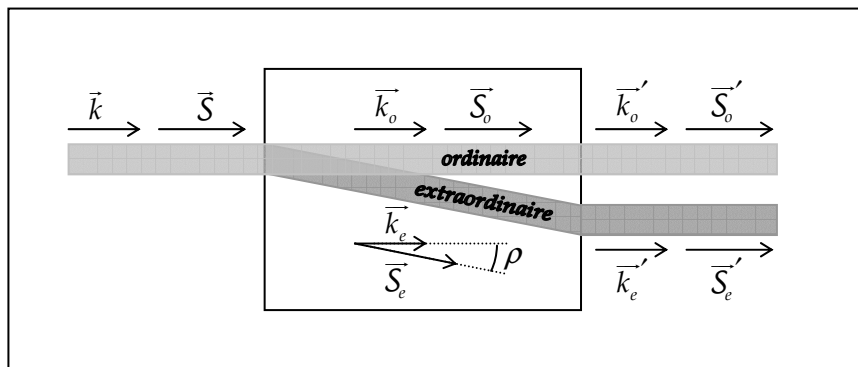


Figure II-2 - Double réfraction dans un cristal uniaxe anisotrope.

II.1.b Hypothèses utilisées

On considère le champ électrique total comme la superposition de trois ondes purement monochromatiques, c'est-à-dire que nous considérons que seules les trois ondes qui nous intéressent évoluent dans le milieu non linéaire :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^3 (\vec{E}_m(\vec{r}) \cdot e^{i\omega_m t}) + c.c. \quad (\text{I.14})$$

ou encore

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^3 (A_m(\vec{r}) \cdot e^{-i\vec{k}_m \cdot \vec{r}} \cdot e^{i\omega_m t} \cdot \vec{u}_m) + c.c. \quad (\text{I.15})$$

Les vecteurs \vec{u}_m sont les vecteurs unitaires colinéaires aux vecteurs $\vec{E}_m = \vec{E}(\omega_m)$, et ne dépendent pas de \vec{r} : on suppose que la polarisation est rectiligne.

Les vecteurs $\vec{k}_m = \frac{n_m \omega_m}{c} \vec{e}_m$ sont les **vecteurs d'onde** associés aux ondes m où les vecteurs \vec{e}_m sont des vecteurs unitaires et $n_m = n(\omega_m)$ les indices optiques aux pulsations ω_m .

On suppose que les vecteurs d'onde sont colinéaires ($\vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}_3$).

Typiquement la durée des impulsions lumineuses avec lesquelles nous travaillons dépasse quelques nanosecondes et la longueur des milieux non linéaires que nous utilisons est de l'ordre de quelques centimètres. On peut donc se permettre de considérer que la longueur de cohérence des champs incidents est supérieure à la longueur du milieu traversé : nous supposons donc que nous sommes en régime quasi stationnaire.

Les dépendances spatiales de \vec{E}_m qui sont de l'ordre de la longueur d'onde sont contenues dans les exponentielles complexes de l'expression ; les fonctions enveloppes $A_m(\vec{r})$ décrivent la dépendance spatiale du champ à plus grande échelle : c'est l'approximation de l'enveloppe lentement variable qui implique que :

$$\left| \frac{\partial^2 A_m}{\partial z^2} \right| \ll k_m \left| \frac{\partial A_m}{\partial z} \right|. \quad (\text{I.16})$$

Nous pouvons ainsi nous placer dans le cadre de l'optique paraxiale, c'est-à-dire que nous considérons que les faisceaux se propagent dans une direction peu éloignée de l'axe optique (l'angle entre l'axe optique et la direction de propagation des ondes est inférieur à 30° [Siegman,86]). En supposant que les ondes qui interagissent se propagent dans la même direction dans un milieu uniaxe ou suivant les plans principaux dans un milieu biaxe, on

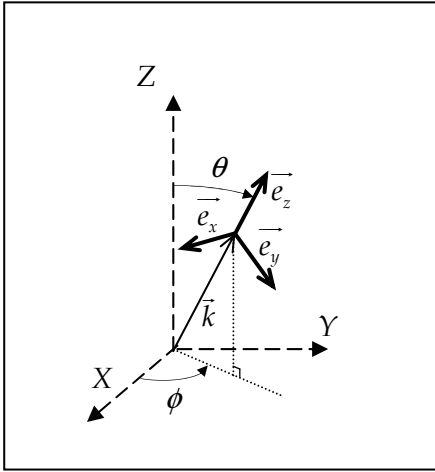


Figure II-3 - Représentation des vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z dans la base principale (X, Y, Z) .

peut définir une base orthonormée (x, y, z) distincte de la base principale (X, Y, Z) définie de manière que l'axe z corresponde à la direction de propagation des ondes et que l'axe y soit compris dans le plan formé par l'axe Z et les vecteurs \vec{k}_m . Les vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z sont les vecteurs unitaires définissant les axes x , y et z (Figure II-3). Les coordonnées des vecteurs \vec{u}_m et \vec{k}_m dans la nouvelle base (x, y, z) sont alors :

$$\vec{u}_m = \begin{bmatrix} \cos(\rho_m) \sin(\psi_m) \\ \cos(\rho_m) \cos(\psi_m) \\ -\sin(\rho_m) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{k}_m = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ n_m \omega_m / c \end{bmatrix} \quad (\text{I.17})$$

où ρ_m est l'angle de double réfraction et ψ_m l'angle entre le champ \vec{E}_m et le plan formé par \vec{e}_y et \vec{e}_z . Dans un milieu uniaxe, ψ_m vaut 0 pour une onde de polarisation extraordinaire et $\pi/2$ pour une onde de polarisation ordinaire (il en va de même pour les ondes correspondantes polarisées suivant les axes principaux pour un milieu biaxe).

De plus on suppose que la divergence du champ électrique est nulle : $\text{div}(\vec{E}) = \vec{0}$.

Des approximations sont également faites sur le milieu non linéaire. On le suppose :

- homogène, invariant et dispersif : n et $\underline{\chi}^{(2)}$ ne dépendent ni de \vec{r} ni de t , mais dépendent de ω ;
- non chargé, non magnétique ;
- purement quadratique : $\underline{\chi}^{(2)} \neq 0$ et $\underline{\chi}^{(n \geq 3)} = 0$;
- faiblement absorbant : $\Re(\underline{\chi}^{(1)}) \gg \Im(\underline{\chi}^{(1)})$.

II.1.c Équations de propagation

Après projection de l'équation (I.9) obtenue au paragraphe I.3 suivant les vecteurs \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z , prise en compte des symétries de Kleinman et introduction d'un terme d'absorption des ondes au cours de leur propagation, on obtient le système d'équations couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{A}_1}{\partial z} = \textcircled{1} - \frac{\alpha_1}{2} \mathcal{A}_1 + i \frac{\omega_1}{cn_1 \cos^2(\rho_1)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_2^* \mathcal{A}_3 e^{-i\overline{\Delta k} \cdot \vec{r}} + i \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{A}_1}{2k_1 \cos^2(\rho_1)} + \left(\sin(\psi_1) \frac{\partial \mathcal{A}_1}{\partial x} + \cos(\psi_1) \frac{\partial \mathcal{A}_1}{\partial y} \right) \tan(\rho_1) \\ \frac{\partial \mathcal{A}_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_2}{2} \mathcal{A}_2 + i \frac{\omega_2}{cn_2 \cos^2(\rho_2)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_3 e^{-i\overline{\Delta k} \cdot \vec{r}} + i \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{A}_2}{2k_2 \cos^2(\rho_2)} + \left(\sin(\psi_2) \frac{\partial \mathcal{A}_2}{\partial x} + \cos(\psi_2) \frac{\partial \mathcal{A}_2}{\partial y} \right) \tan(\rho_2) \\ \frac{\partial \mathcal{A}_3}{\partial z} = -\frac{\alpha_3}{2} \mathcal{A}_3 + i \frac{\omega_3}{cn_3 \cos^2(\rho_3)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{+i\overline{\Delta k} \cdot \vec{r}} + i \frac{\Delta_{\perp} \mathcal{A}_3}{2k_3 \cos^2(\rho_3)} + \left(\sin(\psi_3) \frac{\partial \mathcal{A}_3}{\partial x} + \cos(\psi_3) \frac{\partial \mathcal{A}_3}{\partial y} \right) \tan(\rho_3). \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

Le terme **①** rend compte de l'absorption linéaire. Les α_m sont les coefficients d'absorption énergétique des ondes lors de leur propagation dans le milieu non linéaire. Si σ_m est la conductivité électrique à la pulsation ω et μ_0 la perméabilité du vide, on a $\alpha_m = \frac{c\mu_0\sigma_m}{n_m \cos^2(\rho_m)}$.

Le terme **②** caractérise le couplage non linéaire des trois ondes en interaction. Il fait intervenir les amplitudes des deux champs. d_{eff} est le **coefficient non linéaire effectif** qui caractérise l'intensité de l'interaction : plus ce coefficient est élevé et l'indice de réfraction faible, plus le couplage est efficace.

Le tenseur $\underline{\underline{d}}$ est lié au tenseur $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ par la relation $d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$ [Shen,84]. Le coefficient non linéaire effectif peut alors s'écrire grâce aux symétries de Kleinman [Kleinman,62ab] :

$$d_{\text{eff}} = \vec{e}_1 \cdot \underline{\underline{d}}(\omega_3, -\omega_2) \cdot \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_3 = \vec{e}_2 \cdot \underline{\underline{d}}(\omega_3, -\omega_1) \cdot \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_3 = \vec{e}_3 \cdot \underline{\underline{d}}(\omega_1, \omega_2) \cdot \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2. \quad (\text{I.19})$$

Le terme **③** fait également intervenir le **désaccord de phase** $\overline{\Delta k}$ défini par :

$$\overline{\Delta k} = \vec{k}_3 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2. \quad (\text{I.20})$$

Plus le désaccord de phase est faible, plus le terme **③** a de l'importance. C'est pourquoi on cherche en général à le réduire le plus possible, comme nous le verrons au paragraphe suivant. Lorsque $\overline{\Delta k} = \vec{0}$, on dit que l'on se trouve à l'**accord de phase**. Le terme **③** est alors maximal.

Le terme ③ décrit la diffraction de l'onde lors de sa propagation. Δ_{\perp} est l'opérateur Laplacien perpendiculaire n'agissant que sur les coordonnées transverses, orthogonales à la direction de propagation. Il est défini par $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}$.

Le terme ④ représente la double réfraction. Il fait intervenir des dérivées partielles du premier ordre par rapport aux directions x et y , l'angle ψ_m , ainsi que les angles de double réfraction de chaque onde ρ_m .

II.2 Accord de phase

Pour qu'une interaction paramétrique entre trois ondes soit efficace, il est nécessaire que les ondes créées en tout point du milieu paramétrique soient en phase les unes avec les autres afin d'interférer constructivement. Nous verrons dans cette partie les techniques couramment employées pour réaliser cela, à savoir l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase.

II.2.a Principe de l'accord de phase

Les paramètres des ondes se propageant dans le milieu non linéaire doivent vérifier les relations :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (I.21)$$

et
$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 \quad (I.22)$$

où (I.21) traduit la **conservation de l'énergie** et (I.22) la **condition d'accord des phases** entre les ondes qui interagissent. On impose par convention la relation $\omega_3 > \omega_1 \geq \omega_2$ ¹.

$\vec{k}_i = \frac{n_i \omega_i}{c} \vec{e}_i$ est le vecteur d'onde associé à l'onde i où \vec{e}_i est un vecteur unitaire. La relation (I.22) peut donc également s'écrire en fonction des indices de réfraction vus par les trois ondes :

$$n_1 \omega_1 \vec{e}_1 + n_2 \omega_2 \vec{e}_2 = n_3 \omega_3 \vec{e}_3. \quad (I.23)$$

Lorsque les vecteurs \vec{e}_i sont colinéaires, on parle d'**accord de phase colinéaire**. Dans le cas contraire, on a affaire à un **accord de phase non colinéaire** ^[Muzart,74] (Figure II-4).

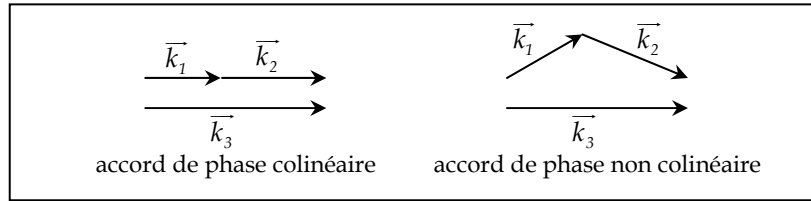


Figure II-4 - Condition d'accord de phase sur les vecteurs d'onde.

II.2.b Accord de phase par biréfringence.

II.2.b.i Accord de phase colinéaire

Ce type d'accord de phase est le plus courant. Il est cependant très sensible à la double réfraction, et, lorsque celle-ci sera trop importante, on s'orientera vers un accord de phase non colinéaire par biréfringence ou encore vers le quasi-accord de phase.

Pour un accord de phase colinéaire, la relation (I.23) peut s'écrire :

$$(n_3 - n_2) \omega_3 = (n_1 - n_2) \omega_1. \quad (\text{I.24})$$

Or, puisque nous avons imposé $\omega_3 > \omega_1$, les indices de réfraction doivent vérifier :

$$\begin{cases} n_1 < n_3 < n_2 \\ \text{ou} \\ n_2 < n_3 < n_1. \end{cases} \quad (\text{I.25})$$

Dans un milieu isotrope à dispersion chromatique normale, l'indice augmente avec la fréquence, donc aucune des relations (I.25) ne peut être vérifiée. Un milieu isotrope à dispersion chromatique anormale est en général beaucoup trop absorbant pour être utilisé comme milieu à conversion de fréquences. Ceci reste cependant possible, principalement avec des gaz et assez peu avec des cristaux non linéaires [Bey,67] [Harris,71] [Akhmanov,75].

Pour réaliser l'accord de phase, on utilise donc en général des milieux anisotropes biréfringents, pour lesquels les indices de réfraction dépendent à la fois de la fréquence et de la polarisation des ondes.

Lorsque les ondes 1 et 2 sont dans le même état de polarisation, on parle d'**accord de phase de type 1**. Lorsque ces états de polarisation sont orthogonaux, c'est un **accord de phase de type 2** [Midwinter,65] [Ito,75].

¹ En général les ondes 1, 2 et 3 représentent respectivement les ondes signal, complémentaire et pompe lors des interactions paramétriques que nous définissons plus loin.

Dans un milieu anisotrope biréfringent à dispersion normale, compte tenu de la relation (I.25) ainsi que du caractère croissant de l'indice en fonction de la fréquence, seuls trois cas d'accords de phase sont réalisables :

- ondes 1 et 2 suivant l'axe lent et onde 3 suivant l'axe rapide (type 1) ;
- onde 1 suivant l'axe lent et ondes 2 et 3 suivant l'axe rapide (type 2) ;
- onde 2 suivant l'axe lent et ondes 1 et 3 suivant l'axe rapide (type 2).

Pour un cristal uniaxe, les configurations d'accord de phase possibles peuvent également être désignées par " $p_1 p_2 p_3$ " où p_i représente l'état de polarisation (ordinaire "o" ou extraordinaire "e") de l'onde i . Par exemple, l'accord de phase de type 1 dans un cristal uniaxe négatif est appelé "o o e".

En général, l'accord de phase par biréfringence est très critique en angle, c'est-à-dire que la direction des vecteurs d'onde ne peut pas beaucoup varier autour de la position optimale correspondant à l'accord de phase parfait sans induire un désaccord de phase important [Barnes,76]. Il existe cependant un cas particulier, l'**accord de phase non critique** pour lequel il y a une grande acceptation sur la direction du vecteur d'onde autour de l'accord de phase parfait, ce qui rend la conversion non linéaire très efficace [Midwinter,65] [Midwinter,69] [Dolinchuk,94]. Dans les cristaux uniaxes, cet accord de phase parfait est nécessairement situé dans le plan XY ($\theta = \pi/2$). Dans les cristaux biaxes, il est parallèle aux axes principaux. Pour ce type d'accord de phase, aucun des faisceaux mis en jeu ne subit de double réfraction. Certains cristaux offrent un accord de phase non critique pour générer des longueurs d'onde utilisées dans les systèmes dits "à sécurité oculaire"¹ : la longueur d'onde du signal obtenu par le pompage d'un cristal de KTP ou de KTA en accord de phase non critique par un laser à YAG dopé au néodyme se situe autour de $1,6 \mu\text{m}$ [Marshall,93] [Stultz,96] [Scharpf,98].

II.2.b.ii Accord de phase non colinéaire

L'utilisation d'un accord de phase non colinéaire peut se révéler intéressante pour compenser la double réfraction. Il s'agit de choisir l'accord de phase de manière que les vecteurs de Poynting des ondes concernées soient colinéaires. Les faisceaux se propagent alors dans la même direction, et la longueur d'interaction est allongée par rapport à un accord de phase colinéaire [Magde,67] [Smith,68b] [Falk,69] [Umegaki,72] [Bhar,90] [Urschel,97] [Nabors,97]. L'accord de phase non colinéaire peut également permettre d'obtenir des impulsions très courtes tout en gardant un rendement de conversion élevé [Wilhelm,97].

¹ Pour les applications de type radar laser, évitement d'obstacles, détection d'aérosols ou communications.

II.2.b.iii Accordabilité

Pour modifier les longueurs d'onde produites par l'interaction paramétrique avec un accord de phase par biréfringence, on peut jouer sur différents paramètres influant sur les équations (I.21) et (I.22). Les possibilités sont :

- modifier la température du cristal, ce qui agit sur les indices optiques [Giordmaine,65] [Boyd,66b] [Giordmaine,66] [Smith,68ac] [Byer,68b] [Gerstenberger,93] ;
- modifier la longueur d'onde de pompe [Zenzie,94] [Yao,01] ;
- imposer des contraintes mécaniques sur le cristal, ce qui induit de faibles variations des indices optiques (effet photoélastique) ;
- appliquer un champ électrique au cristal, ce qui modifie les indices optiques par effet électro-optique [Terhune,62] [Boyd,66b] [Kreuzer,67] [Ewbank,97] ;
- pour un oscillateur paramétrique en régime picoseconde ou femtoseconde à pompage synchrone, modifier la longueur de la cavité ¹ [Reid,97] [Kartaloglu,98] [Loza-Alvarez,99] ;
- modifier l'angle d'incidence des ondes sur le cristal, ce qui change la condition d'accord de phase [Kroll,62] [Akhmanov,66] [Harris,69]. Il est possible d'étendre la plage d'accordabilité par rotation du cristal en utilisant des cristaux cylindriques plutôt que des cristaux parallélépipédiques, et cela sans perte d'efficacité lors de la conversion non linéaire [Pacaud,00ab] [Fève,02].

L'accordabilité par rotation du cristal est la plus employée car elle est la plus simple à mettre en œuvre, et elle permet d'obtenir facilement une grande plage d'accordabilité en général. Une simple rotation du cristal de quelques degrés peut en effet se traduire par un décalage de plusieurs micromètres des longueurs d'onde produites.

L'emploi de plusieurs techniques (combinaison un accord électro-optique et un contrôle de la température du cristal par exemple) peut être utile pour obtenir une grande plage d'accordabilité et une bonne stabilisation spectrale des ondes émises [Lee,93].

¹ Le pompage synchrone consiste à amplifier une onde oscillante lors de chaque aller et retour dans la cavité par des impulsions successives de l'onde de pompe. Modifier la longueur de la cavité modifie le temps de parcours de l'onde oscillante dans la cavité, qui dépend également de l'indice qu'elle voit dans le cristal. À fréquence de répétition de pompe fixée, comme le temps de parcours de l'onde oscillante ne doit pas être modifié, c'est sa longueur d'onde qui change avec la longueur de la cavité.

II.2.c Quasi-accord de phase

II.2.c.i Principe

Une autre méthode pour rendre la conversion non linéaire efficace a été proposée dès 1962 par Armstrong et col. [Armstrong,62], il s'agit du **quasi-accord de phase**¹. Cette fois, au lieu de rechercher la relation $\overline{\Delta k} = \vec{0}$ (I.22), on se place dans une configuration pour laquelle le désaccord de phase est non nul et on rattrape périodiquement le déphasage entre les ondes couplées pour compenser la dérive de leurs vitesses de propagation.

Différentes solutions ont été étudiées pour arriver à ce résultat, par exemple l'utilisation de réflexions totales internes dans les cristaux [Boyd,66a] [Schiller,93]. La plus efficace consiste à moduler périodiquement de manière définitive les propriétés non linéaires du milieu, c'est-à-dire sa susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$. Le quasi-accord de phase peut être réalisé dans des cristaux massifs ou dans des guides d'onde. Ce dernier point est un aspect sur lequel nous ne nous attarderons pas dans ce mémoire.

Comme nous le verrons dans la partie II.3, lorsque l'accord de phase n'est pas réalisé, l'intensité des ondes générées varie en première approximation en sinus au carré de la longueur parcourue dans le milieu non linéaire. La demi-période de cette modulation est appelée **longueur de cohérence** et vaut $l_c = \pi / \Delta k$. Ainsi, si le signe du coefficient non linéaire est inversé à chaque longueur de cohérence, la conversion est de nouveau rendue efficace (Figure II-5). Dans cette configuration, les trois ondes qui interagissent peuvent être dans n'importe quel état de polarisation (il suffit de choisir la période de retournement appropriée), on peut donc sélectionner la configuration des polarisations la plus intéressante, qui est communément celle qui permet d'exploiter le coefficient non linéaire du cristal le plus

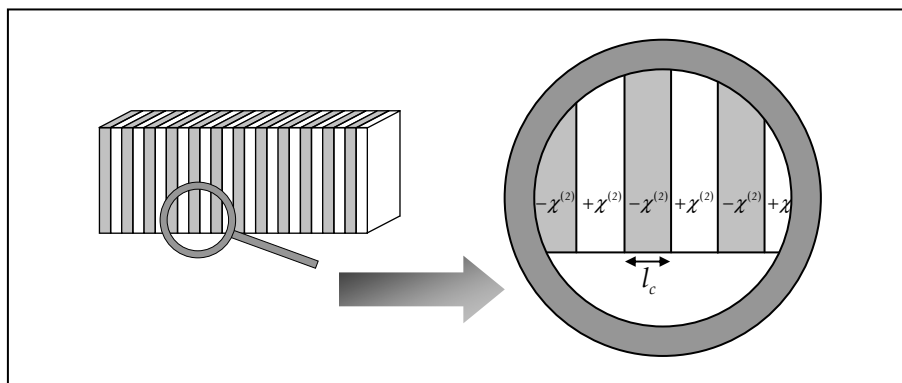


Figure II-5 – Cristal périodiquement polarisé pour le quasi-accord de phase.

¹ Appelé aussi "pseudo-accord de phase" car le terme de "quasi-accord de phase" sous-entend que l'accord de phase est proche, alors que sa caractéristique principale est qu'on se place justement dans une configuration pour laquelle le désaccord de phase est loin d'être nul [Mennerat,00].

important. Ainsi, dans la majorité des cas, les trois ondes sont polarisées selon l'axe Z , ce qui permet d'exploiter le coefficient non linéaire le plus important pour le cristal périodiquement polarisable, en général d_{33} . Le coefficient non linéaire effectif équivalent pour la conversion de fréquence en quasi-accord de phase vaut alors $\frac{2}{\pi}d_{33}$; c'est une valeur qui n'est pas atteinte en général lors d'une conversion de fréquence utilisant l'accord de phase par biréfringence dans le même cristal. En effet, le coefficient non linéaire effectif de l'accord de phase par biréfringence est une combinaison linéaire dépendante des différentes polarisations des d_{ij} du cristal.

Le quasi-accord de phase a par exemple pu être induit :

- en modulant périodiquement les propriétés intrinsèques d'un cristal de tellure par une onde acousto-optique (temporaire mais permettant une accordabilité en changeant la fréquence du champ acousto-optique) [Harris,68] [Souilhac,90] [Souilhac,93];
- en modulant périodiquement les propriétés intrinsèques de la silice par des interférences produites par une onde laser (temporaire) [Montant,01];
- temporairement en appliquant un champ électrique sur un oxyde ferroélectrique [Mukherjee,90];
- en soudant par diffusion des lames de matériau diélectrique isotrope [McMullen,75] comme l'arsénure de gallium GaAs [Szilagyi,76] [Thompson,76] [Gordon,93] [Wong,96] [Lallier,98] [Zheng,98] [Skauli,02] ou des lames de quartz [Okada,76].

On peut noter également un essai de simili-quasi-accord de phase obtenu en utilisant plusieurs plaques de tellure de cadmium CdTe (non biréfringent) alternativement retournées et espacées [Piltch,76].

II.2.c.ii Accordabilité

Les longueurs d'onde émises lors d'une interaction en quasi-accord de phase dépendent de la période de modulation du coefficient non linéaire. On peut obtenir une certaine accordabilité dans ces cristaux de diverses manières (Figure II-6) :

- modifier la longueur d'onde de pompe [Akagawa,97] [Kennedy,98];
- jouer sur la température du cristal et ainsi modifier à la fois les indices optiques et la période de modulation par dilatation [Myers,95b] [Hansson,97] [Gibson,98] (Figure II-7);
- utiliser un cristal dans lequel plusieurs périodes de modulation sont inscrites et passer d'une zone à une autre par translation du cristal [Myers,96ab] [Chou,99];

- inscrire un réseau de pas variable en éventail pour changer continûment les longueurs d'onde émises par translation du cristal [Ishigame,91] [Powers,98] [Zimmermann,02] ;
- appliquer une rotation au cristal pour utiliser un accord de phase non colinéaire [Pasiškevičius,00] [Smilgevičius,00] [Hsu,01]. On retrouve également la possibilité de tailler les cristaux de manière cylindrique [Pacaud,01] [Fève,01] [Weiss,01]. On peut dans certains cas changer l'angle d'incidence de la pompe en utilisant un défecteur acousto-optique pour obtenir un accord très rapide [Yang,99] ;
- utiliser l'effet électro-optique en appliquant un champ électrique au cristal [Lu,99] [O'Brien,99] ;
- en régime picoseconde ou femtoseconde en pompage synchrone, en modifiant la longueur de cavité (pour synchroniser les impulsions de la pompe et de l'onde oscillante) [Kartaloglu,98] [Loza-Alvarez,99] ou la fréquence de répétition [Klein,01].

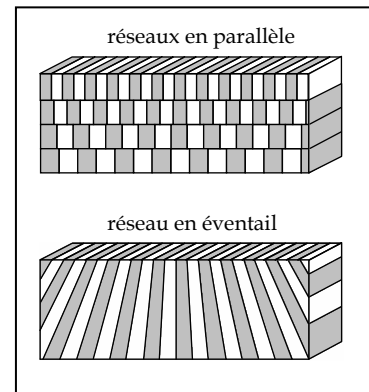


Figure II-6 – Structures de cristaux périodiquement polarisés pour génération de longueurs d'onde accordables.

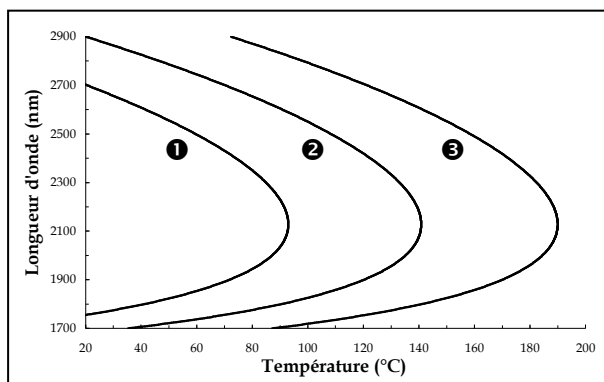


Figure II-7 – Simulation de l'accordabilité en température pour un cristal de PPKTP pompé à $1,064 \mu\text{m}$ et de périodes 39 ①, 38,5 ② et $38 \mu\text{m}$ ③.

On peut également créer simultanément plusieurs couples d'ondes signal et complémentaire en inscrivant plusieurs pas de modulation différents en série dans un cristal, en gravant un réseau aperiodique [Zhang,01] ou en pompant un cristal ayant des réseaux en parallèle avec un faisceau qui recouvre plusieurs pas différents [Matthews,97]. Un réseau aperiodique peut également être utilisé pour faire de la compression d'impulsions [Arbore,97ab] [Artigas,02], pour améliorer le profil spatial des ondes

générées en corrigeant les distorsions de phase [Wang,01] ou pour étendre l'acceptance spectrale du doublement de fréquence [Mizuuchi,98].

II.2.c.iii Cristaux périodiquement polarisés

Peu de cristaux ont pu jusqu'à maintenant être **périodiquement polarisés** (*periodically poled*, symbolisé par les lettres "PP" avant l'acronyme du cristal utilisé) par différentes méthodes apparues au début des années 1990.

Dès 1964, Miller suggère une méthode pour induire le quasi-accord de phase dans un cristal de BaTiO₃ pour effectuer le doublement de fréquence d'une onde produite par un laser à Nd:CaWO₄ [Miller,64]. En 1991, Myers et col. induisent une non-linéarité non négligeable dans de la silice fondue en la chauffant et en lui appliquant une tension de quelques kilovolts avec des électrodes réparties sur la longueur de l'échantillon [Myers,91]. Il faut attendre 1994 pour qu'un cristal de niobate de lithium LiNbO₃ puisse être périodiquement polarisé de manière acceptable [Burns,94] [Webjörn,94] [Myers,95a] [Goldberg,95]. Ce matériau est le premier cristal massif largement étudié pour le quasi-accord de phase en raison de ses propriétés de transparence sur une plage de longueurs d'onde relativement large (de 350 nm à plus de 4 μm), et car on peut obtenir des échantillons de niobate de lithium de très bonne qualité optique, la croissance de ce cristal étant bien maîtrisée au début des années 1990. Le quasi-accord de phase est obtenu dans ce cristal en inversant périodiquement ses domaines ferroélectriques car ceci revient à inverser le coefficient non linéaire (la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$). Cette inversion peut également être obtenue sur des cristaux massifs en intervenant lors du processus de croissance du cristal par une méthode de Czochralski modifiée [Feng,80] [Feisst,85] [Magel,90] [Jundt,91] ou par gravure par faisceau d'électrons [Haycock,86] [Ito,91] [Restoin,01] mais ces méthodes ne sont pas viables commercialement car les résultats sont trop peu reproductibles, de qualité moyenne ou ne permettent de produire que des cristaux de dimensions faibles. La méthode la plus fiable et la plus utilisée qui a d'abord été appliquée aux guides d'onde [Yamada,93] est l'inversion des domaines ferroélectriques par application d'un champ électrique externe sur le cristal via un réseau d'électrodes de période double de la longueur de cohérence de l'interaction à produire [Webjörn,94]. L'inversion des domaines devient permanente lorsque le champ électrique appliqué est supérieur au champ coercitif du niobate de lithium (~ 21 kV.mm⁻¹) pendant 50 ms à température ambiante [Myers,95a]. L'énergie fournie au cristal est alors suffisante pour déplacer les anions de lithium et de niobate par rapport aux cations d'oxygène et créer une polarisation permanente qui inverse le signe du coefficient non linéaire (Figure II-8).

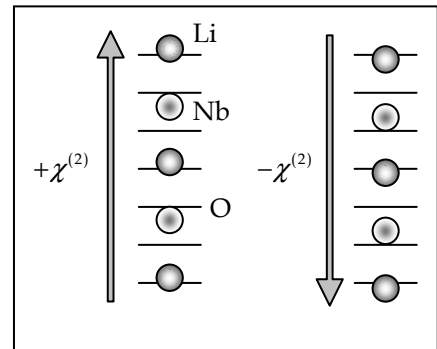


Figure II-8 – Disposition des ions dans le cristal de LiNbO₃ avant et après orientation de polarisation.

Commercialement, il est difficile de trouver du niobate de lithium périodiquement polarisé d'épaisseur supérieure au millimètre (il est difficile à produire à cause de son fort

champ coercitif), mais de nombreux fournisseurs de cristaux proposent ce type de produit pour des épaisseurs de 0,5 mm (par exemple l'INO au Canada, *Deltronic Crystal Industries Inc.* aux États-Unis, *Stratophase Ltd.* en Grande-Bretagne).

À la suite des résultats obtenus sur le niobate de lithium ont pu être polarisés périodiquement par une méthode similaire :

- le phosphate de potassium et titanyl KTiOPO_4 (KTP)¹ [Chen,94] ;
- le tantalate de lithium LiTaO_3 (LT) [Zhu,95] [Kitaoka,96] ;
- l'arsenate de rubidium et titanyl RbTiOAsO_4 (RTA) [Karlsson,96] ;
- l'arsenate de potassium et titanyl KTiOAsO_4 (KTA) [Rosenman,99] ;
- le niobate de potassium KNbO_3 (KN) [Meyn,99] ;
- le phosphate de rubidium et titanyl RbTiOPO_4 (RTP) [Karlsson,99a] ;
- le β' - $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ (β' -GMO) [Yuan,02].

La valeur des champs coercitifs étant plus faible pour ces cristaux que pour le niobate de lithium ($\sim 1,7 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ pour le LT [Hatanaka,00], $\sim 2 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ pour le KTP et le RTA [Peltz,01], $\sim 9 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ pour le KTA [Rosenman,99], $\sim 0,5 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ pour le KN [Meyn,99]), on peut les fabriquer avec des épaisseurs plus importantes : 2 mm pour le PPLT, 3 mm pour le PPKTP [Hellström,00a] [Hellström,00b] et le PPRTA [Karlsson,99b].

Il est à noter que le PPLN et le PPLT (ainsi que leurs variantes congruentes plus transparentes dans l'ultraviolet ou stoechiométriques dont le champ coercitif est plus faible [Kitamura,98]) subissent des dommages photoréfractifs lorsqu'ils sont utilisés à température ambiante. Ils doivent donc être chauffés pour éviter les problèmes liés à cette propriété.

L'avantage de la plupart de ces nouveaux cristaux par rapport au PPLN est qu'ils ont un seuil de dommage plus élevé. Pour pouvoir utiliser le PPLN avec des faisceaux d'intensité plus importante, des essais de soudage par diffusion de cristaux de PPLN de même périodicité ont été menés [Missey,97] [Missey,98].

Comme il est difficile d'obtenir des pas de modulation inférieurs à quelques micromètres avec une bonne homogénéité, certaines conversions de fréquences ne peuvent pas être obtenues en quasi-accord de phase de type 1 (les trois ondes en interaction sont dans le même état de polarisation) et d'ordre 1 (la période de modulation est égale à une longueur de cohérence). Wang et col. proposent d'utiliser pour le doublage de fréquence d'un laser à

¹ Notons que le premier PPKTP a été obtenu par gravure par faisceau d'électrons en 1993 [Gupta,93].

saphir dopé au titane (Ti:Al₂O₃) un quasi-accord de phase de type 2 avec un pas de modulation inscriptible avec une bonne régularité. [Wang,99]

II.3 Solutions analytiques en ondes planes

Nous allons dans cette partie présenter des solutions analytiques aux équations de propagation présentées précédemment, pour les différents types d'accord de phase.

Dans le cas général, le système (I.18) n'a pas de solution analytique. Si on suppose que les ondes sont planes, c'est-à-dire que les amplitudes \mathcal{A}_n ne dépendent ni de x ni de y , les termes ③ et ④ du système disparaissent et il reste :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{A}_1}{\partial z} = -\frac{\alpha_1}{2} \mathcal{A}_1 + i \frac{\omega_1}{cn_1 \cos^2(\rho_1)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_2^* \mathcal{A}_3 e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{\partial \mathcal{A}_2}{\partial z} = -\frac{\alpha_2}{2} \mathcal{A}_2 + i \frac{\omega_2}{cn_2 \cos^2(\rho_2)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_1^* \mathcal{A}_3 e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{\partial \mathcal{A}_3}{\partial z} = -\frac{\alpha_3}{2} \mathcal{A}_3 + i \frac{\omega_3}{cn_3 \cos^2(\rho_3)} d_{\text{eff}} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2 e^{+i\Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (\text{I.26})$$

Ce système n'admet toujours pas de solution analytique dans le cas général. On peut néanmoins le résoudre en supposant le milieu sans perte ($\alpha_n = 0$) ou en supposant l'accord de phase réalisé ($\Delta k = 0$).

II.3.a Étude en milieu non absorbant

Lorsqu'on considère que les coefficients d'absorption sont tous nuls, on montre que les intensités $\mathcal{I}_n = \frac{1}{2} \varepsilon_0 cn_n |\mathcal{A}_n|^2$ des ondes vérifient les relations de Manley-Rowe [Manley,56] :

$$\frac{1}{\omega_1} \frac{d\mathcal{I}_1}{dz} = \frac{1}{\omega_2} \frac{d\mathcal{I}_2}{dz} = -\frac{1}{\omega_3} \frac{d\mathcal{I}_3}{dz}. \quad (\text{I.27})$$

Elles peuvent également s'écrire en utilisant les flux de photons $\Phi_n = \frac{\mathcal{I}_n}{\hbar \omega_n}$ sous la forme :

$$\frac{d\Phi_1}{dz} = \frac{d\Phi_2}{dz} = -\frac{d\Phi_3}{dz}. \quad (\text{I.28})$$

Ces relations indiquent que les flux de photons pour les ondes 1 et 2 varient de la même manière, et que le flux de photons pour l'onde 3 varie à l'opposé : pour chaque photon de l'onde 3 consommé, un photon aux ondes 1 et 2 est créé (différence de fréquences), et inversement (somme de fréquences).

On pose $\kappa = \frac{2\pi d_{eff}}{\cos(\rho_1)\cos(\rho_2)\cos(\rho_3)} \sqrt{\frac{2\pi}{n_1 n_2 n_3 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}}$.

Les solutions du système (I.26) pour les intensités peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} I_1(z) = \frac{2\pi}{n_1 \lambda_1} [a_1 - b \operatorname{sn}^2(\kappa \mathcal{D}(z + z_0), \gamma)] \\ I_2(z) = \frac{2\pi}{n_2 \lambda_2} [a_2 - b \operatorname{sn}^2(\kappa \mathcal{D}(z + z_0), \gamma)] \\ I_3(z) = \frac{2\pi}{n_3 \lambda_3} [a_3 + b \operatorname{sn}^2(\kappa \mathcal{D}(z + z_0), \gamma)] \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

où a_1, a_2, a_3, b, δ et γ sont des constantes qui apparaissent lors de l'intégration (elles sont dépendantes du désaccord de phase Δk , des indices de réfraction n_n , des pulsations ω_n et des angles de double réfraction ρ_n). sn est la fonction sinus de Jacobi définie par sa fonction

réciroque $\operatorname{sn}^{-1}(\alpha, \beta) = \int_0^\alpha \frac{dx}{(1-x^2)(1-\beta x^2)}$.

Les intensités varient donc périodiquement au cours de la propagation. La période des oscillations a pour expression :

$$\Delta Z = \frac{2}{\kappa \delta} \int_0^{\pi/2} \frac{du}{\sqrt{1-\gamma \sin^2(u)}}. \quad (\text{I.30})$$

Les interactions non linéaires dans le cas d'un désaccord de phase non nul et pour ΔZ non infini sont donc un enchaînement de création d'ondes 1 et 2 aux dépens de l'onde 3, et de reconversion des ondes 1 et 2 vers l'onde 3 (Figure II-9).

Lorsque ΔZ est infini, c'est-à-dire pour $\frac{I_1}{I_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2}$, les flux de photons sont égaux pour les ondes 1 et 2, et tous les photons 1 se recombinaient avec les photons 2 pour former des photons 3 jusqu'à ce que les intensités des deux ondes s'annulent.

Pour ce qui concerne l'évolution des phases, on pourra avantageusement se reporter aux annexes des références [Dubois,97b] ou [Mennerat,00].

II.3.b Prise en compte de l'absorption

Si on considère que toutes les ondes ont le même coefficient d'absorption α , les solutions prennent la forme :

$$\begin{cases} I_1(z) = \frac{2\pi}{n_1\lambda_1} \left[a_1 - b \operatorname{sn}^2 \left(\frac{2\kappa\delta}{\alpha} \left(2 + e^{-\frac{\alpha z}{2}} + e^{-\frac{\alpha z_0}{2}} \right), \gamma \right) \right] e^{-i\frac{\alpha z}{2}} \\ I_2(z) = \frac{2\pi}{n_2\lambda_2} \left[a_2 - b \operatorname{sn}^2 \left(\frac{2\kappa\delta}{\alpha} \left(2 + e^{-\frac{\alpha z}{2}} + e^{-\frac{\alpha z_0}{2}} \right), \gamma \right) \right] e^{-i\frac{\alpha z}{2}} \\ I_3(z) = \frac{2\pi}{n_3\lambda_3} \left[a_3 + b \operatorname{sn}^2 \left(\frac{2\kappa\delta}{\alpha} \left(2 + e^{-\frac{\alpha z}{2}} + e^{-\frac{\alpha z_0}{2}} \right), \gamma \right) \right] e^{-i\frac{\alpha z}{2}} \end{cases} \quad (\text{I.31})$$

L'évolution des intensités des trois ondes au cours de la propagation avec et sans absorption est représentée Figure II-9.

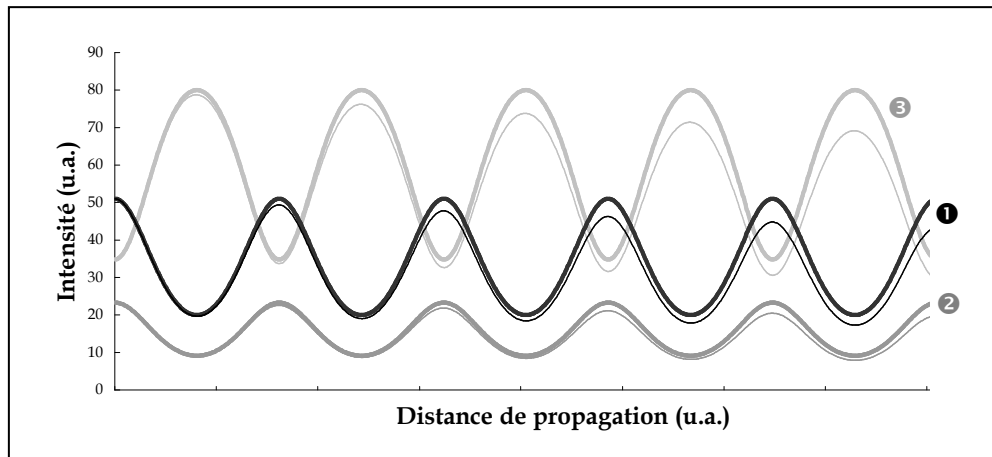


Figure II-9 – Exemple d'évolution des intensités des trois ondes au cours de la propagation en milieu non linéaire. En trait fort sans absorption, et en trait fin avec absorption égale sur toutes les ondes.

II.3.c Non-dépeuplement de l'onde 3

Il est intéressant de résoudre le système (I.26) en considérant l'intensité de l'onde de pompe constante au cours de la propagation ($I_3 = I_{3,0}$ et $A_3 = A_{3,0}$). Cette hypothèse est surtout valable dans les cas de l'amplification ou de l'oscillation paramétrique (que nous définirons au paragraphe suivant), pour lesquels l'intensité de pompe (onde 3) est très supérieure au début de la conversion de fréquences à celle des ondes signal et complémentaire (ondes 1 et 2).

Le système à résoudre devient alors, si on considère un milieu sans absorption :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = i \frac{\omega_1}{cn_1 \cos^2(\rho_1)} d_{eff} A_2^* A_{3,0} e^{-i\Delta k \cdot z} \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = i \frac{\omega_2}{cn_2 \cos^2(\rho_2)} d_{eff} A_1^* A_{3,0} e^{-i\Delta k \cdot z} \end{cases} \quad (I.32)$$

Les solutions de ce système en termes d'intensités pour une intensité de l'onde 2 considérée nulle pour $z = 0$ se mettent sous la forme :

$$\begin{cases} I_1(z) = I_{1,0} \left[1 + \left(\frac{\Gamma}{g} \operatorname{sh}(gz) \right)^2 \right] \\ I_2(z) = I_{1,0} \frac{\omega_2}{\omega_1} \left(\frac{\Gamma}{g} \operatorname{sh}(gz) \right)^2 \end{cases} \quad (I.33)$$

où Γ désigne le **gain paramétrique** par unité de longueur défini par ^{[Harris,69] [Byer,77]} :

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_1\omega_2 d_{eff}^2 I_{3,0}}{n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c^3} \quad (I.34)$$

et en posant
$$g^2 = \Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4}. \quad (I.35)$$

Il est à noter que, de préférence à l'intensité, nous utiliserons lors de la caractérisation des oscillateurs paramétriques optiques la **densité de puissance crête DP_{cr} de l'onde incidente** exprimée en MW/cm² et définie pour un faisceau gaussien par :

$$DP_{cr} = \frac{2P_{cr}}{\pi w_0^2} \quad (I.36)$$

où P_{cr} est la puissance crête de la pompe et w_0 le rayon du faisceau de pompe à $1/e^2$ de l'énergie maximale. En régime impulsionnel, $P_{cr} = \frac{E}{\tau}$, E étant l'énergie d'une impulsion de pompe et τ la durée à mi-hauteur de cette impulsion.

Pour $\Delta k < 2\Gamma$ le paramètre g est réel et la quantité $G = 1 + \left(\frac{\Gamma}{g} \operatorname{sh}(gz) \right)^2$ appelée **gain linéaire** est supérieure à 1 : il y a amplification exponentielle des ondes 1 et 2 au cours de la propagation. Lorsque $\Delta k > 2\Gamma$, les intensités des ondes 1 et 2 varient de manière sinusoïdale (Figure II-10).

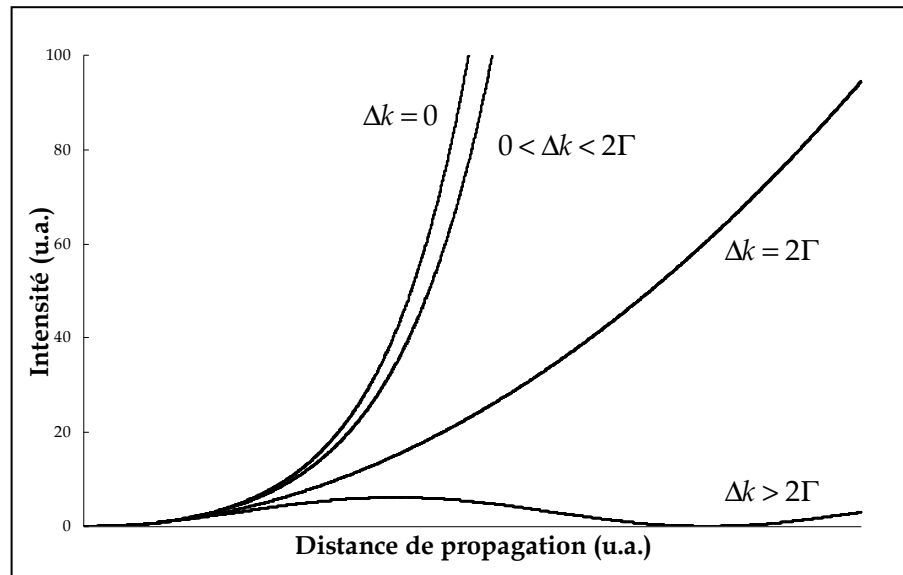


Figure II-10 – Influence du désaccord de phase sur l'intensité de l'onde 2 au cours de la propagation ($I_{2,0} = 0$).

Le gain linéaire G est maximal pour un désaccord de phase nul¹, et décroît lorsque le désaccord de phase augmente. Les ondes pour lesquelles le désaccord de phase est faible sont amplifiées dans une moindre mesure que celles qui ont un désaccord de phase nul, mais on note que l'accord de phase a une certaine bande passante : l'acceptance angulaire.

II.3.d Acceptance angulaire - cristaux en compensation de double réfraction

On définit généralement l'**acceptance angulaire** pour un cristal massif comme étant l'angle pour lequel $\Delta k \cdot L = 2\pi$, où L est la longueur parcourue dans le cristal. Elle représente la tolérance angulaire sur la direction de l'accord de phase parfait.

Dans certaines configurations, on essaie de compenser l'effet de la double réfraction en utilisant plusieurs cristaux orientés de sorte que la double réfraction induite par un cristal soit compensée par le cristal suivant [Samanta,90] [Zondy,94] [Zondy,96]. La configuration des cristaux retournés les uns par rapport aux autres est appelée **WOC** (pour "Walk-Off-Compensated"). Si les cristaux sont en plus soudés entre eux par diffusion on l'appelle **DBWOC** ("Diffusion-Bonded"). Cette méthode permet d'obtenir un meilleur recouvrement des faisceaux qu'avec un cristal massif de même longueur, et donc d'améliorer l'efficacité de la conversion.

Nous allons comparer l'acceptance angulaire d'un cristal massif avec celle de deux cristaux montés en compensation de double réfraction et de même longueur totale.

Nous utilisons pour cette démonstration un accord de phase de type 2 *oeo*. Les ondes signal

¹ Ce n'est en fait pas tout à fait vrai [Smith,70].

et complémentaire jouant un rôle similaire, les résultats sont interchangeable pour un accord de phase de type *ooe*. Nous utilisons par souci de simplicité des ondes planes.

Pour un système en accord de phase parfait ($\Delta k = 0$), une rotation dans le plan critique ne modifie pas les vecteurs d'onde des ondes ordinaires, mais modifie celui de l'onde extraordinaire (signal), car l'indice optique vu par cette onde dépend de l'angle de propagation dans le cristal. Lorsqu'on s'éloigne de l'accord de phase parfait, l'efficacité de conversion diminue.

Pour une onde de pompe supposée d'intensité constante et prépondérante par rapport à celle des autres ondes en interaction, et en négligeant l'absorption, les solutions en ondes planes des équations de propagation en amplitude (I.26) peuvent être écrites sous la forme [Shen,84] :

$$\begin{cases} \mathcal{A}_y(z) = \mathcal{A}_{s0} \left[\cosh(\gamma z) - i \frac{\Delta k}{2\gamma} \sinh(\gamma z) \right] e^{i \frac{\Delta k \cdot z}{2}} + i \frac{\mathfrak{A}}{\gamma} \mathcal{A}_{c0}^* \sinh(\gamma z) e^{i \frac{\Delta k \cdot z}{2}} \\ \mathcal{A}_c^*(z) = \mathcal{A}_{c0}^* \left[\cosh(\gamma z) + i \frac{\Delta k}{2\gamma} \sinh(\gamma z) \right] e^{-i \frac{\Delta k \cdot z}{2}} - i \frac{\mathfrak{B}}{\gamma} \mathcal{A}_{s0} \sinh(\gamma z) e^{-i \frac{\Delta k \cdot z}{2}}, \end{cases} \quad (\text{I.37})$$

où $\mathfrak{A} = \frac{d_{\text{eff}} \cdot \omega_s \cdot \mathcal{A}_p}{c \cdot n_s}$, $\mathfrak{B} = \frac{d_{\text{eff}} \cdot \omega_c \cdot \mathcal{A}_p^*}{c \cdot n_c}$, $\gamma = \sqrt{\mathfrak{A}\mathfrak{B} - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}$, les indices p , s et c se rapportant aux ondes pompe, signal et complémentaire d'amplitudes initiales \mathfrak{A}_p , \mathfrak{A}_{s0} et \mathfrak{A}_{c0} , z étant la distance de propagation.

On définit le gain de l'onde signal pour un cristal de longueur L par $G_y = \left| \frac{\mathcal{A}_y(L)}{\mathcal{A}_{s0}} \right|^2 - 1$.

En ce qui concerne le gain de deux cristaux de longueurs respectives L_1 et L_2 montés et soudés par diffusion en compensation de double réfraction (pas de perte ni de déphasage à l'interface), on effectue le calcul en utilisant les amplitudes de sortie du premier cristal en tant qu'amplitudes d'entrée du second. On développe la solution de l'équation de propagation de l'onde signal en fonction des désaccords de phase dans chaque cristal Δk_1 et Δk_2 [Armstrong,97] :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_y(z) = & \mathcal{A}_{s0} e^{i \frac{\Delta k_1 L_1 + \Delta k_2 L_2}{2}} \left[\cosh(\gamma_1 L_1) \cosh(\gamma_2 L_2) + \left(\frac{4\mathfrak{A}_2 \mathfrak{B}_1 - \Delta k_1 \Delta k_2}{4\gamma_1 \gamma_2} \right) \sinh(\gamma_1 L_1) \sinh(\gamma_2 L_2) \right] \\ & - i \frac{\Delta k_1}{2\gamma_1} \sinh(\gamma_1 L_1) \cosh(\gamma_2 L_2) - i \frac{\Delta k_2}{2\gamma_2} \cosh(\gamma_1 L_1) \sinh(\gamma_2 L_2) \\ & + \mathcal{A}_{c0}^* e^{i \frac{\Delta k_1 L_1 + \Delta k_2 L_2}{2}} \left[\frac{\mathfrak{A}_1 \Delta k_2 - \mathfrak{A}_2 \Delta k_1}{2\gamma_1 \gamma_2} \sinh(\gamma_1 L_1) \sinh(\gamma_2 L_2) + i \frac{\mathfrak{A}_1}{\gamma_1} \sinh(\gamma_1 L_1) \cosh(\gamma_2 L_2) \right] \\ & + i \frac{\mathfrak{A}_2}{\gamma_2} \cosh(\gamma_1 L_1) \sinh(\gamma_2 L_2) \end{aligned} \quad (\text{I.38})$$

L'expression de l'amplitude du complémentaire est similaire à (I.38).

Nous avons représenté Figure II-11 l'évolution du gain de l'onde signal en fonction des désaccords de phase et de deux valeurs de gain dans chacun des deux cristaux considérés. Dans notre exemple la longueur de chaque cristal est de $L_1 = L_2 = 10$ mm. Les deux gains pic considérés sont de 2,4 et 50 000.

Le cas des cristaux parfaitement montés en compensation de double réfraction correspond au déplacement sur la courbe pour laquelle $\Delta k_1 = -\Delta k_2$. Pour un cristal massif de même

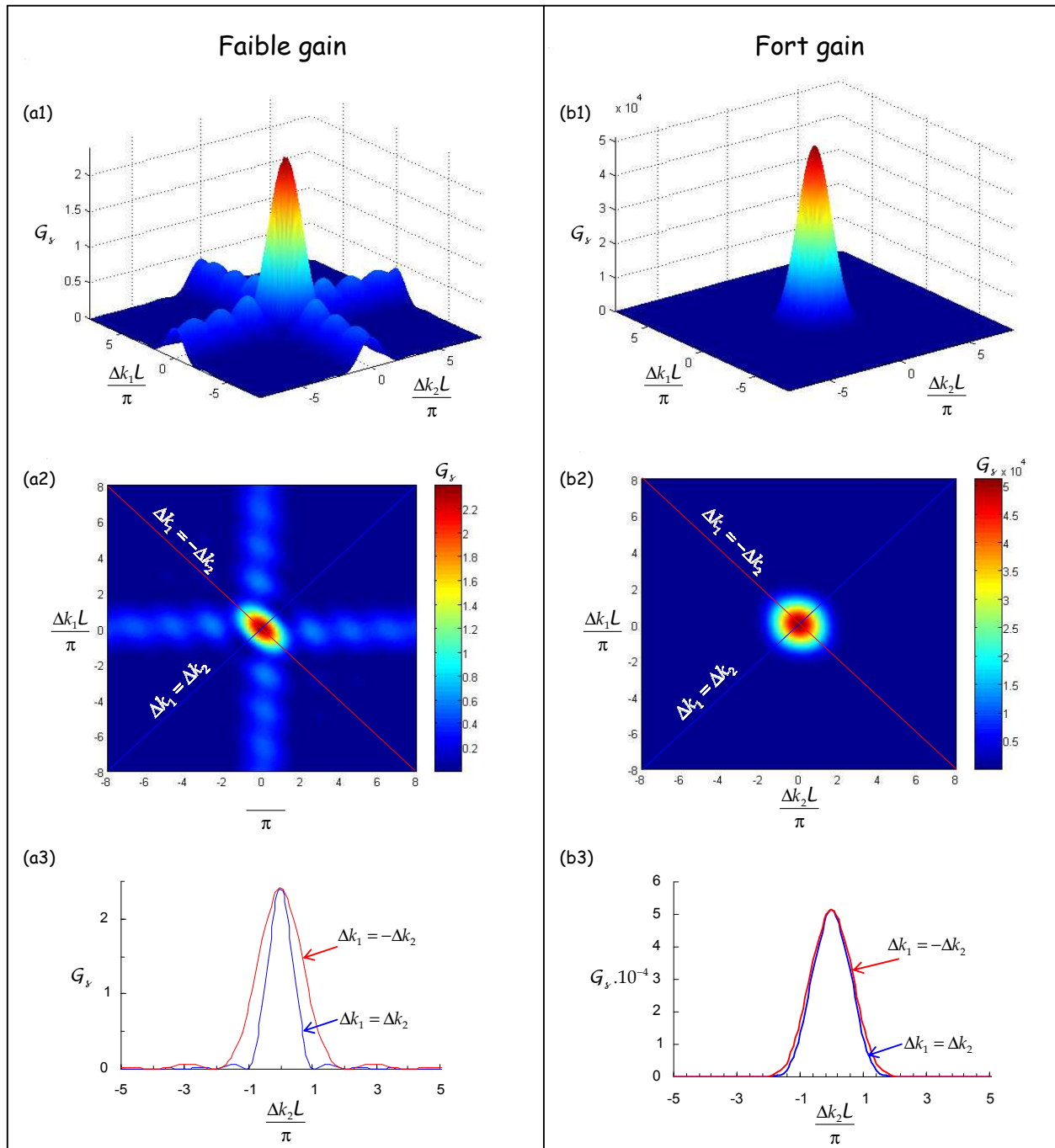


Figure II-11 - Évolution du gain derrière deux cristaux soudés en fonction du désaccord de phase dans chaque cristal et pour deux valeurs de gain.

longueur totale il faut regarder le cas $\Delta k_1 = \Delta k_2$ (deux cristaux pour lesquels la double réfraction est dans le même sens). Dans chaque cas, le gain est maximal pour $\Delta k_1 = \Delta k_2 = 0$ et décroît lorsqu'on s'éloigne de ce point. Sur les figures (a2) et (a3), nous pouvons remarquer que **pour un gain faible, la tolérance au désaccord de phase est deux fois plus grande pour les cristaux en compensation de double réfraction que pour un cristal massif**. Cette tolérance accrue disparaît lorsqu'on passe à un régime de fort gain : elle reste inchangée pour $\Delta k_1 = -\Delta k_2$ et s'accroît pour $\Delta k_1 = \Delta k_2$.

II.3.e Solutions pour le quasi-accord de phase

On peut exprimer le coefficient non linéaire d_{QAP} en fonction de sa série de Fourier [Micheli,95], en considérant qu'il change de signe avec une période Λ . La longueur sur laquelle il est positif est notée l^+ . Si on appelle rapport cyclique la quantité $\mathcal{D} = \frac{l^+}{\Lambda}$, on a :

$$d_{QAP}(z) = d_{eff} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{2}{m\pi} \sin(m\pi\mathcal{D}) e^{-ik_m \cdot z} \quad (I.39)$$

où d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif dans un matériau massif pour la configuration des polarisations des ondes en interaction considérée¹ et $k_m = \frac{2m\pi}{\lambda}$. Seul le coefficient de Fourier qui réalise l'accord de phase contribue efficacement à l'interaction paramétrique.

Le système d'équations (I.26) reste valable pour le quasi-accord de phase si on remplace d_{eff} et Δk respectivement par $d_{QAP,m}$ et $\Delta k_{QAP,m}$, et si on ne considère plus que le coefficient de Fourier d'ordre m qui contribue à l'interaction.

Les nouvelles quantités introduites peuvent être exprimées en fonction des données précédentes suivant :

$$d_{QAP,m} = d_{eff} \frac{2}{m\pi} \sin(m\pi\mathcal{D}) \quad (I.40)$$

$$\text{et} \quad \Delta k_{QAP,m} = \Delta k - k_m = k_3 - k_1 - k_2 - k_m \quad (I.41)$$

en considérant que tous les vecteurs d'onde sont colinéaires au vecteur \vec{k}_m .

¹ Dans la plupart des cas pour une interaction en quasi-accord de phase de type 1 les trois ondes sont dans le même état de polarisation selon l'axe Z et on a alors $d_{eff} = d_{33}$, qui est en général le coefficient non linéaire le plus important.

Le coefficient non linéaire effectif est maximal pour $m=1$ avec un rapport cyclique $\mathfrak{D} = 50\%$, c'est le **quasi-accord de phase d'ordre 1**. On a alors :

$$d_{QAP,1} = \frac{2}{\pi} d_{eff} \quad (I.42)$$

et
$$\Delta k_{QAP,1} = k_3 - k_1 - k_2 - \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (I.43)$$

Le quasi-accord de phase d'ordre 1 est ainsi réalisé pour $\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k}$. Il suffit donc de choisir la période de retournement des domaines Λ en fonction des longueurs d'onde que l'on souhaite générer. Le coefficient non linéaire pour trois ondes polarisées selon l'axe Z vaut donc $d_{QAP,1,ZZZ} = \frac{2}{\pi} d_{33}$ et exploite le coefficient non linéaire du cristal le plus important.

Pour des périodes de retournement des domaines trop faibles pour être fabriquées pour un quasi-accord de phase d'ordre 1 (inférieures à quelques micromètres), on pourra utiliser un quasi-accord de phase d'ordre supérieur qui sera toutefois moins efficace. Nous avons représenté Figure II-12 une comparaison entre l'accord de phase par biréfringence considéré comme parfait et les quasi-accords de phase d'ordre 1 et 2 sur une distance de quelques longueurs de cohérence.

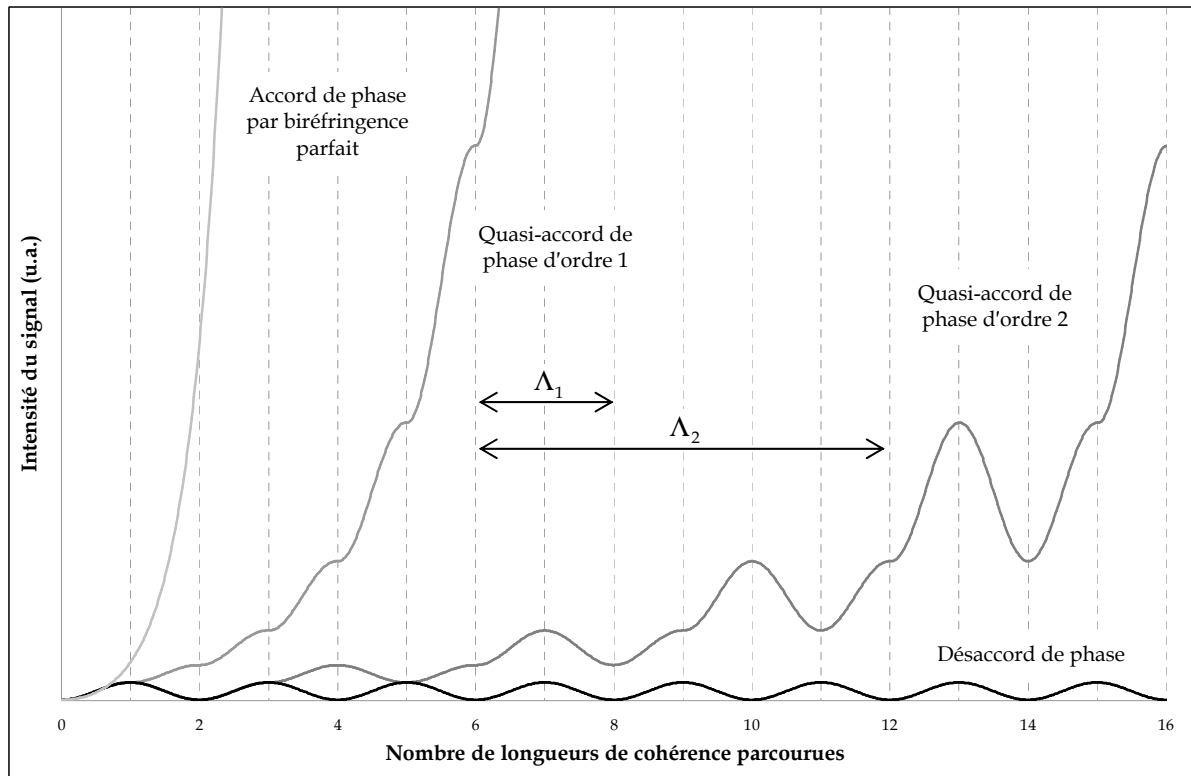


Figure II-12 – Influence du type d'accord de phase sur l'évolution des intensités au cours de la propagation – simulation effectuée avec les hypothèses du II.3.c – Comparaison entre le désaccord de phase, l'accord de phase par biréfringence supposé parfait et les quasi-accords de phase d'ordres 1 et 2 de périodes Λ_1 et Λ_2 .

III Processus paramétriques du deuxième ordre

Les concepts exposés dans la deuxième partie nous permettent d'introduire les différentes interactions paramétriques du deuxième ordre pouvant intervenir dans un milieu non linéaire, du phénomène d'amplification paramétrique à l'oscillation paramétrique optique.

III.1 Amplification paramétrique optique et différence de fréquences

Lorsqu'une onde électromagnétique cohérente de forte intensité et de fréquence ω_p (pour **pompe**) se propage dans un milieu non linéaire, ainsi qu'une autre onde de pulsation ω_s (pour **signal**) d'intensité faible, il y a, au cours de la propagation, amplification de l'onde à ω_s ainsi que création d'une onde **complémentaire** de pulsation ω_c qui est égale à la différence entre les pulsations des ondes pompe et signal [Mollow,67]. L'onde qui est injectée est appelée onde **sonde**. Ceci est vrai même si l'accord de phase n'est pas réalisé pour la conversion de fréquence de ω_p vers ω_s et ω_c mais en ce cas l'amplification reste extrêmement faible (cf. Figure II-10). C'est le processus d'**amplification paramétrique optique**.

D'après la loi de conservation de l'énergie, on a $\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_c$ avec, par convention, $\omega_p > \omega_s \geq \omega_c$.

Lorsque l'intensité de l'onde sonde (que l'on suppose être l'onde signal) est du même ordre de grandeur que celle de l'onde de pompe, on parle de **différence de fréquences**, car on crée une onde de pulsation ω_c qui est égale à la différence entre les pulsations des ondes pompe et signal (Figure III-1). Dans ce cas, la puissance de l'onde pompe et celle de l'onde signal sont toutes deux "consommées" par le processus.

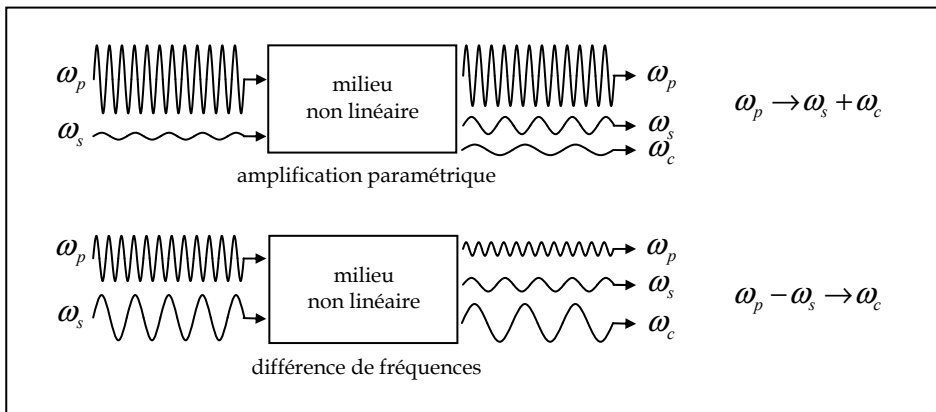


Figure III-1 – Amplification paramétrique et différence de fréquences.

III.2 Somme de fréquences

Le phénomène de **somme de fréquences** est similaire à celui de différence de fréquences, à ceci près qu'au lieu de générer une pulsation plus faible que les deux pulsations utilisées ω_1 et ω_2 , c'est une pulsation ω_3 supérieure qui est générée : $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ (Figure III-2).

Le **doublément de fréquence** est un cas particulier de somme de fréquences qui est très couramment utilisé. En effet, à partir d'un unique faisceau pompe de pulsation $\omega_1 = \omega_2$, on peut générer la fréquence double $\omega_3 = 2\omega_1$ en utilisant un accord de phase judicieux dans le milieu non linéaire considéré.

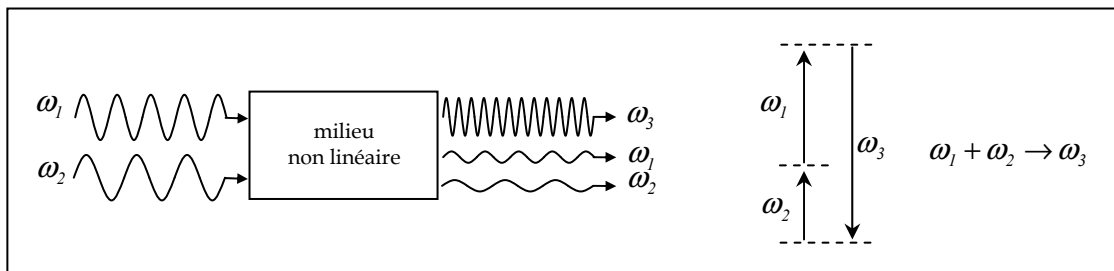


Figure III-2 – Somme de fréquences.

III.3 Fluorescence et génération paramétrique optique

III.3.a Fluorescence paramétrique optique

En tout point de l'espace, on considère qu'il y a génération de "bruit quantique", ou fluctuation du champ électrique du vide. Plus concrètement, il est établi qu'en tout point et à chaque pulsation électromagnétique ω , il existe une énergie équivalente à celle d'un demi-photon par mode¹ : $\mathcal{E} = \frac{\hbar\omega}{2}$.

Lorsqu'une onde électromagnétique cohérente de forte intensité et de fréquence ω_p se propage dans un milieu non linéaire, elle amplifie ces champs électriques du vide comme lors de l'amplification paramétrique, et, à chaque nouveau photon à la pulsation ω_s , un nouveau photon de pulsation ω_c est créé. C'est le processus de **fluorescence paramétrique optique**.

Les longueurs d'onde émises par ce processus couvrent une bande spectrale étendue, puisque tous les champs du vide sont ainsi susceptibles d'être amplifiés. On peut considérer

¹ En fait on considère que la valeur du bruit est équivalente soit à l'énergie d'un photon signal ou un photon complémentaire, soit à celle d'un demi-photon signal et un demi-photon complémentaire [Louisell,61] [Gordon,63] [Byer,68a] [Giallorenzi,68] [Kleinman,68].

ce phénomène comme la "fission" d'un photon pompe en deux nouveaux photons signal et complémentaire (Figure III-3).

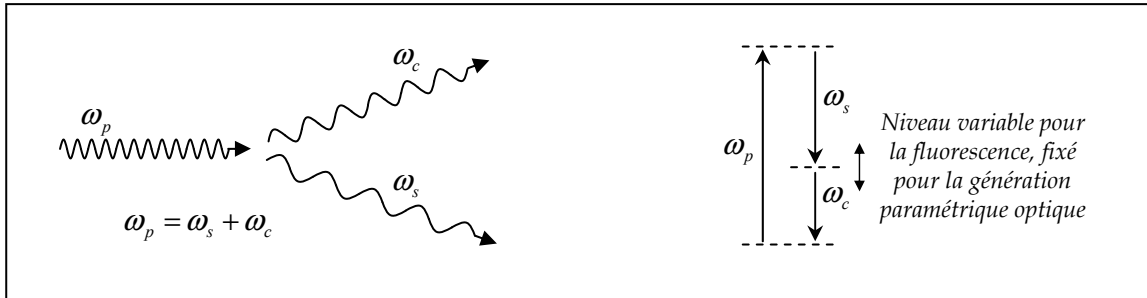


Figure III-3 - Fluorescence et génération paramétrique optique.

III.3.b Génération paramétrique optique

La fluorescence paramétrique optique génère une quantité infinie de couples de fréquences signal et complémentaire. Si la condition d'accord de phase est vérifiée pour la conversion de fréquence de ω_p vers un couple de fréquences signal et complémentaire ω_s et ω_c , les deux ondes à ces fréquences sont amplifiées au cours de la propagation de l'onde de pompe dans le milieu non linéaire : c'est la **génération paramétrique optique** (Figure III-4). Comme la fluorescence, ce phénomène est amorcé grâce au bruit quantique, et l'amplification des ondes signal et complémentaire, qui est exponentielle en fonction de la longueur du milieu amplificateur, s'en trouve relativement limitée.

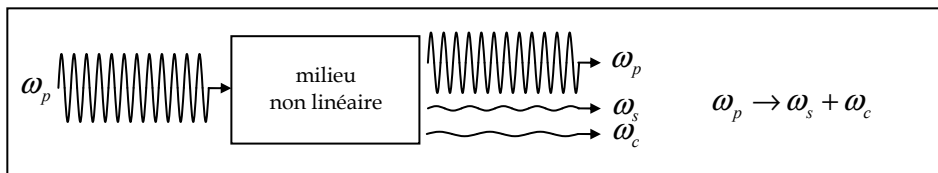


Figure III-4 - Génération paramétrique optique.

III.4 Oscillation paramétrique optique

L'efficacité de la génération paramétrique optique étant proportionnelle à la longueur du milieu amplificateur, il est intéressant d'allonger artificiellement cette longueur en plaçant ce milieu dans une cavité résonante : c'est le principe de l'**oscillateur paramétrique optique (OPO)**. En créant par exemple une cavité simplement résonante sur l'onde signal, le milieu non linéaire est traversé un grand nombre de fois par cette onde. L'onde signal est amplifiée

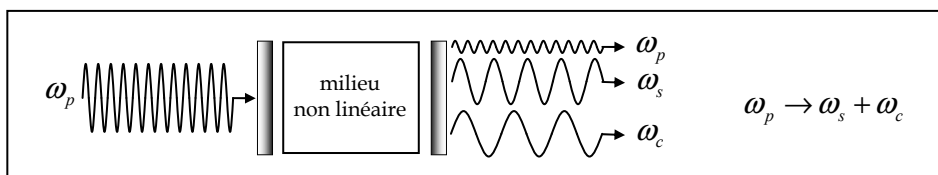


Figure III-5 - Oscillateur paramétrique optique.

à chaque passage dans le même sens que l'onde de pompe, améliorant donc efficacement le rendement obtenu par simple passage (Figure III-5).

IV Oscillateurs paramétriques optiques

L'oscillateur paramétrique optique est donc un système dont le principal intérêt réside dans le fait qu'il permet de générer des ondes de longueurs d'onde inaccessibles par effet laser, et cela de manière très efficace.

Du fait que l'OPO est constitué d'un milieu à gain placé dans une cavité résonante, le principe présente quelques similitudes avec celui du laser, parmi lesquelles en particulier l'existence d'un seuil de fonctionnement. Mais, alors que le gain d'un laser provient d'une inversion de population due à un stockage de l'énergie issue d'une source non nécessairement cohérente dans le milieu amplificateur, le gain d'un OPO trouve son origine dans l'interaction non linéaire d'un faisceau de pompe cohérent avec le milieu. L'OPO crée un couple de fréquences signal et complémentaire que l'on peut en général accorder sur une large plage, ce qui présente un intérêt certain pour diverses applications comme le lidar, la spectroscopie ou la contre-mesure optique.

Il existe différents types d'oscillateurs paramétriques optiques que l'on peut classer selon six critères : le régime temporel de fonctionnement, la géométrie de la cavité, le nombre d'ondes résonantes dans la cavité, la configuration de pompage, l'accord de phase utilisé et son accordabilité éventuelle, et la présence ou non d'éléments optiques dans la cavité.

Dans un premier temps, nous détaillons les différents critères permettant de classer les OPO, puis nous introduisons brièvement les paramètres influant sur la largeur spectrale des ondes qu'il émet.

IV.1 Types d'OPO

IV.1.a Régime temporel de fonctionnement

On distingue les pompes par une onde en régime continu et en régime impulsionnel.

En régime impulsionnel nanoseconde, le temps de traversée des ondes dans le cristal est très inférieur à la durée de l'impulsion de pompe. Si l'on veut obtenir un rendement acceptable, il est préférable d'utiliser des cavités courtes. En revanche, en régime picoseconde ou femtoseconde, on emploie des cavités longues afin de pouvoir effectuer un pompage synchrone [Butterworth,94] [Holtom,94] [Meng,01].

IV.1.b Configuration de pompage

Il est possible de pomper un OPO à partir d'une onde issue d'un premier OPO au lieu d'un laser. On peut alors par exemple obtenir des ondes dans l'infrarouge moyen ou lointain à partir d'une source de longueur d'onde proche de $1 \mu\text{m}$ avec des cristaux trop absorbants pour être pompés à cette longueur d'onde, ou encore obtenir une très grande bande d'accord spectral [Isyanova,96] [Isyanova,99]. Les deux OPO sont alors **en série** ou **en cascade** [Raffy,93] [Raffy,94] [Mennerat,98] [Terry,98] [Vaidyanathan,97] (cf. Figure IV-1).

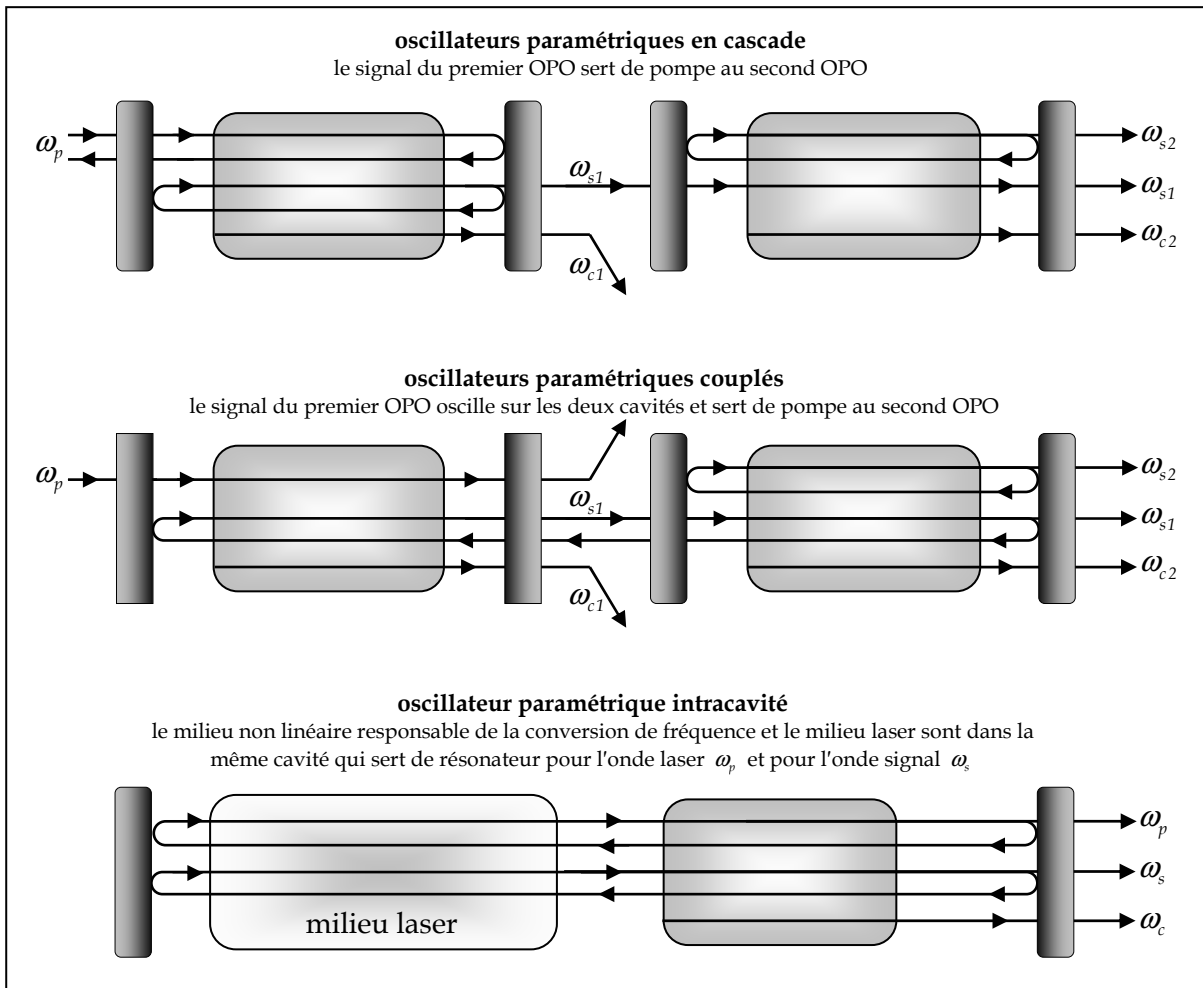


Figure IV-1 – OPO en cascade, OPO couplés et OPO intracavité.

Il peut être intéressant, afin de réduire la largeur spectrale des ondes émises ou de stabiliser l'oscillation, d'**injecter** l'onde signal ou complémentaire via une source externe de faible puissance [Bjorkholm,69] [Cassedy,79] [Fix,96] [Isyanova,00].

Lorsque le deuxième OPO est inclus dans la cavité du premier, on parle d'OPO **en tandem**, à **cavités imbriquées** ou à **cavités couplées** [Kaz,94a] [Moore,96] [Phua,98a]. L'onde signal ou complémentaire du premier OPO oscille alors sur toute la longueur de la cavité.

Dans le cas d'un pompage par laser, si le milieu non linéaire est placé dans la cavité du laser de pompe pour profiter de son facteur de surtension, l'OPO est dit **intracavité** [Debuisschert,96] [Englander,96] [Greiner,97] [Chuang,97] [Dubois,98] [Ebrahimzadeh,99] [Paiss,00]. Il est également possible de réaliser des OPO **auto-pompés** (le même cristal servant à la fois de milieu laser et de convertisseur de fréquence), permettant d'obtenir des sources laser tout solide accordables [Barraco,01] [Barraco,02].

IV.1.c Nombre d'ondes résonantes dans la cavité

On distingue différents types d'OPO selon le nombre d'ondes qui oscillent dans la cavité (cf. Figure IV-3). Plus le nombre d'ondes résonantes dans la cavité est important, plus le seuil d'oscillation est faible.

Lorsqu'une seule onde (signal ou complémentaire) oscille, l'OPO est dit **simplement résonant** (SROPO). Dans ce cas, l'onde résonante doit, après un aller et retour dans la cavité (ou un tour dans une cavité en anneau), se retrouver en phase avec elle-même afin de générer des interférences constructives. Cela s'exprime sous la forme :

$$\frac{\omega}{c} L_{optique} = 2m\pi, \text{ avec } m \in \mathbb{N} \quad (I.44)$$

où ω est la pulsation de l'onde résonante et $L_{optique}$ la longueur optique sur un aller et retour pour une cavité linéaire ou un tour pour une cavité en anneau (cf. Tableau IV-1). Deux modes successifs pouvant résonner dans une cavité de longueur fixée sont donc séparés de

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c}{L_{optique}}.$$

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

Tableau IV-1 - Longueur optique suivant le type de cavité.

Lorsque les ondes signal et complémentaire oscillent toutes deux, l'OPO est dit **doublement résonant** (DROPO) [Boyd,66b] [Smith,73] [Eckardt,91]. Les deux ondes doivent alors vérifier simultanément la relation (I.44) en plus de vérifier la relation de conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_c$, ce qui implique :

$$\frac{\omega_p}{2\pi c} = \frac{m_s}{L_{optique,s}} + \frac{m_c}{L_{optique,c}}, \text{ avec } (m_s, m_c) \in \mathbb{N}^2. \quad (I.45)$$

La longueur de la cavité doit donc être adaptée de manière que cette relation soit vérifiée. Pour un couple d'entiers (m_s, m_c) donné, elle doit être solution d'une équation du second

degré. Inversement, pour une longueur de cavité donnée, seules les ondes signal et complémentaire dont les pulsations coïncident et qui restent dans l'acceptance spectrale de l'accord de phase sont susceptibles d'osciller (Figure IV-2).

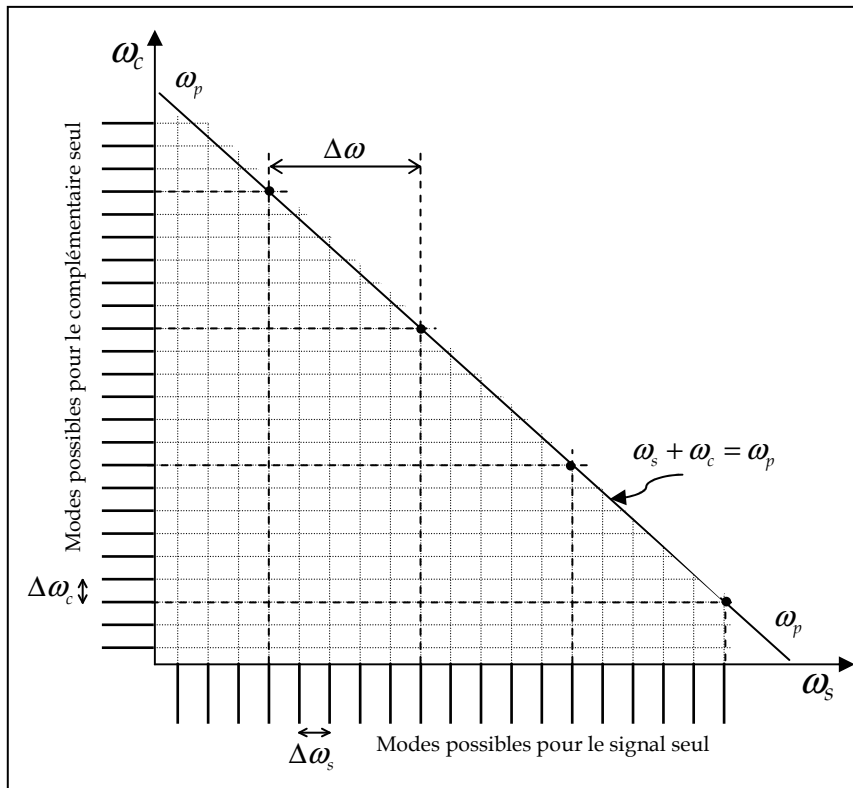


Figure IV-2 – Points de fonctionnement d'un OPO doublement résonant pour une cavité de longueur fixe. Il existe un nombre limité de couples signal-complémentaire • distants de $\Delta\omega$ susceptibles d'osciller.

Un changement de longueur de cavité de ΔL se traduit par un saut de pulsations égal pour les ondes signal et complémentaire à $\Delta\omega = \frac{n_c}{n_c - n_s} \omega_p \frac{\Delta L}{L_{cavité}}$ [Shen,84]. Pour stabiliser en

fréquence un OPO doublement résonant, il est donc nécessaire de contrôler parfaitement la longueur de la cavité afin de compenser d'éventuelles perturbations thermiques, mécaniques ou autres. On utilise en général en régime continu une boucle de rétroaction liée à un miroir de la cavité monté sur une cale piézoélectrique. Les OPO en régime impulsionnel sont encore moins faciles à stabiliser en fréquence compte tenu du fait que les paramètres de la conversion de fréquence (gain, déphasage entre les ondes) varient au cours du parcours de l'impulsion dans la cavité. On utilise alors en général des **cavités découplées** pour les ondes signal et complémentaire, ce qui peut se faire également en régime continu [Colville,94]. Telle que présentée sur le schéma Figure IV-3, la cavité est nécessairement longue. Ce type de configuration peut également être réalisé en cavité linéaire courte, avec des traitements différents sur chaque face du cristal : l'onde signal oscille entre le miroir d'entrée et la face de sortie du cristal, et l'onde complémentaire oscille entre la face d'entrée du cristal et le miroir

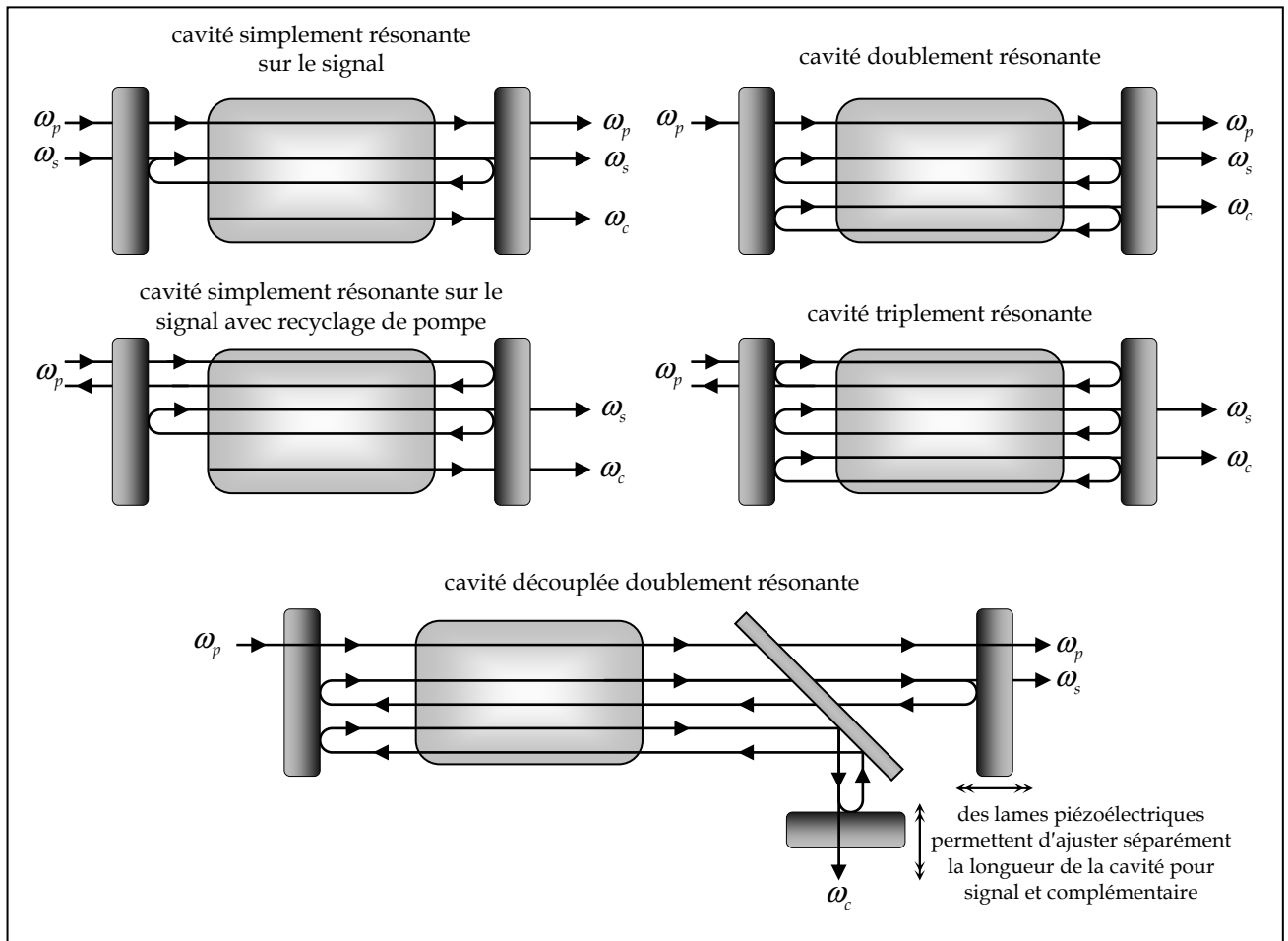


Figure IV-3 – Résonance dans les cavités des oscillateurs paramétriques.

de sortie [Drag,02]. Historiquement les premiers OPO étudiés étaient doublement résonants et instables. Des voies d'amélioration de ces configurations ont donc été explorées [Falk,71]. Les OPO doublement résonants sont très sensibles à la phase des ondes qui interagissent, et leur efficacité est réduite lorsqu'on utilise des ondes de pompe multimodes longitudinales.

Lorsque l'onde de pompe et les deux ondes générées oscillent dans la cavité l'OPO est dit **triplement résonant** (TROPO) [Mertz,91] [Richy,95] [Porzio,01]. Ces OPO en régime continu sont plus stables en fréquence que les OPO doublement résonants, et leur seuil d'oscillation est plus réduit.

Si en plus une harmonique de pompe oscille dans la cavité, l'OPO est **quadruplement résonant**¹ (QROPO) [Schiller,93] : un tel OPO génère donc efficacement 3 nouvelles ondes.

¹ Il est en fait doublement résonant à la fois pour le doublage de fréquence et pour l'oscillation paramétrique dont l'onde de pompe est la deuxième harmonique de la pompe initiale.

Lorsque l'onde de pompe est presque totalement transmise par le miroir d'entrée de la cavité, puis partiellement ou totalement réfléchi par le miroir de sortie de cavité afin de faire un deuxième passage dans le milieu amplificateur et réduire le seuil d'oscillation, l'OPO est dit à **recyclage** ou **double-passage de pompe**.

Des calculs des seuils d'oscillation théoriques pour des OPO simplement ou doublement résonants peuvent être trouvés dans la littérature [Brosnan,79] [Shen,84] [Dubois,97b].

IV.1.d Géométrie de la cavité

On peut distinguer deux paramètres concernant la géométrie d'une cavité d'oscillateur paramétrique. Un OPO peut fonctionner en cavité stable ou instable, cette cavité pouvant être linéaire ou en anneau (cf. Figure IV-4).

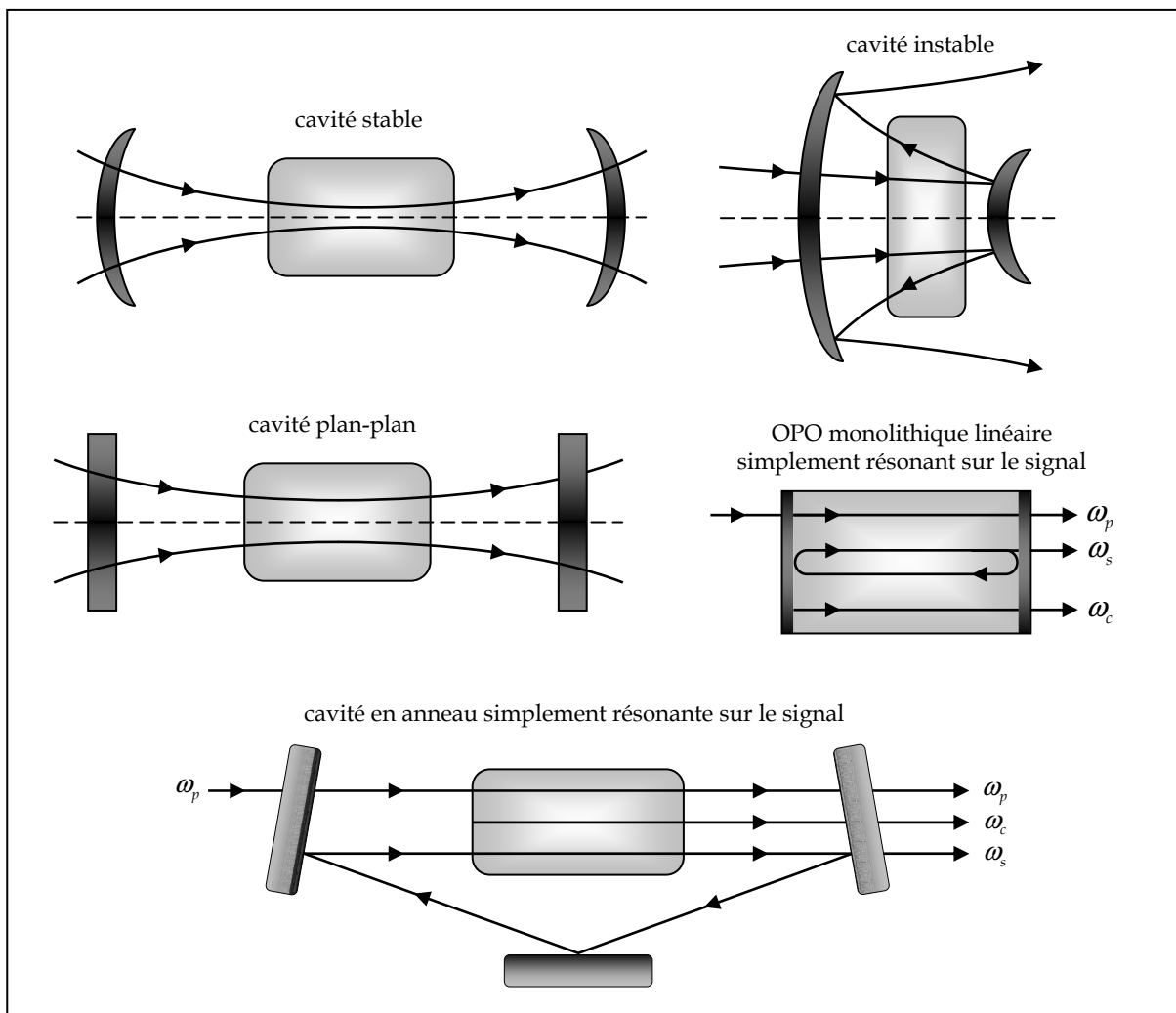


Figure IV-4 – Principe des principales géométries de cavités utilisées pour les oscillateurs paramétriques.

IV.1.d.i Stabilité

Une cavité peut être **stable** (utilisant un ou plusieurs miroirs concaves) ou **instable** (utilisant des miroirs concave et convexe). On peut également distinguer les cavités **plan-plan**.

Les cavités plan-plan sont les plus couramment utilisées pour les oscillateurs paramétriques. A priori de telles cavités ne sont pas stables. Elles sont en fait stabilisées par le gain paramétrique¹. La qualité de faisceau obtenue alors est généralement assez mauvaise, aussi, lorsque ce paramètre est primordial pour le système visé, on lui préférera une cavité stable ou instable [Brown,97] [Farmer,99], plus adaptée pour filtrer spatialement le faisceau et qui pourra même améliorer les performances de l'oscillateur [Neuman,96].

Toutefois, pour une cavité stable, la taille du faisceau est très faible, et donc inadaptée aux OPO en régime impulsionnel d'énergie de pompe moyenne (de quelques dizaines de millijoules par impulsion) ou forte (au-delà de la centaine de millijoules par impulsion) compte tenu de la résistance au flux des cristaux ou des traitements optiques utilisés.

Une cavité instable classique telle que représentée Figure IV-4 produit un faisceau annulaire en champ proche en sortie d'OPO à cause de la rétro-conversion sur l'axe [Dubois,97a] [Debuisschert,98] [Debuisschert,00]. Pour palier cet inconvénient on peut utiliser un miroir de sortie convexe à gradient de réflectivité [Chandra,96].

IV.1.d.ii Linéarité

Une cavité OPO peut être **linéaire** ou **en anneau**.

Pour une cavité linéaire, l'onde ou les ondes résonantes sont réfléchies en partie par le miroir de fond de cavité et se propagent dans le cristal dans le sens inverse du sens de pompage. Dans un système pour lequel l'onde de pompe est transmise par le miroir de sortie, la conversion de fréquences ne peut se faire que dans le sens du pompage, ce qui peut mener à une reconversion des ondes signal et complémentaire vers une onde de la fréquence de la pompe par somme de fréquences dans le sens retour. Ce phénomène limite le rendement car il consomme les ondes signal et complémentaire créées lors du passage dans le premier sens de propagation. Il est appelé **rétro-conversion**. Lorsque l'onde de pompe est réfléchi par le miroir de sortie, la conversion de fréquences se produit dans les deux sens de propagation, pouvant ainsi réduire considérablement le seuil d'oscillation. Cependant l'utilisation du **recyclage de pompe** impose l'installation d'un isolateur optique (isolateur de Faraday en général) afin d'éviter le retour de l'onde de pompage dans l'oscillateur laser (il en est

¹ Le profil gaussien de gain généré par le profil spatial gaussien (en général) de l'onde de pompe confine l'onde résonante et stabilise la cavité [Brosnan,79].

d'ailleurs de même lorsque la pompe n'est pas recyclée et que la rétro-conversion est importante).

Dans une cavité en anneau, les ondes traversent le cristal toujours dans le même sens, ce qui évite le phénomène de rétro-conversion. Alors qu'une cavité linéaire peut être rendue très courte si on approche les miroirs des faces du cristal, une cavité en anneau est nécessairement plus longue, ce qui réduit le nombre de traversées du cristal des ondes, donc augmente le seuil d'oscillation et diminue le rendement de l'OPO.

Un cas particulier de cavité linéaire (plus rarement en anneau) est l'OPO **monolithique** : les traitements optiques des faces d'entrée et de sortie du cristal servent de miroirs de cavité (pour une cavité en anneau, on utilise une ou plusieurs réflexions totales internes dans le cristal [Schiller,99]). Les principaux avantages de ce type de cavité sont sa stabilité mécanique et sa compacité, qui peuvent être recherchées dans de nombreux dispositifs.

IV.1.e Configuration de l'accord de phase et accordabilité

On distingue les cristaux utilisés en accord de phase par biréfringence (dans le cas où plusieurs cristaux sont employés, en compensation de double réfraction ou non) ou en quasi-accord de phase, les configurations critique ou non critique, colinéaire ou non colinéaire.

L'accordabilité ainsi que le contrôle des longueurs d'onde émises peuvent être obtenus par modification de la température ou de l'angle d'incidence, par effet électro-optique, ou par modification de la longueur d'onde de pompe, comme nous l'avons vu aux paragraphes II.2.b.iii et II.2.c.ii.

IV.1.f Éléments intra-cavité

On peut utiliser des réducteurs de largeur spectrale tels qu'étalon Fabry-Pérot [Debuisschert,00], réseau ou cristal photoréfractif [Victori,02]. Pour améliorer la qualité du faisceau, on peut également utiliser un système constitué d'un prisme et de deux lames demi-onde [Smith,01] [Armstrong,02], un filtre spatial [Bourliaguet,99] ou un prisme de Porro [Nabors,97]. Pour générer de nouvelles longueurs d'onde on peut aussi insérer un milieu non linéaire effectuant une somme [Moore,93] ou une différence de fréquences intracavité¹ [Koch,95] [Utano,97] [Dearborn,98]. Un même cristal utilisé en quasi-accord de phase avec deux périodes différentes peut effectuer les deux opérations [Chen,00].

¹ Ces conversions ne sont pas des phénomènes à seuil comme l'oscillation paramétrique optique et sont généralement utilisées hors cavité. Leur emploi à l'intérieur de la cavité OPO permet d'augmenter leur rendement.

Insérer des éléments dans l'oscillateur allonge la cavité et donc nuit a priori aux performances énergétiques de l'OPO. Ce n'est pas toujours vrai car l'utilisation d'éléments sélectifs en fréquence permet de concentrer le gain sur un spectre étroit et permet parfois d'améliorer le rendement.

IV.2 Largeur spectrale

Nous nous plaçons dans le cadre de l'amplification ou de l'oscillation paramétrique.

Jusqu'ici nous avons considéré les ondes en interaction paramétrique comme strictement monochromatiques, c'est-à-dire que nous avons totalement négligé leur largeur et leur structure spectrales. Or, différents facteurs font que les ondes émises par interaction paramétrique ne sont pas purement monochromatiques :

- l'onde de pompe a une certaine largeur spectrale qui se répercute sur la largeur spectrale des ondes produites ;
- l'onde de pompe est divergente lors de l'interaction paramétrique, on doit donc tenir compte des composantes spectrales dues aux accords de phase proches de l'accord de phase principal qui sont générées par les faisceaux inclinés par rapport à la direction principale ;
- l'accord de phase a une certaine bande passante, même si on considère l'onde de pompe comme monochromatique et collimatée (cf. II.3.c).

IV.2.a Influence de la largeur spectrale de l'onde de pompe

Les fréquences des ondes qui interagissent sont liées par la relation de conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_s + \omega_c$, qui implique que les largeurs spectrales des trois ondes sont liées.

Cependant, l'élargissement spectral des ondes signal et complémentaire dû à la largeur spectrale de l'onde de pompe est en général négligeable par rapport aux autres causes, surtout en régime nanoseconde pour lequel l'onde de pompe est d'étendue spectrale faible. Il faut néanmoins tenir compte de ce paramètre lorsque l'onde de pompe est spectralement large, par exemple lors du pompage d'un oscillateur paramétrique par un autre oscillateur paramétrique.

Pour le quasi-accord de phase, on peut améliorer l'acceptance spectrale en utilisant un réseau non-uniforme^[Bortz,94].

IV.2.b Influence de la divergence de l'onde de pompe

En général le faisceau de pompe est divergent lors de l'interaction paramétrique, et les différentes composantes angulaires de ce faisceau ne peuvent pas vérifier exactement le même accord de phase.

Dans le cas de l'accord de phase par biréfringence, les composantes qui n'ont pas la direction de propagation principale réalisent un accord de phase proche de l'accord de phase principal, mais contribuent à l'élargissement spectral des ondes de sortie.

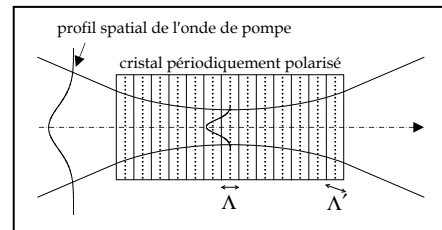


Figure IV-5 - Pas de la modulation d'un cristal périodiquement polarisé vu par une onde gaussienne focalisée en son centre.

Dans le cas du quasi-accord de phase, le pas de retournement vu par les parties divergentes du faisceau varie au cours de la propagation (Figure IV-5). Les longueurs d'onde ainsi créées restent proches des longueurs d'onde créées par le pas de modulation central, mais contribuent à l'élargissement spectral.

IV.2.c Bande passante de l'accord de phase

Si on considère l'onde de pompe comme monochromatique et parfaitement collimatée, des interactions pour lesquelles le désaccord de phase est faible interviennent dans le processus paramétrique. Ce phénomène est particulièrement important en accord de phase de type 1 lorsque les ondes générées sont proches de la dégénérescence (signal et complémentaire à la même fréquence).

Pour le quasi-accord de phase, lors du processus de retournement des domaines ferroélectrique, le pas peut présenter une certaine inhomogénéité dans le volume du cristal, ce qui élargit le spectre des ondes générées. L'effet de cette inhomogénéité sur le spectre et sur le rendement a été étudié pour le quasi-accord de phase dans les guides d'onde [Helmfrid,91] ou dans les cristaux massifs [Fejer,92] [Myers,97] [Maeda,99]. De plus, l'interaction paramétrique de type 1 (qui est la plus courante lorsque le quasi-accord de phase est utilisé) génère intrinsèquement des ondes de largeur spectrale relativement large.

Chapitre II

Contexte de l'étude et état de l'art

Ce chapitre présente le contexte de l'étude à laquelle cette thèse est consacrée. Nous présentons le cahier des charges du système que nous avons à concevoir. Nous effectuons ensuite un état de l'art des systèmes susceptibles d'y apporter une réponse. Enfin nous présentons les deux architectures retenues.

I Contexte de l'étude

L'objectif de ce travail est d'étudier la faisabilité d'un système qui, à partir d'une source laser à solide pompée par diodes de **haute cadence** et d'**énergie moyenne** à la longueur d'onde de $1,064 \mu\text{m}$, émette dans l'infrarouge entre 2 et $5 \mu\text{m}$, soit entre 2 et $3 \mu\text{m}$, soit entre $3,5$ et $5 \mu\text{m}$. Les principales propriétés recherchées sont :

- un **rendement énergétique important** ;
- une **bonne qualité de faisceau** ;
- une stabilité tir à tir de quelques % ;
- un coût et un encombrement très réduits ;
- une militarisation possible.

Compte tenu du caractère confidentiel (industrie et défense) des objectifs à atteindre, certaines spécifications ne pourront être précisées dans ce mémoire.

Aussi, les longueurs d'onde dans la suite de ce mémoire seront-elles référencées comme suit :

- λ_p pour la longueur d'onde de pompe à $1,064 \mu\text{m}$;
- λ_1 et λ_1' pour les longueurs d'onde complémentaire et signal autour de $2 \mu\text{m}$;
- λ_2 pour la longueur d'onde complémentaire entre $3,5$ et $5 \mu\text{m}$, et λ_2' l'éventuel signal correspondant ;

Diverses solutions sont envisagées, et des simulations sont réalisées afin d'effectuer un choix sur les configurations à tester. Nous entreprenons ensuite des essais expérimentaux à basse puis à haute cadence.

S'appuyant sur les récents progrès dans ce domaine, et compte tenu de la forte puissance moyenne de pompe visée, la solution retenue pour l'émission dans l'infrarouge à partir de la source considérée s'est orientée vers une configuration à base de conversions de fréquences du second ordre, et plus particulièrement à base d'oscillateurs paramétriques optiques.

II État de l'art

De nombreuses études ont été réalisées depuis le développement de l'optique non linéaire pour convertir un rayonnement du proche infrarouge vers l'infrarouge moyen et lointain. Plusieurs méthodes utilisant des cristaux en accord de phase par biréfringence ou en quasi-accord de phase ont pu être évaluées : différence de fréquences (avec ou sans OPO en tant que système de pompage), OPO à émission directe dans la bande spectrale voulue, OPO en série. Nous présentons donc dans un premier temps les différents cristaux utilisables pour la conversion vers l'infrarouge, puis nous effectuons un état de l'art de ces méthodes.

II.1 Cristaux non linéaires pour la conversion vers l'infrarouge

Assez peu de cristaux sont utilisables dans de bonnes conditions pour convertir une longueur d'onde proche de $1 \mu\text{m}$ vers la bande 2-5 μm .

Pour être susceptibles de convenir pour une conversion donnée, les cristaux doivent être transparents le plus possible aux trois ondes mises en jeu, et présenter une possibilité d'accord de phase. Dans notre cas, étant données la puissance moyenne importante et l'énergie mise en jeu, ces cristaux doivent posséder un seuil de dommage relativement élevé, pouvoir être produits dans de grandes dimensions avec une bonne homogénéité optique, et présenter une résistance certaine aux effets thermiques. Un coefficient non linéaire effectif important est également souhaitable dans la mesure où il permet de réduire la longueur optimale des cristaux, et donc de diminuer leur coût ainsi que l'incidence de l'absorption éventuelle du cristal sur les ondes mises en jeu.

Nous présentons les bandes de transparence et les seuils de dommage estimés des principaux cristaux utilisables pour la conversion de fréquence entre 2 et 5 μm sur le Tableau II-1 et la Figure II-1. On trouve également dans l'annexe 4 les courbes de transmission de certains cristaux.

II.1.a Cristaux pour la génération d'ondes autour de 2 μm

Le cristal de LiNbO_3 est utilisé depuis de nombreuses années pour ce type de conversion à partir d'une onde à $1 \mu\text{m}$. Sa fabrication dans de grandes dimensions et son homogénéité optique bien maîtrisées, sa large plage de transparence, son fort coefficient non linéaire et son faible coût en font en effet un candidat très intéressant pour l'utilisation en accord de phase par biréfringence ou en quasi-accord de phase. Cependant, son seuil de dommage est assez faible, ce qui est surtout gênant lorsqu'il est utilisé en quasi-accord de phase car son épaisseur est alors limitée à 1 mm. En accord de phase par biréfringence, l'accord de phase est très sensible à la température ce qui mène à une dérive spectrale principalement lors de

son utilisation à forte puissance moyenne [Miller,66]. Mais surtout, il présente un effet photoréfractif important¹ lorsqu'il est pompé avec des fortes densités de puissance.

Cristal	Seuil de dommage laser	
LiNbO ₃	300 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
KNbO ₃	170 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
LiIO ₃	120 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
AgGaSe ₂	25 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
AgGaS ₂	25 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
GaSe	35 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
CdSe	50 MW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
ZnGeP ₂	50 MW/cm ²	(10 ns, 2 μm)
KTiOPO ₄	3 GW/cm ²	(3 ns, 1 μm)
KTiOAsO ₄	1,5 GW/cm ²	(10 ns, 1 μm)
RbTiOAsO ₄	> 3 GW/cm ²	(3 ns, 1 μm)

Tableau II-1 – Seuil de dommage en surface des principaux cristaux utilisés en bande 2-5 μm²

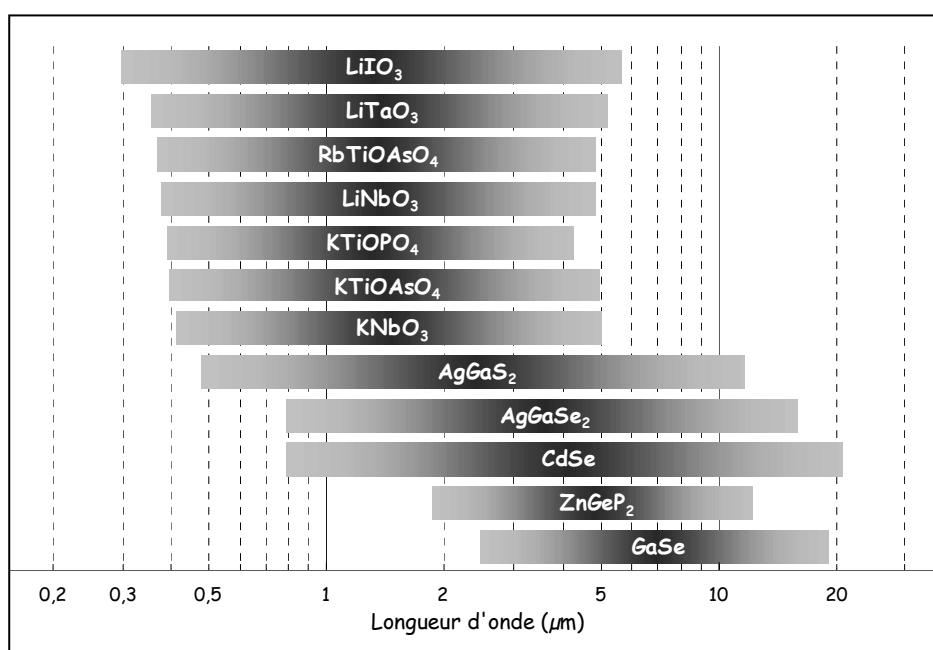


Figure II-1 – Bandes de transparence des principaux cristaux utilisés pour l'émission entre 2 et 5 μm ; les plages représentées correspondent aux zones sur lesquelles la transmission est supérieure à 50%.

¹ Cet effet se traduit par une altération photoinduite des indices de réfraction du cristal qui réduit l'efficacité de conversion et introduit des distorsions de front d'onde. Ce phénomène, qui peut être atténué par dopage au détriment de l'homogénéité, est réversible par illumination dans l'ultraviolet ou par chauffage.

² Sources : site Internet de la société Cristal Laser (<http://www.cristal-laser.fr>) ; logiciel SNLO [SNLO nonlinear optics code available from A.V. Smith, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM 87185-1423] disponible sur Internet à l'adresse <http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/xxtal.htm>. ; site Internet de la société Cleveland Crystals (<http://www.clevelandcrystals.com>)

Le tantalate de lithium LiTaO_3 peut également être périodiquement polarisé ; il présente un effet photoréfractif et les valeurs de ses coefficients non linéaires sont équivalentes à celles de son isomorphe LiNbO_3 . Sa bande de transparence est plus grande, ce qui lui vaut d'être principalement utilisé pour produire des ondes dans l'ultraviolet et le bleu.

L'iodate de lithium LiIO_3 présente une très large plage de transparence et peut être fabriqué dans des dimensions importantes. Cependant, il est hygroscopique, présente un faible seuil de dommage, et son coefficient non linéaire est modeste ($\sim 1,5 \text{ pm/V}$).

Le cristal de niobate de potassium KNbO_3 est surtout utilisé pour la conversion dans le visible malgré sa large plage de transparence en raison de sa grande criticité en angle ou en température (suivant l'accord de phase choisi) lors du pompage vers $1 \mu\text{m}$. Il convient mal en cela aux applications militaires

Le phosphate de potassium et titanyl KTiOPO_4 (KTP) est un cristal très utilisé pour la conversion de $1 \mu\text{m}$ vers $2 \mu\text{m}$, en raison de son seuil de dommage élevé et de sa disponibilité dans des dimensions respectables avec une très bonne homogénéité optique. Lorsqu'il est utilisé pour la conversion dans le visible (ou à partir du visible) avec une forte puissance moyenne, il présente un effet appelé "gray-tracking" qui nuit à sa transparence. Ce cristal présente pour la conversion qui nous intéresse un fort angle de double réfraction ($\sim 2,5^\circ$), ce qui peut justifier le montage de plusieurs cristaux en compensation de double réfraction.

Les isomorphes du KTP, à savoir principalement le KtOAsO_4 et le RbTiOAsO_4 , présentent sensiblement les mêmes propriétés pour la conversion de $1 \mu\text{m}$ vers $2 \mu\text{m}$, une meilleure transparence dans l'infrarouge ainsi qu'un seuil de dommage équivalent ou plus élevé, mais ont un coût plus important. Les trois cristaux peuvent être périodiquement polarisés, ce qui permet d'éviter les problèmes liés à leur forte double réfraction, et d'exploiter un coefficient non linéaire effectif plus important.

Le thiogallate d'argent AgGaS_2 peut également être utilisé pour cette conversion, mais son faible seuil de dommage, sa mauvaise transparence autour de $1 \mu\text{m}$ et ses très mauvaises propriétés thermiques en font un candidat beaucoup moins exploitable que le KTP ou le LiNbO_3 qui sont, avec leurs isomorphes, les cristaux les plus convenables pour notre application.

II.1.b Cristaux pour la génération d'ondes entre 4 et 5 μm

Le LiNbO_3 et le RTA, dont la bande de transparence s'étend au-delà de 4 μm , peuvent être utilisés pour générer des ondes entre 4 et 5 μm à partir d'une onde à 1 μm , malgré leur absorption qui commence à devenir importante au-delà de 4,5 μm .

Le séléniure de cadmium CdSe est un cristal pour lequel aucun accord de phase n'est possible pour une longueur d'onde de pompage inférieure à 1,8 μm . Ses coefficients non linéaires sont de l'ordre de 20 pm/V, et il est relativement résistant au flux laser pour un cristal utilisable dans cette gamme de longueurs d'onde.

Le séléniure de gallium GaSe possède des coefficients non linéaires très élevés (de 30 pm/V à 80 pm/V), mais il est très fragile et a une très faible conductivité thermique. Il est utilisé principalement pour générer des ondes entre 4 μm et 18 μm par différence de fréquences.

Les cristaux de AgGaS_2 possèdent des coefficients non linéaires estimés entre 10 pm/V et 60 pm/V. La puissance moyenne incidente doit être limitée à quelques watts en raison de leurs très forts et très anisotropes coefficients de dilatation qui les mènent à une rupture mécanique pour les faisceaux de forte puissance. Ces cristaux, comme ceux de sélénogallate d'argent AgGaSe_2 , sont généralement utilisés dans des systèmes à différence de fréquences.

Le phosphore de germanium et zinc ZnGeP_2 (ZGP) est le cristal infrarouge le plus efficace pour les interactions paramétriques (hors doublement de fréquence de la raie à 10,6 μm du CO_2): le coefficient non linéaire efficace est en général supérieur à 70 pm/V. Il est particulièrement adapté au pompage par une onde entre 2,05 μm et 3,5 μm . Sa transmission autour de 2 μm a été grandement améliorée ces dernières années par les progrès de sa cristallogénèse [Schunemann,97]. De plus, sa conductivité thermique ($18 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est excellente, ce qui en fait un candidat de choix pour les applications à forte puissance moyenne. Cependant sa croissance est très difficile et dangereuse, et peu de fournisseurs le commercialisent.

Nous présentons dans la suite quelques exemples de systèmes utilisant ces cristaux pour produire un rayonnement cohérent dans l'infrarouge.

II.2 Différence de fréquences

Cette méthode consiste à faire interagir en milieu non linéaire en simple passage deux ondes de longueurs d'onde proches (λ_a et λ_b) et de puissances équivalentes afin de générer la longueur d'onde λ_c telle que $\frac{1}{\lambda_c} = \frac{1}{\lambda_b} - \frac{1}{\lambda_a}$. L'absorption du milieu non linéaire doit être la

plus faible possible aux trois longueurs d'onde considérées afin de maximiser le rendement. Pour obtenir un rayonnement accordable, l'une des deux sources de départ doit être accordable, l'autre pouvant émettre à longueur d'onde fixe.

Le Tableau II-2 recense quelques résultats obtenus avec des systèmes à différence de fréquences.

Cristal	Pompe 1	Pompe 2	Plage d'accordabilité et résultats	Remarques	Référence
ADP	Rubis doublé 346,9 nm 2 MW crête, 30 ns	He:Ne 632,8 nm 10 mW	767,6 nm 1,2 MW crête		[Wang,65]
Proustite	Rubis 694 nm 45 kW crête, 12 ns	Colorant 734 nm → 746 nm 500 W crête	10,1 → 12,7 μm 100 mW crête		[Hanna,71]
CdSe	OPO à proustite pompé par un Nd:CaWO ₄ signal 1,87 μm → complémentaire 2,47 μm		7,8 → 20 μm		[Bhar,72]
LiNbO ₃	Argon 488 nm ou 514,5 nm 50 mW	Colorant 560 nm → 620 nm 50 mW	2,2 → 4,2 μm 0,5 μW à 3 μm	Régime continu pour spectroscopie	[Pine,74]
LiNbO ₃	Nd:YAG	Colorant	1,2 → 2,2 μm		[McIlroy,91]
PPLN	Nd:YAG 1,06 μm	Ti:Al ₂ O ₃ 750 nm → 950 nm	3,0 → 4,1 μm 0,5 mW	Régime continu	[Goldberg,95]
KTiOPO ₄	Ti:Al ₂ O ₃ 910 nm → 1,05 μm	Ti:Al ₂ O ₃ 690 nm → 750 nm	2,3 → 2,8 μm	Régime continu pour spectroscopie	[Momose,96]
		Ti:Al ₂ O ₃ + colorant 540 nm → 620 nm	1,2 → 1,9 μm 20 μW		
AgGaSe ₂	OPO à KTP pompé par un Nd:YAG signal 1,88 μm - complémentaire 2,45 μm énergie totale 40 mJ ; 10 ns		8,2 μm Jusqu'à 1 mJ	Qualité de faisceau médiocre en sortie	[Utano,97]
PPKTP	Nd:YLF doublé 523 nm 240 mW	Ti:Al ₂ O ₃ 750 nm → 850 nm 340 mW	1,65 → 1,71 μm 12 μW	Température du cristal et longueur d'onde du Ti:Al ₂ O ₃ adaptées simultanément pour maintenir une conversion efficace	[Gibson,98]
CdSe	OPO à LiNbO ₃ pompé par un Nd:YAG signal 1,8-2 μm / complémentaire 2,2-2,5 μm énergie totale 100 mJ ; 10 Hz		10 → 17 μm Jusqu'à 10 mJ		[Mennerat,98]
LiNbO ₃	OPO commercial pompé par un Nd:YAG pompe 1 : 1,06 μm résiduel ; 50 mJ, 8 ns pompe 2 : 1,5 μm → 1,9 μm ; 10 mJ, 2ns		2,5 → 4,5 μm 5 mJ à 3,3 μm	5 cristaux (15 cm au total !) montés en compensation de double réfraction	[Bohren,00]
PPRTA	Nd:YAG 1,06 μm	Diode laser 1,48 μm → 1,58 μm	3,25 → 3,70 μm	Évaluation des propriétés optiques et non linéaires du RTA	[Fradkin-Kashi,01]
PPRTA	Ti:Al ₂ O ₃ 713 nm 300 mW	Ti:Al ₂ O ₃ 871 nm 100 mW	3,93 μm 10 μW	Régime continu pour spectroscopie	[Chen,01]

Tableau II-2 – Quelques exemples de systèmes à différence de fréquences.

Ce type de conversion de fréquence permet de générer des ondes loin dans l'infrarouge et de faible largeur spectrale. Si on se restreint à la bande 2-5 μm, les cristaux généralement utilisés sont le LiNbO₃, le KTP et le RTA (périodiquement polarisés ou non). Dans l'ensemble les rendements obtenus ne dépassent pas quelques % du fait de la configuration impliquant que les deux ondes qui interagissent ne traversent qu'une fois le milieu non linéaire. On peut cependant noter que l'utilisation d'une très grande longueur de cristal non linéaire (150 mm

de LiNbO₃) a permis d'obtenir 5 mJ à 3,3 μm à partir de 50 mJ à 1064 nm et 10 mJ à 1,57 μm, ce qui correspond à un rendement quantique total de 30 % [Bohren,00].

Ce type de système permet d'émettre à partir d'une source à 1 μm, une onde vers 2 μm et une onde au-delà de 4 μm (avec un OPO suivi d'une différence de fréquences), mais avec des rendements relativement réduits. De plus, si l'on veut générer une onde entre 4 et 5 μm à partir d'une configuration à OPO pompé à 1,064 μm suivi d'une différence de fréquences, l'onde complémentaire générée par l'OPO se trouve dans la bande d'absorption de l'eau. En effet, pour générer une onde à 4 μm ou 5 μm, la longueur d'onde complémentaire est respectivement de 2,9 μm et 2,7 μm. Se pose en plus le problème de recouvrement des faisceaux dans le cristal à différence de fréquences, et de son maintien dans un système militaire.

II.3 Oscillateur paramétrique optique

Nous ne nous attachons ici qu'aux oscillateurs paramétriques optiques pompés à partir de sources de longueur d'onde proche de 1 μm (qui sont pour la plupart des lasers utilisant des matrices dopées aux ions néodyme) et émettant directement en bande 2-5 μm. De même que précédemment, cette technique nécessite des cristaux non linéaires de bonne transmission à la longueur d'onde de pompe et aux longueurs d'onde générées (cf. Tableau II-1) ainsi que la possibilité d'effectuer un accord de phase pour la conversion visée avec un coefficient non linéaire effectif le plus élevé possible. Dans notre cas il n'est pas possible d'utiliser un OPO intracavité car notre laser de pompe à 1 μm de conception modulaire doit pouvoir être employé pour d'autres applications. Nous présentons cependant quelques résultats obtenus avec ce type d'OPO à titre de comparaison. Le Tableau II-3 et le Tableau II-4 recensent quelques résultats obtenus avec des OPO utilisant des cristaux respectivement à accord de phase par biréfringence et à quasi-accord de phase.

Au vu des résultats référencés dans ces tableaux, les meilleurs candidats pour notre système sont les cristaux de LiNbO₃, KTP et RTA, de préférence périodiquement polarisés car ils possèdent un meilleur coefficient non linéaire effectif que les cristaux massifs utilisés en accord de phase par biréfringence, et les ondes ne subissent pas les effets de la double réfraction. Par exemple, un rendement énergétique global de 51 % a été obtenu dans un cristal de PPKTP [Hellström,99] alors que le meilleur rendement obtenu dans un KTP massif dans la même plage de longueurs d'onde est de 32 % [Kaz,94b]. Une autre solution consiste à utiliser des cristaux montés (ou soudés par diffusion pour éviter les pertes aux interfaces) en compensation de double réfraction, afin d'optimiser la longueur d'interaction entre l'onde de pompe et les ondes créées. On peut obtenir avec une telle configuration un rendement de l'ordre de 50 % [Arisholm,02b].

On peut également remarquer qu'avec une énergie incidente très importante, un rendement énergétique total de 50 % a été atteint dans un cristal de LiNbO_3 émettant à $2,5 \mu\text{m}$ [Mennerat,00].

Laser de pompage	Cristal	Résultats	Rendement		Remarques	Référence
			sig	cpl tot		
20 mJ ; 20 ns ; 5 Hz	LiNbO ₃	1,4-4,2 μm 1 mJ au total		5%		[Herbst,74]
120 mJ ; 15 ns		2,2-4,0 μm 2 mJ à 4 μm		2%		[Michael,86]
5,6 mJ ; 14,5 ns		1,43-1,57 μm / 3,3-4,15 μm 640 μJ à 3,7 μm		11%	OPO intracavité	[Lavi,96]
20 mJ ; 25 ns ; 10 Hz		1,42-1,49 μm / 3,4-4,2 μm			Accord électro-optique	[Ewbank,97]
30 mJ ; 20 ns		1,9 μm / 2,4 μm 9 mJ au total		30%	Cavité instable	[Debuisschert,98]
1 J ; 15 ns ; 10 Hz		1,8 μm / 2,5 μm 500 mJ au total		50%		[Mennerat,00]
1-100 Hz	KNbO ₃	1,38-1,59 μm / 3,2-4,6 μm			OPO intracavité	[Englander,96]
50 mJ ; 30 ns	KTP	2,0-2,2 μm 1 mJ au total		2%		[Burnham,89]
25 mJ ; 10 ns ; 10 Hz		1,8-2,4 μm 3 mJ au total		12%		[Lin,90]
11 W ; 10 Hz		2-2,2 μm 3,5 W à 2,1 μm		32%	OPO intracavité	[Kaz,94b]
650 mJ ; 6 ns ; 10 Hz OPO injecteur (~ 2 μm) 5 mJ ; 6 ns		1,9-2,0 μm / 2,3-2,4 μm 95 mJ à 2,33 μm		15%	OPO injecté	[Brown,99]
1064 nm ; 3 kHz		2,02 / 2,25 μm 6,5 W ; 37 ns			OPO intracavité	[Phua,00]
48 W ; 100-150 ns ; 5 kHz		2 μm 6,5 W au total		14%	OPO intracavité	[Wu,00a]
500 mJ ; 15 ns ; 10 Hz	DBWOC KTP	2,03-2,23 μm 120 mJ au total		24%		[Mennerat,00]
37 mJ ; 16 ns ; 10 Hz		proche dégénérescence 10,6 mJ de complémentaire		29%	2 paires de cristaux de DBWOC KTP en cavité simplement résonante	Ce travail
Nd:YALO (1079 nm) 6,22 kHz	DBWOC KTP	2 μm 21,4 W au total			OPO intracavité	[Wu,00b]
Nd:YLF (1053 nm) 230 mJ ; 25 ns ; 10-30 Hz Diode d'injection 1,53-1,56 μm	KTA	2,066-1,573 μm / 2,167- 3,184 μm 63 mJ au total		27%	OPO injecté	[Isyanova,00]
1,2 mJ ; 10 Hz	AgGaS ₂	1,4-4,2 μm 125 μJ à 3,5 μm		10%		[Phua,98b]
10 Hz		1,17-1,46 μm / 3,9-11,3 μm				[Vodopyanov,99]

Tableau II-3 - Exemples d'oscillateurs paramétriques optiques pompés vers $1 \mu\text{m}$ émettant vers $2 \mu\text{m}$ et/ou dans la bande $4-5 \mu\text{m}$ à partir de cristaux en accord de phase par biréfringence polarisés – sauf exceptions, le laser de pompe est à Nd:YAG émettant à 1064 nm.

Laser de pompage	Cristal	Résultats	Rendement			Remarques	Référence	
			sig	cpl	tot			
0,5 mJ ; 7 ns ; 100 Hz	PPLN	1,664-2,951 μm 0,08 mJ à 1,83 μm	16%				[Myers,95b]	
5,8 W ; 40 ns ; 10 kHz		1,37-1,72 μm / 2,8-4,8 μm 2 W à 1,54 μm / 0,6 W à 3,45 μm	34%	10%	44%		[Bosenberg,96a]	
100 mW ; 7 ns ; 1 kHz		1,36-1,98 μm / 2,30-4,83 μm 6 mW à 4 μm		6%			[Myers,96a]	
13 W ; continu		1,45-1,62 μm / 3,11-3,98 μm 0,36 W à 1,57 μm / 1,24 W à 3,25 μm	3%	10%	13%		[Bosenberg,96b]	
22 mJ ; 7 ns ; 5 Hz		1,45 / 4 μm 2,1 mJ au total			10%	Empilement de PPLN soudés	[Missey,97]	
13 W ; 18 ns ; 10 kHz		1-5 μm 3,7 W au total			28%	3 périodes excitées simultanément	[Matthews,97]	
780 mW ; continu		1,45-1,99 μm / 2,29-4,0 μm 235 mW à 2,39 μm		30%			[Schneider,98]	
7,5 W ; 50-100 kHz		1,45 μm / 4 μm 528 mW / 212 mW	7%	3%	10%	OPO intracavité	[Chuang,99]	
Nd:YVO ₄ (1064nm) 5,3 W ; 15 ns ; 20 kHz		1,465-1,565 μm / 3,323-3,885 μm 1,5 W à 1,55 μm / 0,72 W à 3,40 μm	28%	14%	42%		[Elder,00]	
22 mJ ; 3,5 ns ; 30 Hz		1,375-1,71 μm / 2,82-4,70 μm 7,4 mJ à 1,50 μm / 3,6 mJ à 3,63 μm	34%	16%	50%	OPO monolithique	[Missey,00]	
1,6 mJ ; 15 ns ; 10 Hz		1,48-1,80 μm / 2,61-3,82 μm 170 μJ / 52 μJ ; 5ns	11%	3%	14%		[Schlup,00]	
200 μJ ; 1 kHz		1,45-1,8 μm / 2,6-4 μm 13 μJ / 18 μJ	6%	9%	15%		[Richman,00]	
continu		1,85 μm / 2,50 μm 850 mW au total				OPO intracavité	[Paiss,00]	
Nd:YVO₄ 2,65 W ; 23 ns, haute cadence			1,45 μm / 4,20 μm 720 mW / 240 mW	27%	9%	36%		Ce travail
1,6 W ; 120 ns ; 1 kHz		PPLT	1,43-1,59 μm / 3,22-4,16 μm 280 mW à 1,55 μm	18%				[Hatanaka,00]
3,5 mJ ; 5 ns ; 20 Hz	PPKTP	1,8-2,5 μm 1,8 mJ au total (1,8 μm + 2,5 μm)			51%	1,2 mJ maximum dans une seule direction de propagation	[Hellström,99]	
28,5 mJ ; 5 ns ; 20 Hz		1,715-1,745 μm / 2,803-2,726 μm 12,5 mJ au total			45%		[Hellström,00a]	
222 mW (37 μJ) ; 2,3 ns ; 6,7 kHz		1,72-1,92 μm / 2,39-2,79 μm 46 mW (7,7 μJ) au total			21%		[Pasiškevičius,00a]	
Nd:YVO ₄ (1064 nm) 7,2 W ; 20 kHz		1,72 μm / 2,79 μm 2 W au total			28%		[Peltz,01]	
58 mJ ; 11 ns ; 10 Hz		1,72 μm / 2,79 μm 18,3 mJ au total			32%			
430 μJ ; 5,1 ns ; 10 Hz		1,515-2,040 μm / 2,220-3,560 μm 74 μJ au total			17%	Cristal cylindrique	[Fève,01]	
Nd:YVO₄ 6,8 W ; 23 ns, haute cadence		2,02 μm / 2,25 μm 3,2 W au total			48%		Ce travail	
haute cadence		PPKTA	1,439 μm / 4,083 μm			30%		[Rosenman,99]
8 W ; 20 kHz		PPRTA	1,58 μm / 3,26 μm 1,3 W au total			16%		[Peltz,01]
Nd:YVO₄ 4,9 W ; 23 ns ; haute cadence			1,53 μm / 3,5 μm 530 mW à 3,5 μm		11%			Ce travail
Nd:YVO₄ 5,1 W ; 23 ns ; haute cadence	1,35-1,45 μm / 4-5 μm 1,8 W au total				25%		Ce travail	

Tableau II-4 – Exemples d'oscillateurs paramétriques optiques pompés vers 1 μm émettant vers 2 μm et/ou dans la bande 4-5 μm à partir de cristaux périodiquement polarisés – sauf exceptions, le laser de pompe est à Nd:YAG émettant à 1064 nm.

II.4 Mise en série d'oscillateurs paramétriques optiques

Utiliser deux oscillateurs paramétriques en cascade permet d'obtenir des ondes au-delà de $4\ \mu\text{m}$ à partir d'une onde de pompe à $1\ \mu\text{m}$. Cette solution permet d'adapter la longueur d'onde de pompage du second OPO afin qu'elle se trouve dans une plage de transparence du cristal pour laquelle l'accord de phase est possible.

En général, les ondes de sortie du premier étage servant de pompe au deuxième OPO se trouvent entre $1,5$ et $3,5\ \mu\text{m}$. Les rendements énergétiques généralement obtenus sont de l'ordre de 5 à 10% de $1\ \mu\text{m}$ vers l'infrarouge moyen (cf. Tableau II-5). La dernière configuration du tableau (dont la publication date de août 2002) présente un système à base de cristaux de KTP montés en compensation de double réfraction et de ZGP dont le rendement total de $1\ \mu\text{m}$ vers la bande $3-5\ \mu\text{m}$ atteint 14% [Arisholm,02b].

Ce type de configuration permet entre autres d'exploiter le cristal de ZnGeP_2 qui possède un coefficient non linéaire très élevé (de l'ordre de $70\ \text{pm/V}$) mais qui ne peut pas être utilisé avec une longueur d'onde de pompe inférieure à $2\ \mu\text{m}$ compte tenu de sa plage de transmission.

Néanmoins ce dispositif présente un certain nombre d'inconvénients susceptibles de le rendre inadapté au cahier des charges qui nous est imposé :

- la qualité de faisceau en sortie du deuxième OPO est directement liée à celle de l'onde qui le pompe, à savoir une onde issue du premier OPO (signal ou complémentaire). Ainsi, si on ne cherche pas à optimiser la qualité de faisceau du premier étage, celle du deuxième étage risque d'être fortement dégradée ;
- lorsque le premier OPO n'est pas filtré spectralement (ni injecté), et s'il est utilisé pour produire des ondes proches de la dégénérescence, la largeur spectrale des ondes peut se révéler importante, ce qui nuit alors au rendement du deuxième étage ;
- les instabilités temporelles, spatiales ou spectrales du premier OPO se répercutent dans le deuxième OPO, et y sont largement amplifiées.

Laser de pompage	Cristal OPO 1	Résultats OPO 1	Cristal OPO 2	Résultats OPO 2	Rendement			Remarques	Référence
					sig	cpl	tot		
40 mJ ; 20 ns ; 50 Hz	LiNbO ₃	1,44-4,10 μm 10 mJ ; 15 ns à 1,82 μm	AgGaSe ₂	2,6-6,0 μm 700 μJ au total			2%		[Raffy,93]
20 mJ ; 10 Hz	KTP	1,85 μm / 2,5 μm 4,5 mJ ; 10 ns à 1,96 μm	KTA	3,4-4,4 μm 1,1 mJ			6%	OPO 1 intracavité OPO à cavités couplées	[Kaz,94a]
Nd:YLF (1053 nm) 210 mJ ; 30 ns	KTA	1,52 μm / 3,45 μm 22 mJ à 3,45 μm	CdSe	5,12 μm / 10,58 μm 4,5 mJ à 5,12 μm			2%		[Isyanova,96]
78 mJ ; 10 ns ; 5 Hz	KTP	1,57 μm / 3,30 μm 30mJ ; 6 ns à 1,57 μm	AgGaSe ₂	8-12 μm 1,2 mJ complémentaire			2%		[Chandra,97]
1 mJ ; 43 ns ; 200 Hz	PPLN	1,428 μm / 4,184 μm	PPLN	1,992 μm / 5,040 μm			20%	Le même cristal effectue les deux conversions (cavités couplées)	[Vaidyanathan, 97]
15 kHz	KTP	1,54 μm / 3,44 μm 1,54 W ; 5 ns à 1,54 μm	AgGaSe ₂	2,5 μm / 4 μm 610 mW au total				OPO 1 intracavité	[Chuang,97]
65 mJ ; 10 Hz	KTP	2,128 μm 17 mJ	ZGP	3,1-6,6 μm 170 μJ/90 μJ à 3,5 μm/5,5 μm pour 2 mJ à 2 μm					[Terry,98]
175 mJ ; 10 ns ; 5 Hz	KTA	1,54 μm / 3,47 μm 43 mJ / 25 mJ	ZGP	6,25 μm / 7,8 μm 1,5 mJ ; 6 ns à 7,8 μm			1%		[Allik,98]
18,2 mJ ; 8 ns ; 5 Hz	KTP	~ 2 μm	ZGP	2,7-8 μm 0,95 mJ au total à 3,8/4,3 μm			5%	OPO à cavités couplées	[Phua,98a]
Nd:YLF (1047 nm) 15 kHz	KTP	1,54 μm / 3,44 μm 1,8 W ; 5 ns à 1,54 μm	PPLN	2,5 μm / 4,0 μm 542 mW / 453 mW				OPO 1 intracavité	[Chuang,98]
135 W ; 40 ns ; 20 kHz	KTP	2,128 μm 50 W	ZGP	3,7-4,1 μm / 4,4-4,8 μm 13 W et 11 W pour 25W en entrée des OPO			18%	Deux OPO à ZGP en parallèle	[Cheung,99]
175 mJ ; 10 ns ; 5 Hz	KTA	1,54 μm / 3,47 μm 44 mJ à 1,54 μm	AgGaSe ₂	8-12 μm 3 mJ au total			2%		[Allik,99]
19,35 mJ ; 8 ns ; 5 Hz	KTP	1,97-2,03 μm / 2,24-2,32 μm 1,1 mJ à 2,1 μm	ZGP	3,3-5,7 μm 0,59 mJ au total à 4,0/4,5 μm			3%		[Phua,99]
Nd:YLF (1053 nm) 225 mJ ; 30 ns	KTA	1,5-1,7 μm / 2,7-3,1 μm 28 mJ ; 18 ns complémentaire	CdSe	3,5-5 μm / 8-10 μm 4,5 mJ au total			2%		[Isyanova,99]
Nd:YVO ₄ (1064 nm) 600 mW ; 40 ps ; 100 Hz	PPLN	1,46 μm / 3,92 μm 80 mW / 85 mW	PPLN	2,40 μm / 3,73 μm 90 mW / 60 mW			53%	OPO à cavités couplées (rendement considérant toutes les ondes produites)	[McEwan,00]
7 mJ	KTP	2,09 μm / 2,17 μm 1,4 mJ ; 20 ns à 2,09 μm	ZGP	3-5 μm 0,7 mJ			10%		[Arisholm,00]
90 mJ ; 15 ns	LiNbO ₃	1,83 μm / 2,55 μm 12 mJ ; 12 ns à 2,55 μm	ZGP	3,7-8 μm 0,5 mJ à 6,7 μm			0,5%		[Ganikhanov, 01]
10 mJ ; 25 ns ; 20 Hz	KTP	2,06 μm / 2,2 μm 2,5 mJ / 2,1 mJ	ZGP	3-5 μm 1,4 mJ au total			14%	Cavité du premier OPO en anneau ; OPO à ZGP pompé par le signal du premier OPO	[Arisholm,02b]
20 mJ ; 16 ns ; 10 Hz	KTP	proche dégénérescence 5 mJ complémentaire	ZGP	3,5-5 μm 2,4 mJ au total			12%		Ce travail

Tableau II-5 – Exemples de systèmes à OPO en cascade ; les rendements indiqués sont, sauf exceptions, donnés pour la conversion de 1 μm vers la sortie de l'OPO 2 – sauf exceptions, le laser de pompe est à Nd:YAG émettant à 1064 nm.

II.5 Lasers ou autres systèmes à émission vers 2 μm

Il existe actuellement des lasers qui émettent à des longueurs d'onde proches de 2 μm , qui permettent par exemple de pomper un OPO à ZnGeP_2 . On peut citer le $\text{Tm}:\text{YAG}$ à 2,01 μm [Hansson,98]; le $\text{Tm},\text{Ho}:\text{YLF}$ à 2,05 μm [Budni,97]; le $\text{Er},\text{Cr}:\text{YSGG}$ à 2,79 μm [Vodopyanov,95]; le $\text{Er},\text{Cr},\text{Tm}:\text{YSGG}$ à 2,93 μm [Vodopyanov,00]; le $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ entre 2,1 μm et 2,8 μm [Podlipensky,01]. Cette solution doit cependant être écartée car le cahier des charges nous impose un laser de pompe à 1 μm .

Il est également possible d'atteindre des longueurs d'onde entre 2 et 5 μm en utilisant le décalage Raman d'une onde produite par un laser à 1 μm ou de longueur d'onde inférieure dans une cellule de dihydrogène, mais cette cellule doit être sous haute pression [Persephonis,98]. De plus le développement de ces systèmes est confronté à la concurrence des effets non linéaires Brillouin et Raman.

Des ondes dans l'infrarouge moyen peuvent également être obtenues par des lasers à semi-conducteurs à cascade quantique, mais ceux-ci permettent de délivrer des puissances de quelques milliwatts seulement, nécessitent le plus souvent un refroidissement difficile à mettre en œuvre et émettent des faisceaux très divergents.

III Choix de la configuration

À la suite de l'étude bibliographique et à de nombreuses simulations de différentes configurations envisagées pour répondre au cahier des charges, nous avons choisi de tester deux systèmes employant des techniques différentes, que nous appellerons solutions A et B.

III.1 Solution A : OPO en série

La mise en série de deux OPO semble, au vu des résultats obtenus par exemple par Cheung et col. en 1999 avec un premier étage utilisant le KTP et un deuxième OPO à ZGP [Cheung,99], être une configuration susceptible de convenir.

Le cristal apparaissant comme le plus approprié pour le deuxième étage est le ZnGeP_2 en raison de :

- Son seuil de dommage relativement élevé pour un cristal utilisable dans cette gamme de longueurs d'onde, ainsi que son excellente transparence entre 2 et 5 μm (cf. Tableau II-1) ;

- son excellente conductivité thermique, qui est intéressante pour l'application à haute cadence visée ;
- son excellent coefficient non linéaire ($d_{36} = 75 \text{ pm.V}^{-1}$)¹.

Il est à noter que ce cristal, dont la croissance est extrêmement complexe et dangereuse, n'est commercialisé dans des dimensions et une qualité acceptables que par des fournisseurs non-européens.

Pour le premier étage de notre configuration, nous avons choisi le cristal de KTiOPO_4 , qui est commercialisé dans des dimensions suffisantes et avec une excellente qualité par de nombreux fournisseurs, parmi lesquels la société *Cristal Laser* en France. Ce cristal est utilisé en accord de phase de type 2, et émet deux ondes λ_l (complémentaire) et λ_l' (signal) proches de la dégénérescence. L'OPO est simplement résonant sur l'onde à λ_l' , et l'onde à λ_l est utilisée pour le pompage du deuxième étage à ZGP en accord de phase de type 1 qui émet deux ondes dans la bande 3-5 μm (cf. Figure III-2).

Dans le cas idéal, les deux OPO sont simplement résonants, mais les miroirs sont alors très difficiles à concevoir. En effet, dans l'OPO 1, le miroir de sortie doit transmettre l'onde complémentaire en réfléchissant les ondes signal et pompe, alors que les deux longueurs d'onde générées sont très proches.

De même, le miroir de sortie du deuxième OPO doit être réfléchissant pour les longueurs d'onde inférieures à la dégénérescence à $2\lambda_l$ et transparent au-delà, pour les deux longueurs d'onde entre 3 et 5 μm qui sont dans le même état de polarisation. Cela nécessite donc un front raide de la réflectivité. La technologie des traitements étant relativement mal maîtrisée pour ces longueurs d'onde, l'OPO 2 ne peut pas facilement être rendu parfaitement résonant.

À ce stade de l'étude, les cavités choisies sont des cavités à miroirs plans, en raison de l'énergie des impulsions incidente qui est de l'ordre de 30 mJ avec les lasers utilisés.

En effet, l'utilisation d'une cavité stable (1 ou 2 miroirs concaves) impose une faible taille de faisceau des ondes générées dans la cavité. Si on adapte alors la taille du faisceau de pompe à celle des modes de la cavité, cela impose une résistance au flux qui est bien supérieure à celle des cristaux que nous pouvons utiliser.

Par exemple, si l'on veut se limiter à une densité de puissance crête de 200 MW/cm² (déjà trop importante pour que l'OPO soit fiable lors de son intégration dans un système

¹ Source : site Internet Inrad (<http://www.inrad.com>)

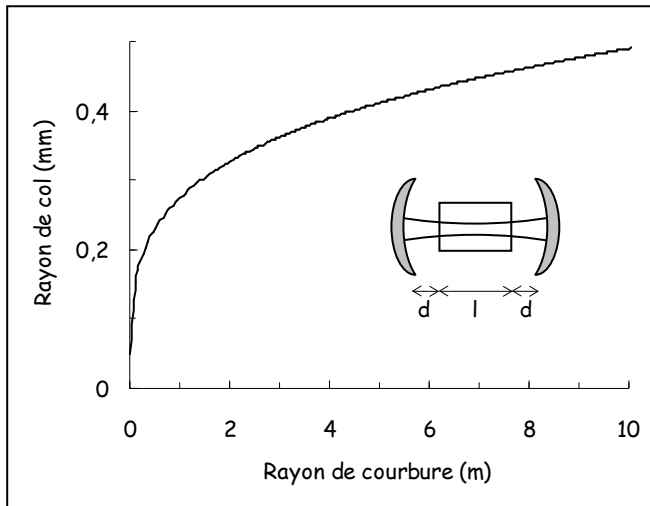


Figure III-1 – Évolution de la taille du rayon de col du mode principal à $2\ \mu\text{m}$ en fonction du rayon de courbure des miroirs d'une cavité stable. La simulation utilise un cristal d'indice 1,8 de longueur $l=15\ \text{mm}$, une distance $d=10\ \text{mm}$ entre les miroirs et le cristal, et des miroirs concaves de même rayon de courbure. Le col est au centre de la cavité, qui est symétrique.

industriel) pour une durée d'impulsion de pompe de 10 ns et une énergie de pompe de 30 mJ, un rayon de faisceau au minimum de 1 mm au niveau du cristal est imposé. Cette taille de faisceau doit être équivalente pour la pompe et les ondes générées afin d'obtenir le meilleur recouvrement et donc le meilleur rendement possibles. La longueur de la cavité, qui se doit d'être réduite afin d'optimiser le rendement, impose l'utilisation de miroirs ayant un très grand rayon de courbure. En effet, d'après la simulation effectuée pour une onde à $2\ \mu\text{m}$ et représentée Figure III-1 ce rayon de col est atteint pour des rayons

de courbure des miroirs de 170 m, ce qui n'est pas du tout réaliste (pour un rayon de courbure supérieur à 10 m, un miroir peut être considéré comme plan).

Il est possible, pour éviter ce problème, d'utiliser une grande longueur de cavité, mais ceci aurait des conséquences néfastes sur les performances de l'OPO. En effet, l'énergie nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation augmente quadratiquement avec la longueur de cavité [Brosnan,79]. Pour palier cet effet, on peut allonger le cristal ou en utiliser un grand nombre, ce qui a pour conséquence de diminuer le seuil d'oscillation, mais également d'augmenter le coût du système et de réduire les acceptances angulaire et thermique de l'OPO.

D'autre part, en admettant que la taille du faisceau de pompe soit suffisamment grande pour être adaptée à la tenue au flux du cristal, seule la partie de ce faisceau correspondant à la taille du mode principal de la cavité des ondes générées est utilisée lors de l'interaction paramétrique, et l'énergie contenue dans les "pieds" de son profil spatial est alors perdue (dans le cas d'une onde de profil spatial gaussien).

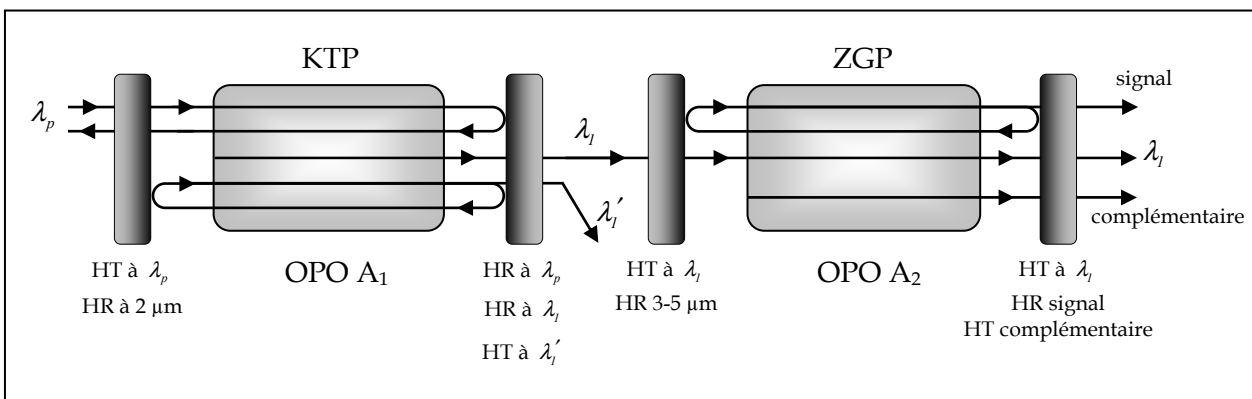


Figure III-2 – Principe de la configuration à deux OPO en série.

L'énergie d'entrée est au contraire insuffisante pour que nous envisagions une configuration en cavité instable, car le faisceau serait alors nécessairement trop grand pour que nous puissions atteindre le seuil d'oscillation, ou le dépasser suffisamment pour assurer un rendement convenable. De plus, la réalisation des pastilles à déposer sur le miroir de sortie est très difficile, surtout pour des faibles tailles de faisceau. La plupart des publications présentant des OPO avec des cavités instables mettent en jeu des énergies de pompe de plusieurs centaines de millijoules [Chandra,96] [Scharpf,98] [Farmer,99] [Haidar,99]. Et dans le cas publié où l'énergie de pompe est de l'ordre de 30 mJ, la cavité instable étant optimisée pour extraire le maximum d'énergie, le rendement maximal pour les ondes signal et complémentaire de $1\ \mu\text{m}$ vers $1,9\ \mu\text{m}/2,4\ \mu\text{m}$ ne dépasse pas 30 % [Debuisschert,98], ce qui est insuffisant pour notre application.

L'énergie des impulsions de l'onde de pompe nous impose donc une cavité à miroirs plans au détriment de la qualité spatiale des faisceaux de sortie. Le gain des OPO stabilise la cavité, et on peut alors obtenir les cavités les plus courtes possibles.

Les OPO 1 et 2 sont référencés par la suite **OPO A₁** et **A₂**.

III.2 Solution 2 : OPO en parallèle

L'autre solution retenue est d'utiliser deux OPO en parallèle, l'un générant une onde entre 2 et $3\ \mu\text{m}$ et l'autre entre $3,5$ et $5\ \mu\text{m}$ (cf. Figure III-3).

Le cristal choisi pour générer l'onde à λ_l est le PPKTP, compte tenu de son fort coefficient non linéaire effectif (de l'ordre de $5\ \text{pm.V}^{-1}$) et de sa disponibilité avec une épaisseur de 3 mm (*Raicol* en Israël ; *Cobolt AB* en Suède).

Le cristal choisi pour générer l'onde entre $3,5$ et $5\ \mu\text{m}$ est le PPRTA, de par son fort coefficient non linéaire effectif (de l'ordre de $9\ \text{pm.V}^{-1}$) et son seuil de dommage élevé en comparaison de celui du LiNbO_3 . De plus, son faible champ coercitif lui permet d'être polarisé sur une épaisseur de 3 mm alors qu'actuellement le LiNbO_3 n'est commercialisé que dans des épaisseurs de 1 mm au maximum, ce qui, en tenant compte de son seuil de dommage et de l'énergie en entrée de notre système, nous contraint a priori à le laisser de côté. Le PPRTA est préféré au PPKTP car sa transmission est meilleure dans l'infrarouge. Toutefois, l'absorption du RTA à partir de $4\ \mu\text{m}$ devient importante, et la technique de polarisation des domaines ferroélectriques n'est pas encore tout à fait maîtrisée. *Crystal Associates* aux États-Unis et *Cobolt AB* en Suède le commercialisent, mais avec des délais et des coûts très importants et sans garantie de résultat, particulièrement en ce qui concerne l'homogénéité de la période inscrite dans les cristaux.

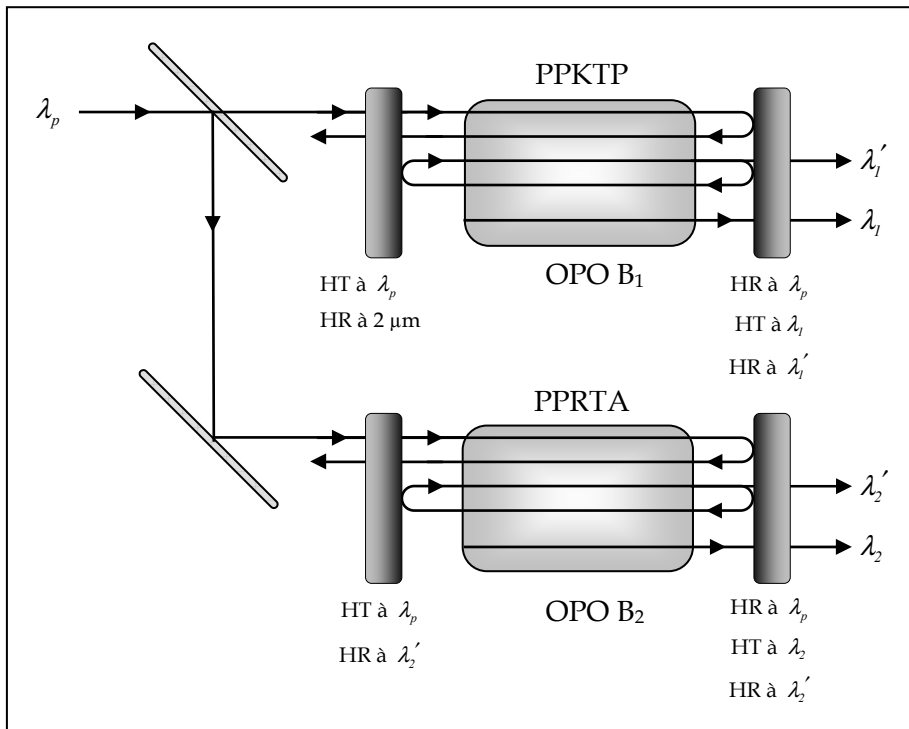


Figure III-3 – Principe de la configuration à deux OPO en parallèle.

Dans la mesure du possible, on essaie de rendre les OPO simplement résonants sur l'onde signal. Si cela est tout à fait faisable dans l'OPO à PPRTA en raison de l'éloignement entre les longueurs d'onde signal et complémentaire, l'OPO à PPKTP qui fonctionne à proximité de la dégénérescence est inévitablement au moins partiellement résonant sur l'onde complémentaire.

L'énergie étant cette fois partagée entre deux OPO, on pourrait s'orienter vers une configuration en cavité stable. En effet, si on se place dans les mêmes conditions que pour la simulation précédente, exceptée l'énergie incidente que nous prenons égale à 2,35 mJ, le rayon de col minimal correspondant à la densité de puissance de 200 MW/cm² est alors de 560 μm, ce qui correspond à un rayon de courbure des miroirs de 1 m.

Nous n'avons pas eu l'occasion de tester une telle cavité, par conséquent les résultats que nous présentons sont limités à des configurations en cavité plan-plan. De plus, l'énergie du laser de pompe final est prévue pour être largement supérieure à 2,35 mJ.

Ces deux OPO sont référencés par la suite **OPO B₁** et **B₂**.

Nous développons donc dans les chapitres suivants les étapes que nous avons suivies dans la réalisation expérimentale des deux configurations que nous venons de présenter. Le chapitre III est consacré aux OPO utilisant des cristaux en accord de phase par biréfringence ainsi qu'à leur mise en série. Le chapitre IV concerne les OPO utilisant des cristaux périodiquement polarisés.

Chapitre III

**Oscillateurs
paramétriques optiques
à base de cristaux en
accord de phase par
biréfringence**

Nous avons présenté dans le chapitre précédent les configurations que nous avons choisies afin de tenter de répondre au cahier des charges qui nous a été donné. Pour estimer leurs performances nous réalisons une évaluation expérimentale de ces solutions. Les tests sont effectués en utilisant différents lasers de pompe, en fonction de leurs caractéristiques et surtout de leur disponibilité.

Nous rendons compte dans ce chapitre des expériences qui ont été menées en ce qui concerne la configuration A, à savoir la mise en série de deux OPO à cristaux massifs de KTP (OPO A₁) et ZGP (OPO A₂) en accord de phase par biréfringence. Nous présentons l'évolution des performances (efficacité, rendement, spectre, stabilité des impulsions) du système en fonction des configurations et des éléments optiques utilisés. Les caractéristiques des différents lasers de pompe à 1 μm et des systèmes de mesure auxquels il est fait référence dans ce chapitre sont données dans l'Annexe 1. Nous présentons séparément les résultats obtenus avec chacun des deux OPO.

I OPO à cristaux de KTP (OPO A₁)

L'OPO A₁ utilisant le cristal de KTP émet, à partir d'une onde à 1064 nm, deux faisceaux de longueurs d'onde λ_1' (signal) et λ_1 (complémentaire) proches de la dégénérescence (2128 nm).

I.1 Cristaux utilisés

Nous avons testé pour l'OPO A₁ plusieurs types de cristaux :

- un cristal de KTP massif ;
- deux cristaux de KTP massifs soudés en compensation de double réfraction (DBWOC KTP) ;
- quatre cristaux de KTP massifs soudés deux à deux en compensation de double réfraction.

Tous ces cristaux proviennent de la société *Cristal Laser* et sont traités anti-reflet à 1 μm et à 2 μm . Leurs caractéristiques sont reportées Tableau I-1.

n°	cristal	longueur	ouverture	accord de phase	angles de coupe
KTP-1	KTP	10 mm	5×5 mm ²	eo0	$\theta=51^\circ$; $\varphi=0^\circ$
KTP-2	KTP	23,6 mm	12×12 mm ²	eo0	$\theta=51^\circ$; $\varphi=0^\circ$
KTP-3	KTP	15 mm	5×5 mm ²	eo0	$\theta=51^\circ$; $\varphi=0^\circ$
KTP-4	DBWOC KTP	2×9 mm	5×5 mm ²	eo0	pour émission à λ_1
KTP-5	DBWOC KTP	2×9 mm	5×5 mm ²	eo0	pour émission à λ_1
KTP-6	DBWOC KTP	2×9 mm	5×5 mm ²	eo0	pour émission à λ_1
KTP-7	DBWOC KTP	2×8 mm	5×5 mm ²	oeo	$\theta=51^\circ$; $\varphi=0^\circ$

Tableau I-1 – Cristaux de KTP utilisés.

I.2 OPO A₁ en cavité linéaire

La cavité linéaire plan-plan est la plus simple possible pour un OPO. Elle permet de minimiser la longueur de la cavité afin de réduire le seuil d'oscillation.

Le banc d'expérimentation est en général tel que représenté Figure I-1. En sortie du laser, nous utilisons un isolateur de Faraday composé d'un barreau rotateur entre deux polariseurs orientés à 45° l'un de l'autre afin d'éviter tout retour dans la cavité du laser dans le cas où nous recyclons l'onde de pompe. Nous employons un système atténuateur variable composé d'une lame demi-onde à 1064 nm et d'un polariseur, afin d'adapter la puissance incidente sur l'oscillateur paramétrique optique. Une deuxième lame demi-onde à 1064 nm est ensuite placée sur le trajet du faisceau afin d'optimiser la polarisation linéaire de l'onde de pompe dans le cristal de l'OPO. Enfin, une lentille convergente est utilisée en amont de l'OPO pour adapter la taille du faisceau au niveau du cristal. Nous utilisons un laser à He:Ne en bout de banc pour le réglages grossier de la cavité.

Les miroirs d'entrée et de sortie de l'OPO A₁ seront référencés par la suite MEA₁ et MSA₁.

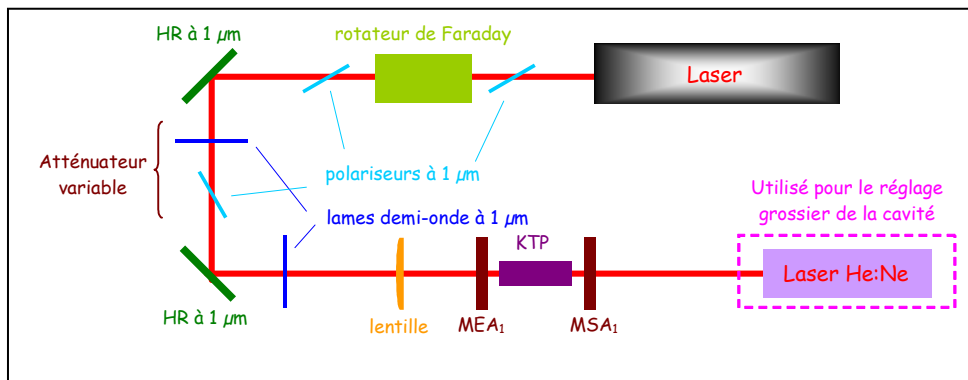


Figure I-1 - Montage expérimental.

I.2.a OPO à cristal de KTP

Après une description des miroirs utilisés, nous présentons les résultats obtenus avec un seul cristal de KTP en cavité linéaire (Figure I-2).

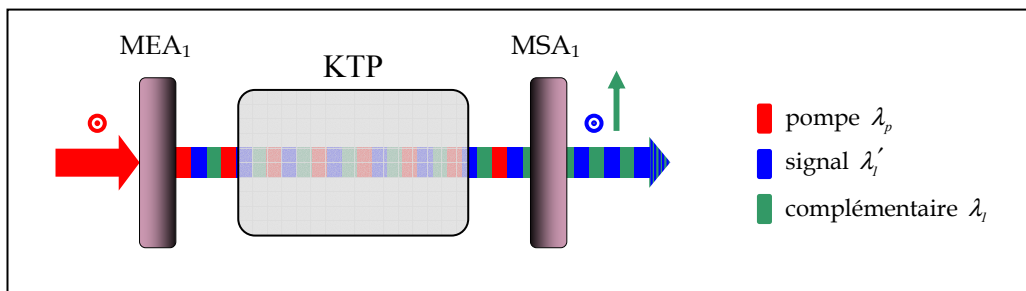


Figure I-2 - OPO A₁ en cavité linéaire, doublement résonant avec double passage de pompe.

I.2.a.i Miroir d'entrée de l'OPO A₁

Le miroir d'entrée de cet OPO doit être transparent à 1064 nm et hautement réfléchissant aux longueurs d'onde produites afin que l'onde signal oscille dans la cavité et que nous récupérons l'onde complémentaire produite dans le sens contraire du sens de pompage.

Dans un premier temps nous utilisons des miroirs provenant d'une société américaine référencés MEA₁-1 puis, en raison de nombreuses piqûres observées lors du fonctionnement de l'OPO, CILAS développe deux séries de miroirs équivalents référencés MEA₁-2 et MEA₁-3 (cf. récapitulatif des miroirs utilisés Tableau I-2).

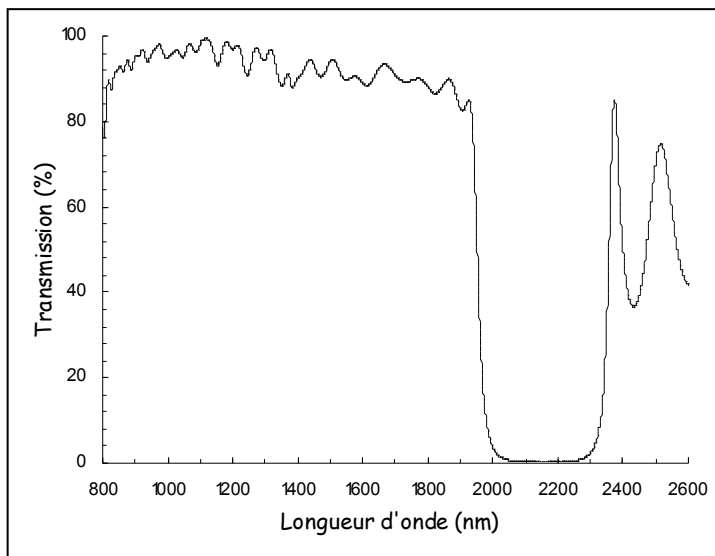


Figure I-3 – Transmission du miroir d'entrée MEA₁-1.

Nous mesurons au spectromètre la transmission du miroir MEA₁-1 sur la plage de longueurs d'onde intéressante (Figure I-3). La transmission à 1064 nm est de 98 %, et inférieure à 1 % autour de la dégénérescence à 2128 nm.

La tenue au flux de ce miroir est mesurée avec un laser à 1064 nm (impulsions de 8 ns). Elle est évaluée à environ 18 J/cm², fluence qui n'est pas atteinte lors du fonctionnement en OPO. Les

dommages que nous rencontrons sont donc a priori dus à des surintensités des ondes générées. Les conditions d'endommagement du miroir lors du fonctionnement en OPO sont évaluées par simulation numérique à 3 J/cm² à 1064 nm et 3,5 J/cm² pour les ondes vers 2 μm, soit 6,5 J/cm² de fluence cumulée (code de Gabriel Mennerat, CILAS/CEA).

En raison de la légère prismaticité spécifiée lors de leur fabrication, les miroirs CILAS ne peuvent être passés au spectromètre, mais la fonction de transmission en est mesurée sur une lame test et correspond aux spécifications (nous n'en présentons pas la courbe). Ces miroirs ne sont pas endommagés lors du fonctionnement en OPO.

Miroir	Transmission	Substrat	Fabricant
MEA ₁ -1	98 % à 1064 nm < 1 % autour de 2 μm	Silice fondue	US
MEA ₁ -2	> 95 % à 1064 nm < 1,4 % autour de 2 μm	BK7	CILAS
MEA ₁ -3	> 99 % à 1064 nm < 1 % autour de 2 μm	Infrasil	CILAS

Tableau I-2 – Miroirs d'entrée de l'OPO A₁.

I.2.a.ii Miroir de sortie de l'OPO A₁

La production d'un miroir de sortie convenable pour rendre l'OPO simplement résonant est très ardue, car les longueurs d'onde signal et complémentaire sont très proches. Un front très raide entre une réflectivité importante pour l'onde signal et une transmission totale pour l'onde complémentaire impose un traitement très difficile à réaliser. Nous spécifions pour ce miroir de sortie une fonction de réflexion totale à 1 μm , afin de recycler l'onde de pompe et de réduire le seuil d'oscillation.

CILAS se charge de réaliser ces miroirs, avec un succès relatif quant au front raide entre les longueurs d'onde signal et complémentaire, mais avec de bons résultats en termes de tenue au flux (25 J/cm² à 1064 nm, 8 ns). Ces miroirs n'ont jamais été endommagés lors du fonctionnement en cavité.

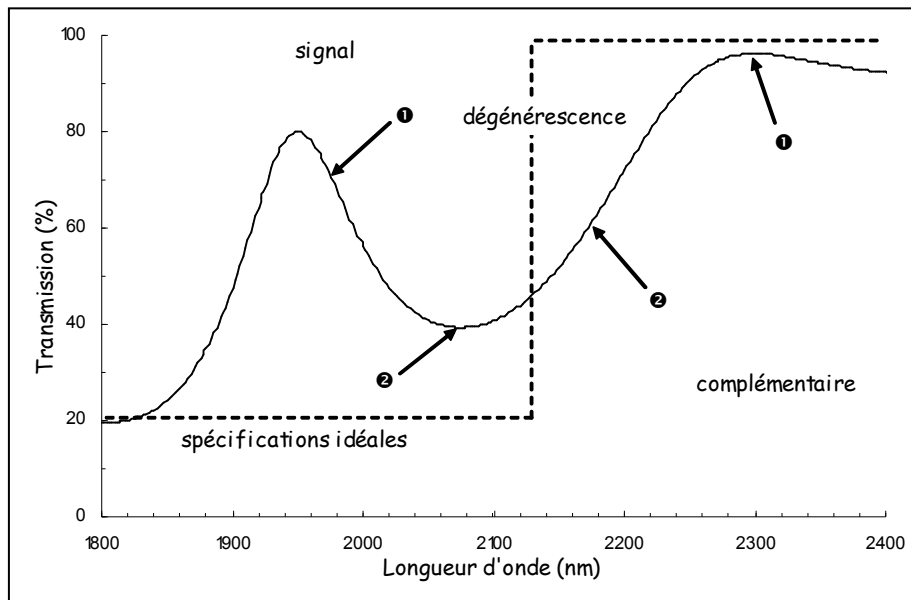


Figure I-4 – Transmission du miroir MSA₁₋₁ vers 2 μm .

Comme on peut le voir Figure I-4, les premiers essais de traitement (MSA₁₋₁) donnent un résultat mitigé sur le front raide. En effet, la réflectivité du miroir reste relativement faible (moins de 60 %) dans la zone spectrale de l'onde signal et sa transmission est également trop faible dans la zone spectrale de l'onde complémentaire (point ②). La meilleure transmission atteinte pour l'onde complémentaire est de 95 %, mais la réflectivité pour l'onde signal vaut alors 30 %, ce qui rend la cavité trop peu résonante (point ①).

I.2.a.iii Expériences sur l'OPO A₁

Les premières expérimentations sont menées à 20 Hz avec le laser 1 (de durée d'impulsion 10 ns) et un cristal de KTP de dimensions $12 \times 12 \times 23,6 \text{ mm}^3$ (cristal KTP-2). Le rayon du faisceau au niveau du cristal est de $550 \mu\text{m}$. L'énergie de pompe maximale que l'on peut obtenir dans cette configuration est $12,5 \text{ mJ}$, ce qui correspond à une densité de puissance crête de 260 MW/cm^2 . La cavité est alignée grâce à un laser à He:Ne (placé en bout de banc) dont le faisceau est colinéaire au faisceau de pompe. Derrière l'OPO, on place une lame de germanium qui coupe les longueurs d'onde en deçà de $1,9 \mu\text{m}$. La puissance de sortie est mesurée par un puissance-mètre *Gentec TPM 300*. Le seuil d'oscillation est obtenu pour une densité de puissance de 75 MW/cm^2 (Figure I-5). Pour une énergie de pompe de $12,5 \text{ mJ}$ on obtient une énergie de sortie (signal et complémentaire) de $4,6 \text{ mJ}$, ce qui correspond à un rendement énergétique total de 37 %.

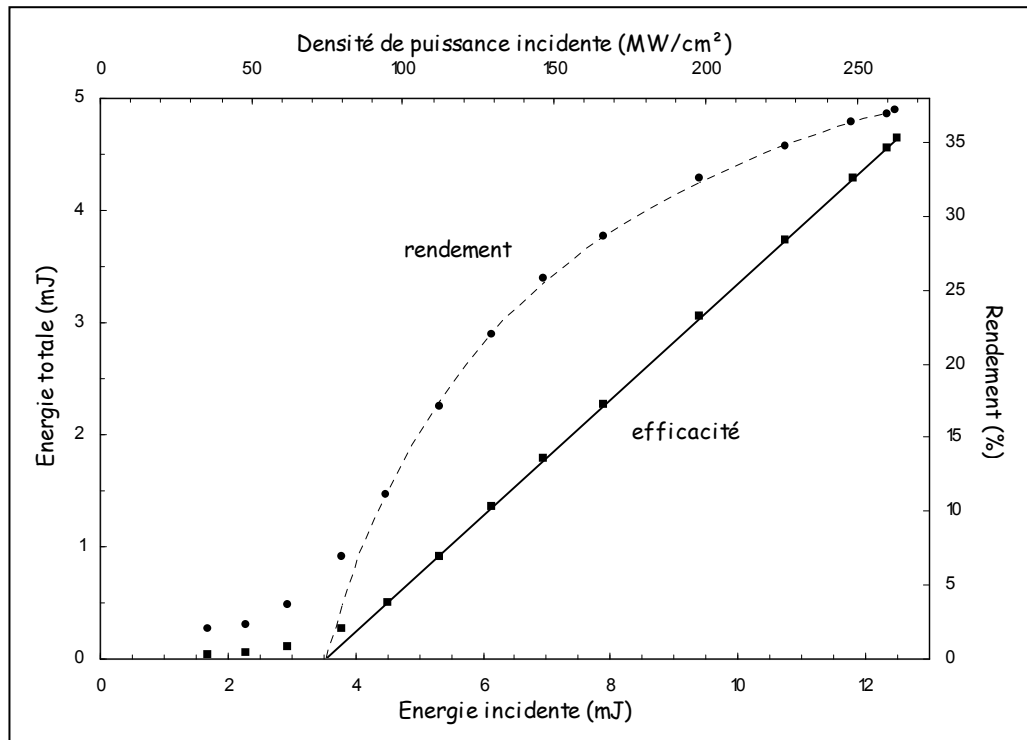


Figure I-5 – Efficacité (■) et rendement (●) totaux de l'OPO à KTP-2 pompé par le laser 1 en cavité linéaire.

Lorsque nous remplaçons dans les mêmes conditions ce cristal par le cristal KTP-1 de longueur 10 mm, la densité de puissance au seuil passe à 200 MW/cm^2 , et l'énergie de sortie ne dépasse pas la trentaine de microjoules à son maximum. La longueur de ce cristal est donc très insuffisante dans ce cas.

Nous effectuons également des expériences en cavité linéaire pour deux longueurs de cavité avec le laser 4 du CEA de Saclay (Figure I-6). Nous remarquons qu'augmenter la longueur de cavité diminue franchement le rendement, augmente le seuil d'oscillation mais n'a pas

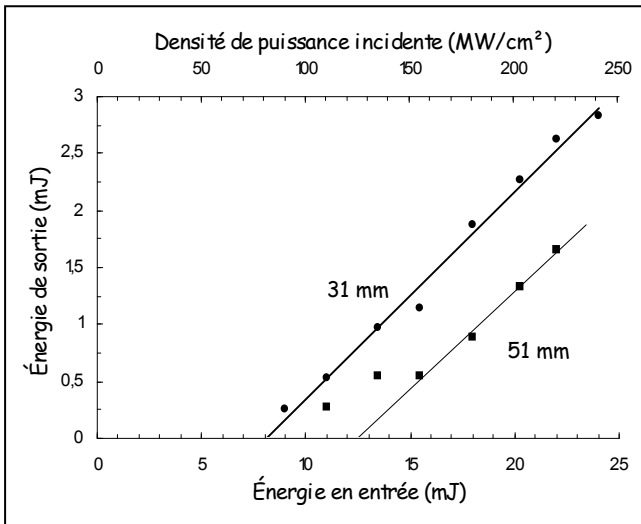


Figure I-6 – Courbes d'efficacité de l'OPO A₁ pour deux longueurs de cavité (31 et 61 mm) avec le laser 4.

d'influence sur la pente d'efficacité de la conversion. Pour la cavité la plus courte (31 mm), nous obtenons un rendement énergétique maximal de 12 %, et celui-ci diminue à 7,5 % lorsque la longueur de la cavité est de 51 mm. La densité de puissance crête au seuil d'oscillation passe de 80 MW/cm² à 130 MW/cm². En revanche la qualité de faisceau est censée être meilleure, mais nous ne pouvons pas le vérifier.

Nous avons donc tout intérêt à raccourcir autant que possible la cavité si nous cherchons à produire le maximum d'énergie autour de 2 μm. Le rendement total atteint avec un cristal de KTP seul en cavité linéaire ne dépasse pas 37 %, ce qui est modeste et ne suffit pas pour notre application.

I.2.b OPO à cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction

À la suite de ces résultats, nous effectuons à l'aide du laser 2 la comparaison des performances de l'OPO A₁ en cavité linéaire obtenues avec un cristal de KTP de 15 mm (KTP-3) et avec deux cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction d'une longueur totale de 16 mm (KTP-7).

Les conditions expérimentales sont les suivantes : le faisceau au niveau du cristal est légèrement elliptique, de rayons 680 μm et 580 μm suivant ses directions principales. Les miroirs d'entrée (MEA₁-1) et de sortie (MSA₁-1) sont tous deux placés à une distance de 5 mm des faces du cristal.

Ainsi, pour une longueur équivalente de milieu non linéaire, la compensation de double réfraction a une influence très importante : la densité de puissance au seuil passe de 150 MW/cm² pour le KTP à environ 60 MW/cm² pour le DBWOC KTP (Figure I-7). En effet, l'angle de double réfraction est de 43 mrad pour notre configuration. Pour le KTP monolithique de 15 mm, l'onde signal se décale ainsi de 650 μm pour une traversée de

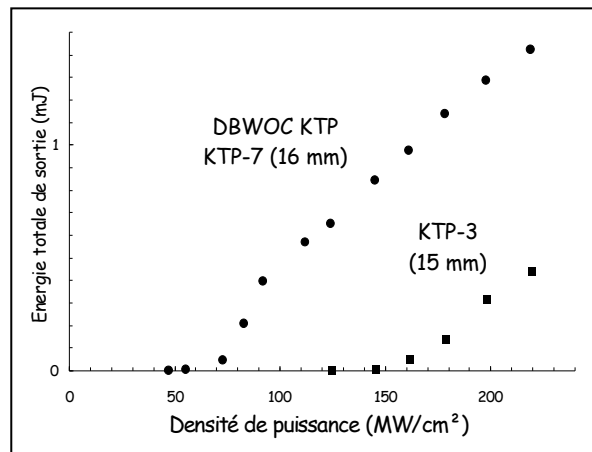


Figure I-7 – Comparaison des résultats obtenus avec KTP / DBWOC KTP.

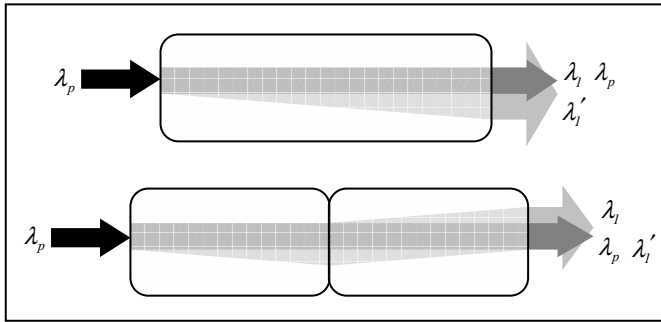


Figure I-8 - Influence de la double réfraction sur une traversée du KTP et du DBWOC KTP : trajet des faisceaux au cours de la propagation.

cristal, tandis que pour une longueur de 8 mm traversée dans chaque KTP du montage en double réfraction, l'onde complémentaire ne se décale que de $340 \mu\text{m}$: le recouvrement des faisceaux est meilleur, le gain est donc amélioré (Figure I-8).

Nous menons une étude spectrale sur ce cristal, dont les résultats sont représentés Figure I-9. La courbe noire est obtenue en optimisant le rendement de l'OPO (l'incidence du faisceau pompe est alors normale à la face d'entrée du cristal), et la courbe grise en orientant différemment le cristal. La longueur d'onde de pompe (1064 nm) se retrouve à l'ordre 2, sur le pic central de chaque courbe. La largeur spectrale de l'onde signal est d'environ 2,5 nm. On s'aperçoit que, si une faible rotation du cristal modifie légèrement les longueurs d'onde générées, le rendement chute très rapidement lorsque l'angle d'incidence de l'onde de pompe est plus important. De plus, comme on peut le remarquer sur la courbe en gris, il apparaît un pic de signal secondaire lorsqu'on s'éloigne de l'incidence normale, a priori dû à un accord de phase non colinéaire (le pic complémentaire est d'intensité trop faible pour être détecté par le monochromateur). **On n'obtient donc qu'une accordabilité très réduite avec cette configuration.**

Ainsi, si l'on veut utiliser l'avantage de la compensation de double réfraction, il faut impérativement spécifier précisément les angles de coupe des cristaux afin qu'ils génèrent précisément les longueurs d'onde souhaitées.

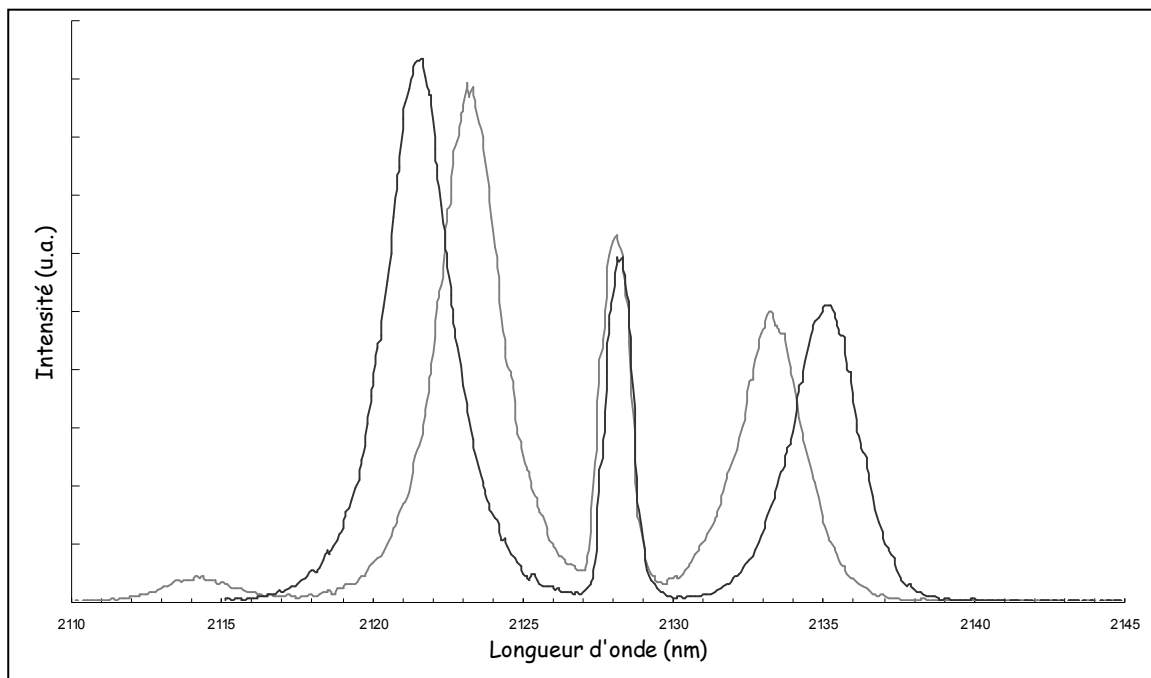


Figure I-9 – Spectres obtenus avec le cristal KTP-7 et le laser 2.

Pour commander les cristaux KTP-4, KTP-5 et KTP-6 et spécifier correctement l'angle de coupe, nous mesurons donc précisément les longueurs d'onde émises par un cristal de KTP massif (KTP-2) en fonction de l'angle d'incidence de l'onde de pompe. Nous comparons ensuite les résultats obtenus avec une simulation effectuée sous SNLO, et trouvons que l'orientation réelle du cristal est de $\theta=51,26^\circ$, ce qui correspond à l'angle de 51° spécifié lors de l'approvisionnement de ce cristal (Figure I-10). Nous pouvons ainsi définir l'angle auquel nous voulons que les DBWOC KTP soient taillés afin qu'ils émettent aux bonnes longueurs d'onde, et pour lequel les ondes pompe et signal sont dans le même état de polarisation (ordinaire), c'est-à-dire en accord de phase de type *oeo*.

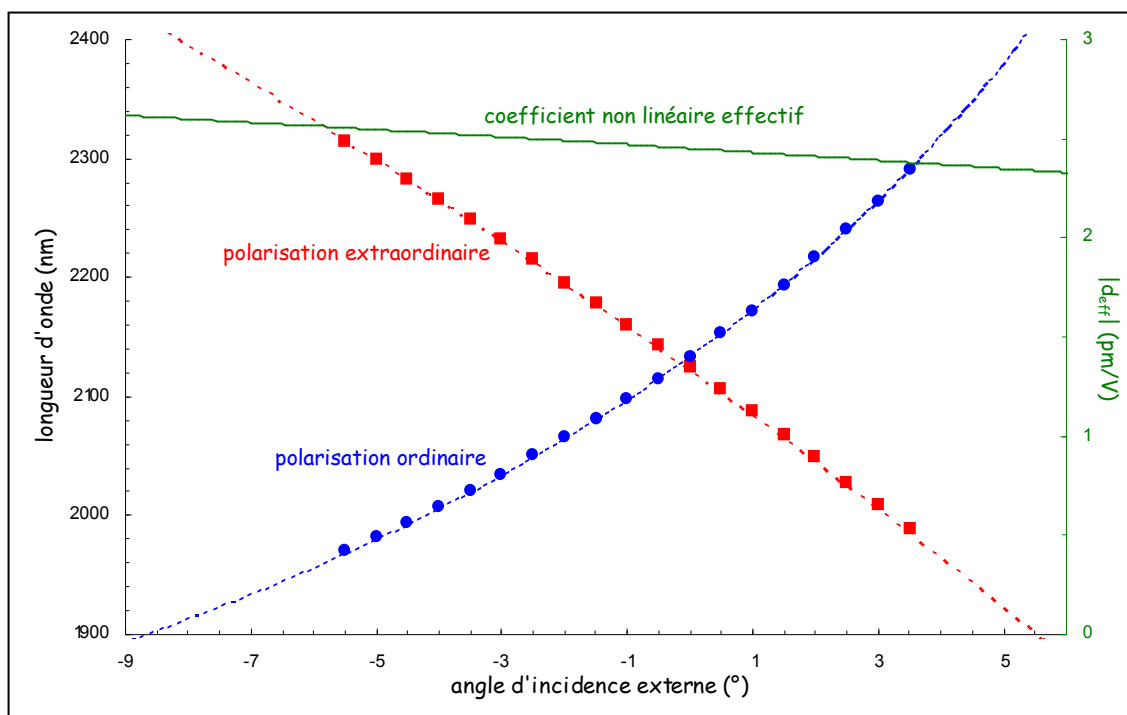


Figure I-10 – Mesure des angles d'accord de phase dans le KTP ; les points représentent les mesures, les pointillés la simulation effectuée avec SNLO correspondant à un angle de coupe du cristal de $\theta=51,26^\circ$; la courbe verte le coefficient non linéaire effectif évalué sous SNLO ; l'onde pompe est en polarisation ordinaire.

Une fois ces nouveaux cristaux approvisionnés, nous les testons en cavité linéaire avec le laser 3 pour un faisceau de pompe légèrement divergent de rayon au niveau du cristal d'environ $700 \mu\text{m}$ dans les deux directions. Les résultats représentés Figure I-12 sont obtenus avec le cristal KTP-4 et les miroirs MEA₁-1 et MSA₁-2.

Ce miroir de sortie MSA₁-2 (Figure I-11), issu d'une seconde série de traitements optiques par CILAS, présente une plus grande réflectivité à la longueur d'onde signal, et le front entre les longueurs d'onde signal et complémentaire est plus raide que pour MSA₁-1. Par exemple, pour une transmission de l'onde signal de 11 % (2040 nm), la transmission pour l'onde complémentaire correspondante (2220 nm) est de 90 %.

Pour la cavité la plus courte, le seuil d'oscillation est mesuré à 34 MW/cm^2 ; pour une

énergie incidente de 20 mJ, une énergie totale de 5,8 mJ est extraite. On remarque que plus on allonge la cavité, plus le seuil d'oscillation augmente, ce qui s'explique par le fait que le nombre d'allers et retours dans la cavité est moins important lorsque la cavité est allongée¹. La pente d'efficacité énergétique de 1 μm vers les deux ondes générées est très peu modifiée : elle passe de 36 % pour une cavité de 20 mm à 43 % pour une cavité de 40 mm.

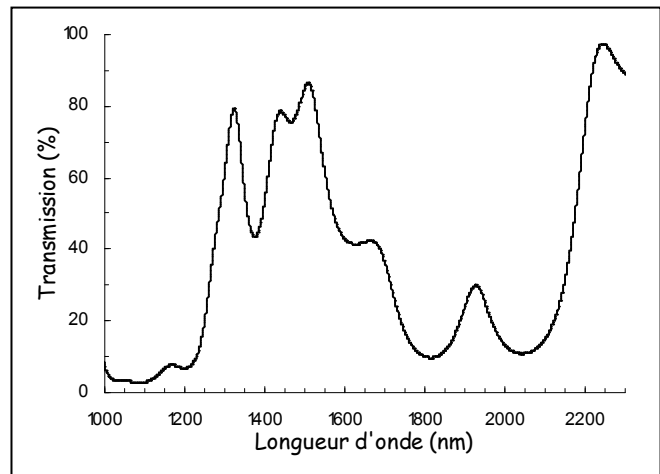


Figure I-11 – Transmission du miroir MSA₁₋₂.

On obtient au maximum environ 7 mJ autour de 2 μm pour une énergie de pompe de 23 mJ, ce qui correspond à un rendement énergétique total de 30 %. Les résultats sont ainsi bien meilleurs que ceux obtenus avec le laser 2 avec un faisceau de taille équivalente et le cristal KTP-7. Ceci est dû à la meilleure qualité du faisceau de pompe, à la plus grande longueur de cristal (18 mm contre 16 mm) et surtout à la plus longue durée d'impulsion (16 ns contre 6 ns) qui occasionne un plus grand nombre d'allers et retours de l'onde oscillante dans la cavité. Le changement de miroir de sortie a également un effet bénéfique sur les performances de l'OPO.

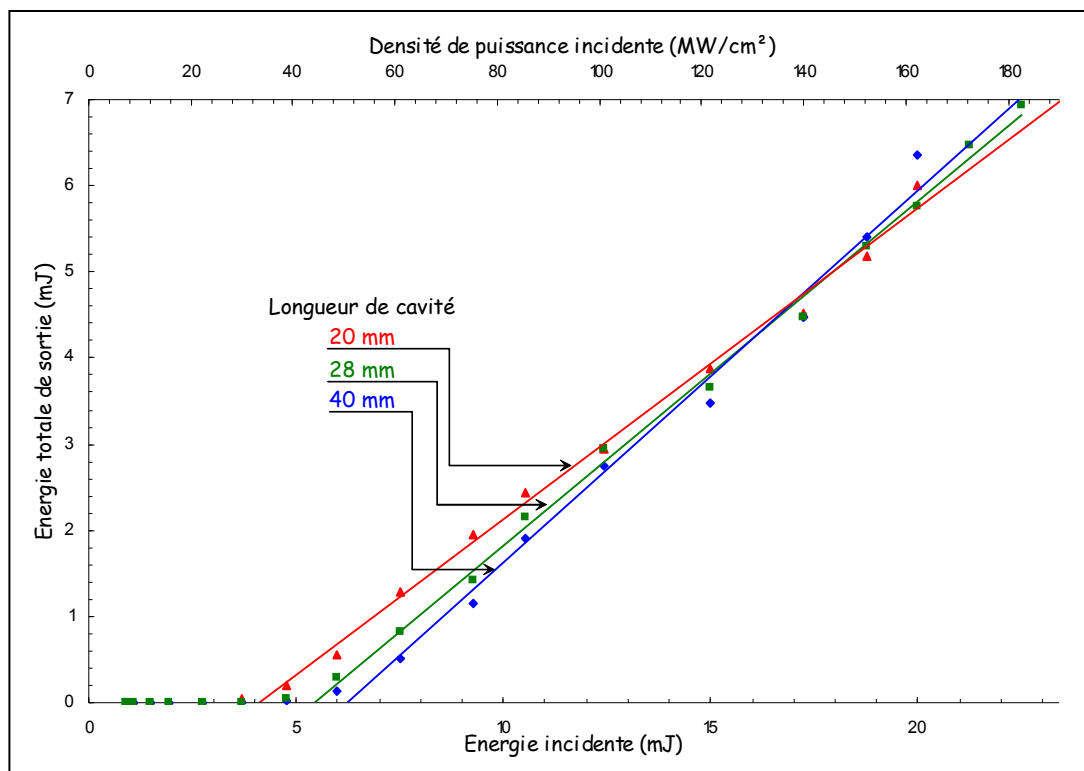


Figure I-12 – Efficacité du cristal KTP-4 en cavité linéaire pour trois longueurs de cavité.

¹ Le seuil d'oscillation augmente quadratiquement avec la longueur de la cavité [Brosnan,79].

I.2.c OPO à KTP en cavité linéaire : conclusion

Pour un OPO à KTP en cavité linéaire, l'efficacité maximale que nous obtenons est de 37 % (signal et complémentaire confondus). Nous l'obtenons avec un cristal unique de 24 mm de long. Nous remarquons qu'à longueur équivalente de cristal, un montage de deux cristaux de KTP en compensation de double réfraction améliore grandement les performances du système. On peut ainsi obtenir un seuil d'oscillation de l'ordre de 30 MW/cm², ce qui n'est pas atteint même avec le KTP de longueur 24 mm (75 MW/cm² dans notre expérience). Si on veut souder deux cristaux de KTP, il est cependant indispensable de spécifier très précisément leurs angles de coupe, car une simple rotation ne permet alors pas d'ajuster les longueurs d'onde émises.

Toutefois, un rendement de 30 % au total pour les ondes signal et complémentaire ne peut pas convenir pour notre application, car très insuffisant au regard des performances que nous attendons du système. Le principal problème vient de la double résonance de la cavité. Pour rendre l'OPO simplement résonant, nous modifions donc la géométrie de la cavité.

I.3 OPO A₁ en cavité coudée

Pour rendre l'OPO simplement résonant sur l'onde signal on utilise le fait que les cristaux de KTP sont utilisés en accord de phase de type 2 : on éjecte l'onde complémentaire de la cavité à chaque passage en utilisant une lame polarisante intracavité (appelée LDA₁ pour lame Dichroïque de l'OPO A₁). On choisit l'accord de phase de manière que les ondes signal et pompe soient dans le même état de polarisation, et l'onde complémentaire dans l'état de polarisation orthogonal (Figure I-13).

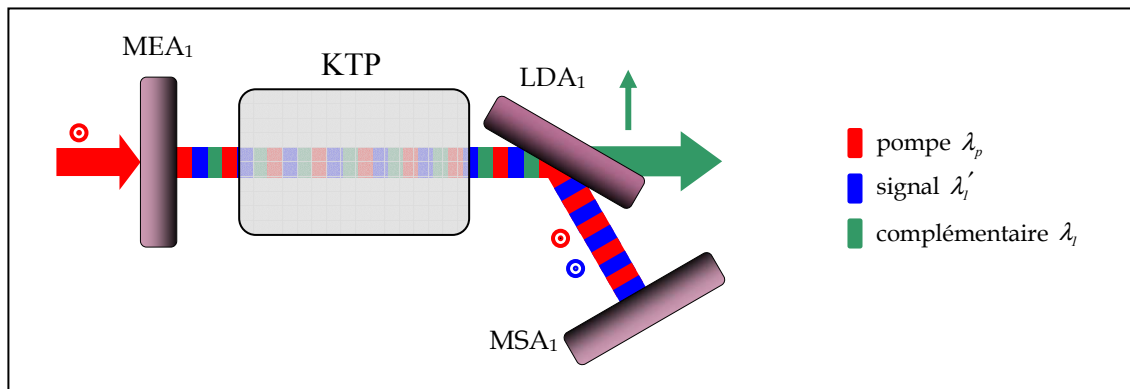


Figure I-13 - OPO A₁ en cavité coudée, simplement résonant avec recyclage de pompe.

Lame polarisante à 2 μm

La lame polarisante, utilisée à incidence d'environ 60°, est conçue par CILAS de manière à être transparente autour de 2 μm pour la polarisation P hors plan d'incidence (complémentaire), et hautement réfléchissante à 1 μm et à 2 μm pour la polarisation S dans le plan d'incidence (pompe et signal).

L'atelier de traitements optiques de CILAS se charge de concevoir et réaliser ces composants. Les résultats obtenus sont conformes à ce que nous attendons. On peut remarquer qu'à la

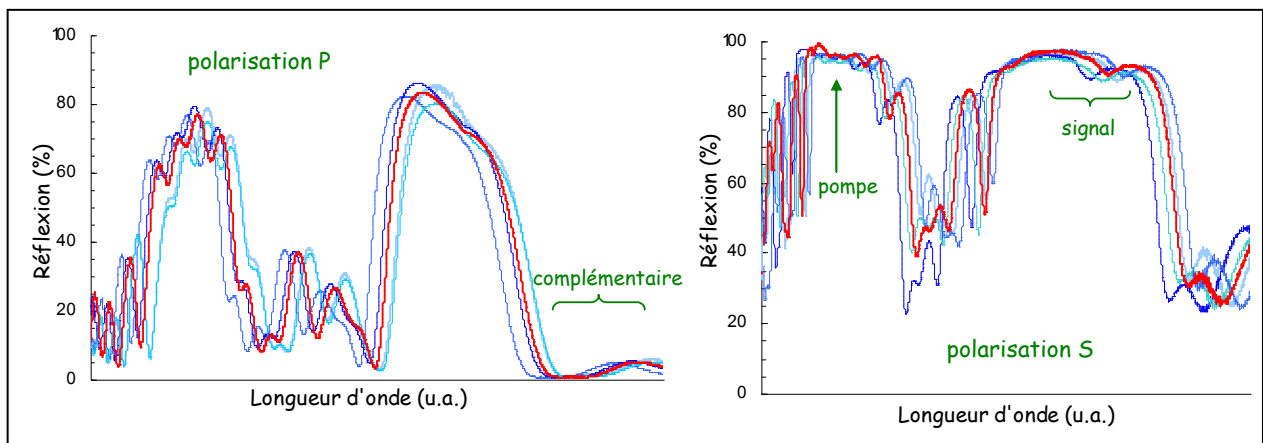


Figure I-14 – Dispersion des réflectivités de cinq lames LDA₁ traitées simultanément mesurées à 60° d'incidence. À gauche, la réflexion en polarisation hors plan d'incidence ; à droite dans le plan d'incidence. En rouge le traitement qui correspond le mieux aux spécifications.

même incidence, les lames provenant d'une même cloche de traitements n'ont pas exactement les mêmes caractéristiques (Figure I-14).

Cependant, la réflectivité de ces lames dépend considérablement de l'angle d'incidence (ce qui est normal) : les courbes de réflectivité se décalent d'environ 20 nm pour une variation d'incidence de 5° (Figure I-15). Aussi l'orientation de la lame dans la cavité est-elle un paramètre extrêmement sensible pour l'optimisation de l'OPO. D'autre part, la dispersion que nous observons sur les différents traitements d'une même cloche peut être compensée par l'orientation de la lame polarisante dans la cavité. Ce réglage peut être effectué avec la cavité sans cristal, en optimisant l'énergie de l'onde de pompe réfléchiée par la lame, ou en minimisant l'énergie transmise.

Ce composant est l'élément critique de la cavité, et c'est celui qui présente a priori le plus de pertes sur l'onde résonante dans la cavité, d'autant plus qu'il est traversé deux fois sur un aller et retour.

Les essais en cavité coudée ont été menés avec les cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction taillés à l'angle déterminé par les expériences précédentes, et avec le laser 3.

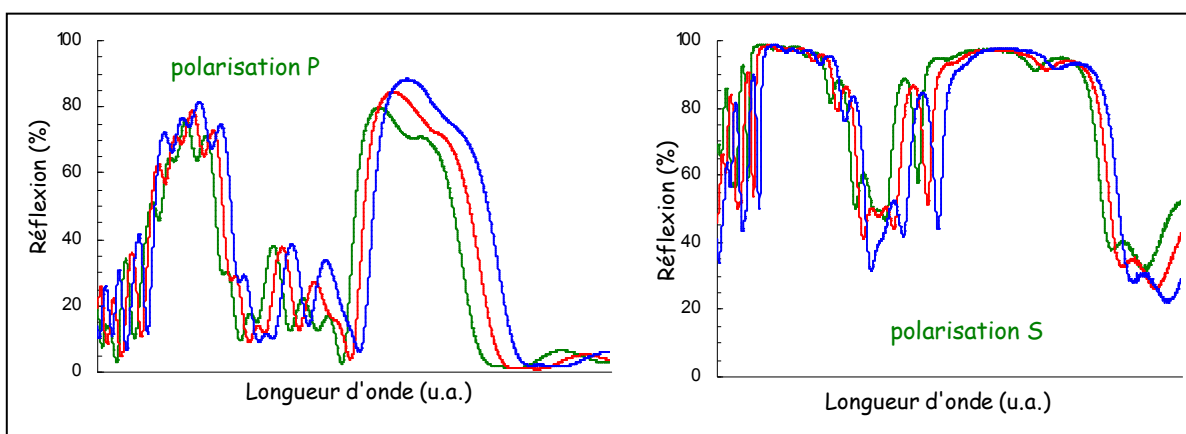


Figure I-15 – Variation de la réflectivité d'une lame polarisante en fonction de l'angle d'incidence ; incidences de 55°, 60° et 65° respectivement en bleu, rouge et vert ; à gauche, la réflexion en polarisation hors plan d'incidence ; à droite dans le plan d'incidence.

I.3.a OPO à deux cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction

Remarque préliminaire :

Nous nous apercevons au cours des expériences que le cristal KTP-5 présente un problème de polarisation : les états de polarisation des ondes signal et complémentaire générées ne sont pas orthogonaux, ni même linéaires. Nous échangeons donc ce cristal (très rapidement par *Cristal Laser*) contre un cristal équivalent qui ne présente pas ce problème (KTP-6).

L'origine de la dépolarisation de ce cristal n'est pas clairement établie. Nous tentons de la déterminer par la mesure de la biréfringence du cristal dans les deux polarisations en utilisant un autocorrélateur femtoseconde, et ceci nous confirme que les deux cristaux sont orientés correctement l'un par rapport à l'autre (la biréfringence mesurée étant la même pour les cristaux KTP-4 et KTP-5).

Nous ne présentons donc ici que les résultats obtenus avec le cristal KTP-4 composé de deux cristaux de KTP de 9 mm soudés en compensation de double réfraction.

Le miroir d'entrée est du type MEA₁-1 (HT à 1064 nm, HR à 2 μm) ; nous testons la cavité avec deux types de miroirs en sortie : un miroir de type MSA₁-3 (issu d'une troisième série de traitements par CILAS, Figure I-16), et un miroir de type MEA₁-1 suivi d'un miroir de type MSA₁-1 permettant de recycler l'onde de pompe (HR à 1064 nm, mais tout autre miroir hautement réfléchissant à 1064 nm à incidence normale et ayant une bonne tenue au flux aurait fait l'affaire). Le rayon du faisceau au niveau de l'OPO est de 700 μm (obtenu avec l'utilisation d'un système de lentilles en sortie du laser). Les résultats sont représentés sur la Figure I-17.

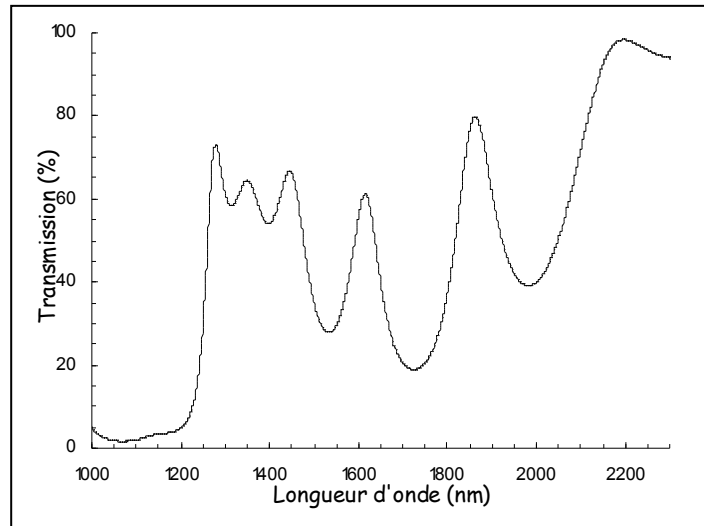


Figure I-16 - Transmission du miroir MSA₁-3

Le miroir de sortie MSA₁ peut être avantageusement remplacé par un miroir d'entrée suivi d'un miroir de recyclage de pompe, car cela permet de découpler les réglages et l'adaptation de la longueur de cavité pour les ondes signal et pompe. De plus, les miroirs MSA₁ qui sont à notre disposition sont moins réfléchissants à 2 μm que le miroir d'entrée, donc l'utilisation de deux miroirs séparés permet de réduire les pertes dans la cavité sur l'onde résonante. On peut considérer que les pertes subies par l'onde signal dans la cavité sont principalement dues aux pertes à travers la lame polarisante, qui est (elle aussi) difficile à concevoir. C'est avec cette configuration à deux miroirs de sortie que les meilleurs résultats sont obtenus.

Avec les deux types de miroirs de sortie (MSA₁ seul et MEA₁+MSA₁), le seuil d'oscillation est sensiblement le même, aux environs de 130 MW/cm². Cette valeur est très élevée, à cause de la longueur de la cavité qui vaut environ 41 mm (longueur optique : 54 mm). Nous ne pouvons pas la réduire davantage en raison de l'encombrement des montures utilisées et des dimensions des différents miroirs. Le miroir de recyclage est situé à une dizaine de

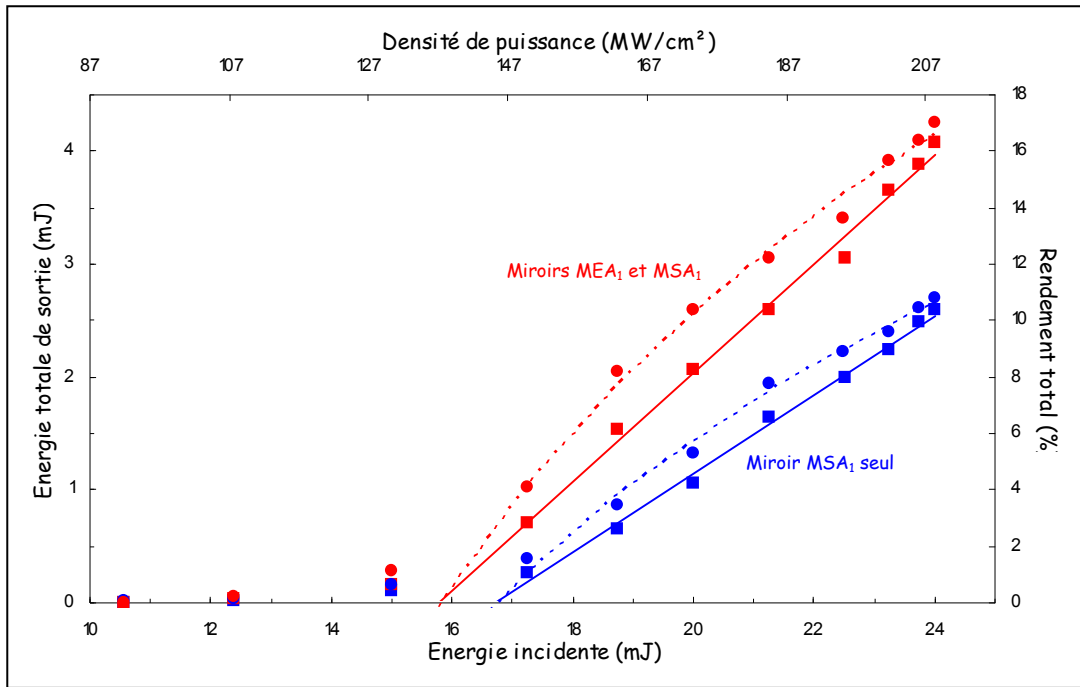


Figure I-17 – OPO A₁ en cavité coude à un cristal de DBWOC KTP avec deux types de miroirs en sortie. Les rendements sont représentés par les lignes en pointillés.

centimètres en retrait du miroir de fond de cavité. De plus, les pertes dans la cavité sont relativement importantes (lame polarisante intracavité).

On note une nette amélioration lorsque le miroir de sortie unique est remplacé par la combinaison de deux miroirs : la pente d'efficacité passe de 35 % à 48 %. Les pertes occasionnées par le miroir MSA₁ à 2 μm dans la première cavité sont donc importantes par rapport à celles du miroir MEA₁. De plus le découplage des fonctions de réflexion à 2 μm et du recyclage de l'onde de pompe favorise les réglages de la cavité à deux miroirs de sortie.

Le rendement énergétique maximal obtenu est de 17 % (3,5 mJ au total à 2 μm) pour une densité de puissance incidente de 210 MW/cm² environ, c'est-à-dire pour une énergie de pompe de 24 mJ.

La largeur spectrale mesurée pour l'onde complémentaire est de 3,5 à 4 nm pour les cristaux KTP-4 et KTP-6, ce qui est équivalent à la largeur spectrale obtenue avec un KTP massif à la même longueur d'onde : les cristaux soudés sont donc très bien orientés l'un

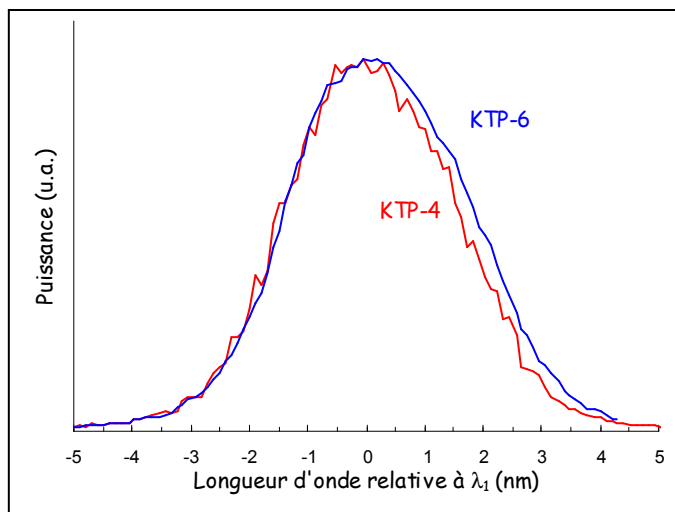


Figure I-18 – Spectre de l'onde complémentaire émise par l'OPO A₁ avec les cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction KTP-4 et KTP-6.

par rapport à l'autre (Figure I-18).

La qualité spatiale du faisceau à 2 μm (signal et complémentaire confondus) est mesurée au maximum d'énergie par la méthode du trou mobile, avec un trou de diamètre 10 μm derrière une lentille convergente de focale 140 mm (Figure I-19). On obtient $M_x^2 \approx 1,5$ et $M_y^2 \approx 2$, ce qui est une très bonne qualité de faisceau pour la sortie d'un OPO utilisant des miroirs plans et sans filtrage (on la doit surtout à la grande longueur de la cavité).

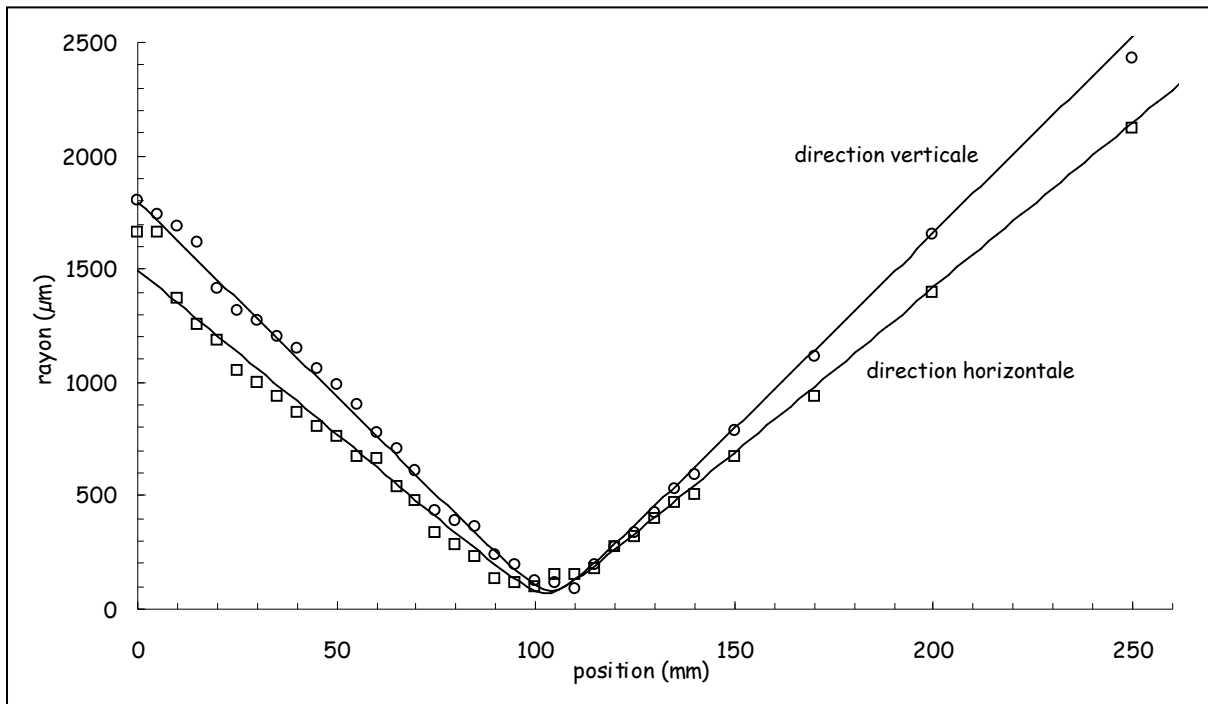


Figure I-19 – Caustiques de mesure de la qualité de faisceau en sortie de l'OPO A₁ avec le cristal KTP-4.

Le rendement obtenu avec deux cristaux de KTP soudés reste cependant modeste, à cause de la grande longueur de cavité que nous impose l'utilisation de la lame polarisante. Nous tentons donc d'améliorer le rendement en utilisant plus de milieu non linéaire dans la cavité.

I.3.b OPO à quatre cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction

Nous utilisons quatre cristaux de KTP soudés deux à deux en série, pour une longueur totale de 36 mm (2×(2×9) mm), afin de compenser la grande dimension de la cavité en augmentant la longueur du milieu non linéaire.

I.3.b.i **OPO A₁ avec le montage 1**

Dans un premier temps nous testons cette configuration dans les mêmes conditions que précédemment (rayon du faisceau de pompe de 700 μm et deux miroirs en sortie de l'OPO) avec le montage de la Figure I-20. La cavité de l'OPO a une longueur de 60 mm, sans le miroir de recyclage. Lorsque nous l'utilisons, ce dernier est placé à 10 cm du miroir de sortie

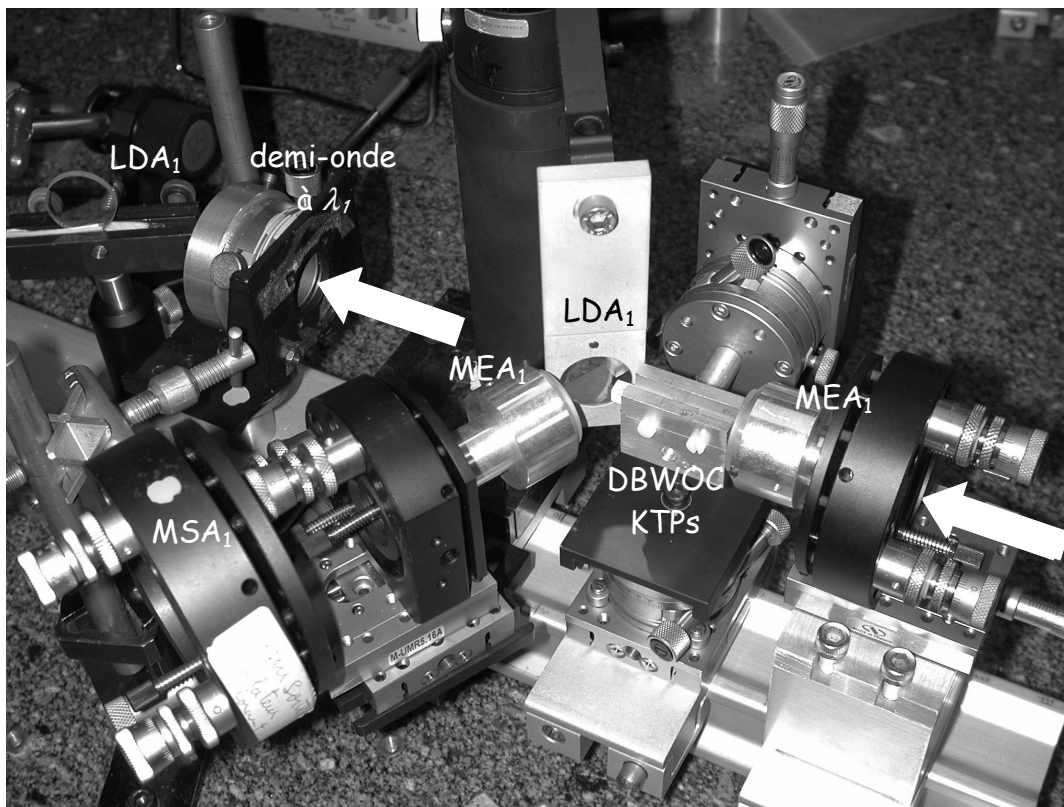


Figure I-20 – Photo du montage des premiers essais de l'OPO A_1 en cavité coude à 4 cristaux.

de la cavité résonante. Derrière l'OPO on peut voir une lame demi-onde et un polariseur à $2\ \mu\text{m}$ (LDA_1) qui nous permettent d'adapter l'énergie incidente sur l'OPO à base de ZGP que nous étudions par la suite.

Les deux cristaux sont fixés dans la même monture, et il n'existe pas de réglage fin nous permettant d'ajuster indépendamment les cristaux l'un par rapport à l'autre. Leur orientation relative, qui est réalisée par autocollimation sur leurs faces d'entrée avec un laser à He:Ne puis améliorée au cours du réglage de la cavité, est donc relativement grossière. Le faisceau du laser He:Ne est colinéaire au faisceau de pompe, et sa propagation s'effectue dans le même sens, ce qui nous permet de régler également les différents éléments de la cavité de l'OPO par autocollimation.

Nous obtenons une densité de puissance au seuil d'oscillation de $80\ \text{MW}/\text{cm}^2$, et un rendement énergétique global supérieur à 25 % : pour une énergie de l'onde de pompe de 23 mJ, on extrait 6 mJ autour de $2\ \mu\text{m}$ (Figure I-21). La valeur de la pente d'efficacité est du même ordre de grandeur que celle que nous avons obtenue avec un seul cristal de DBWOC KTP. Les résultats dans ces conditions expérimentales sont donc légèrement meilleurs qu'avec un seul cristal.

Il faut cependant signaler que les cristaux alors utilisés sont les KTP-4 et KTP-5, donc les ondes en sortie ne sont pas dans un état de polarisation parfaitement rectiligne. Il nous est

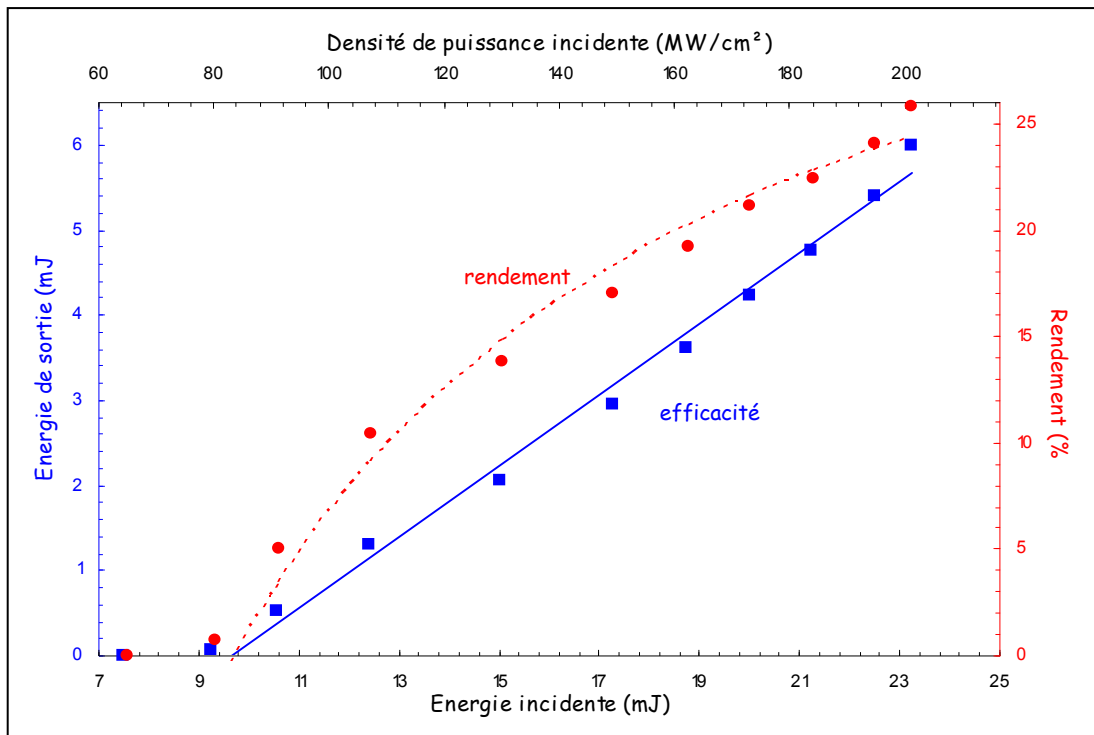


Figure I-21 - Efficacité et rendement globaux de l'OPO A₁ à deux cristaux de DBWOC KTP (KTP-4 et KTP-5) ; rayon de col de pompe de 700 μm (montage 1).

alors impossible de séparer correctement les ondes signal et complémentaire en sortie de l'OPO.

I.3.b.ii OPO A₁ avec le montage 2

Avec le montage 1, nous rencontrons des problèmes de stabilité de pointé du faisceau émis par le laser qui nous impose un réalignement fréquent des optiques. Nous tentons donc de solidariser le banc du laser et le banc de l'OPO. Cela nous impose une modification du montage (déplacement de certaines optiques) qui nous permet par la même occasion de changer la taille du faisceau au niveau de l'OPO. Dans cette configuration, le faisceau (légèrement divergent au niveau de l'OPO) a un rayon horizontal de 920 μm et vertical de 960 μm . Nous n'utilisons pas de système de lentilles pour le remettre en forme. La densité de puissance crête maximale atteinte dans ce cas est de 250 MW/cm² pour une énergie de pompe de 53 mJ.

Nous testons plusieurs types de miroirs en sortie de l'OPO. Les caractéristiques des miroirs MSA₁-1 à 5 sont données Tableau I-3.

Les résultats sont représentés sur les Figure I-22 et Figure I-24, et une synthèse se trouve Tableau I-4. La densité de puissance au seuil est légèrement inférieure à celle que nous avons mesurée avec un faisceau de taille plus faible, et on observe alors une saturation du rendement global autour de 15 %. Dans les meilleures conditions, une énergie totale de près de 9 mJ autour de 2 μm est néanmoins extraite.

Miroir	Transmission	Substrat
MSA ₁₋₁	< 1% à 1064 nm ≈ 50% pour le signal ≈ 90% pour le complémentaire	BK7
MSA ₁₋₂	< 1% à 1064 nm ≈ 12% pour le signal ≈ 60% pour le complémentaire	Infrasil
MSA ₁₋₃	< 1% à 1064 nm ≈ 60% pour le signal ≈ 95% pour le complémentaire	Infrasil
MSA ₁₋₄	< 2% à 1064 nm ≈ 50% pour le signal ≈ 98% pour le complémentaire	Infrasil
MSA ₁₋₅	< 3% à 1064 nm ≈ 17% pour le signal ≈ 94% pour le complémentaire	Infrasil

Tableau I-3 – Miroirs de sortie de l'OPO A₁.

Le rendement maximal est obtenu par la combinaison de deux miroirs en sortie (miroirs de fond de cavité oscillante et de recyclage découplés), et la pente d'efficacité est alors de 28 %. Lorsqu'on désaligne le miroir de recyclage (MEA₁₋₁ seul), l'énergie maximale obtenue passe à 4,4 mJ au lieu de 8,9 mJ, et la pente d'efficacité diminue. On confirme donc bien l'importance d'utiliser le recyclage de la pompe. Les résultats obtenus avec les miroirs MSA₁₋₄ et -5 pour lesquels l'onde de pompe est recyclée sont équivalents du point de vue de la pente d'efficacité (20 %). Cependant le miroir MSA₁₋₅ permet d'obtenir un seuil d'oscillation plus faible, ce qui s'explique par le fait que l'onde signal est beaucoup mieux réfléchiée que par le miroir MSA₁₋₄ (~ 83 % de réflexion contre ~ 50 %).

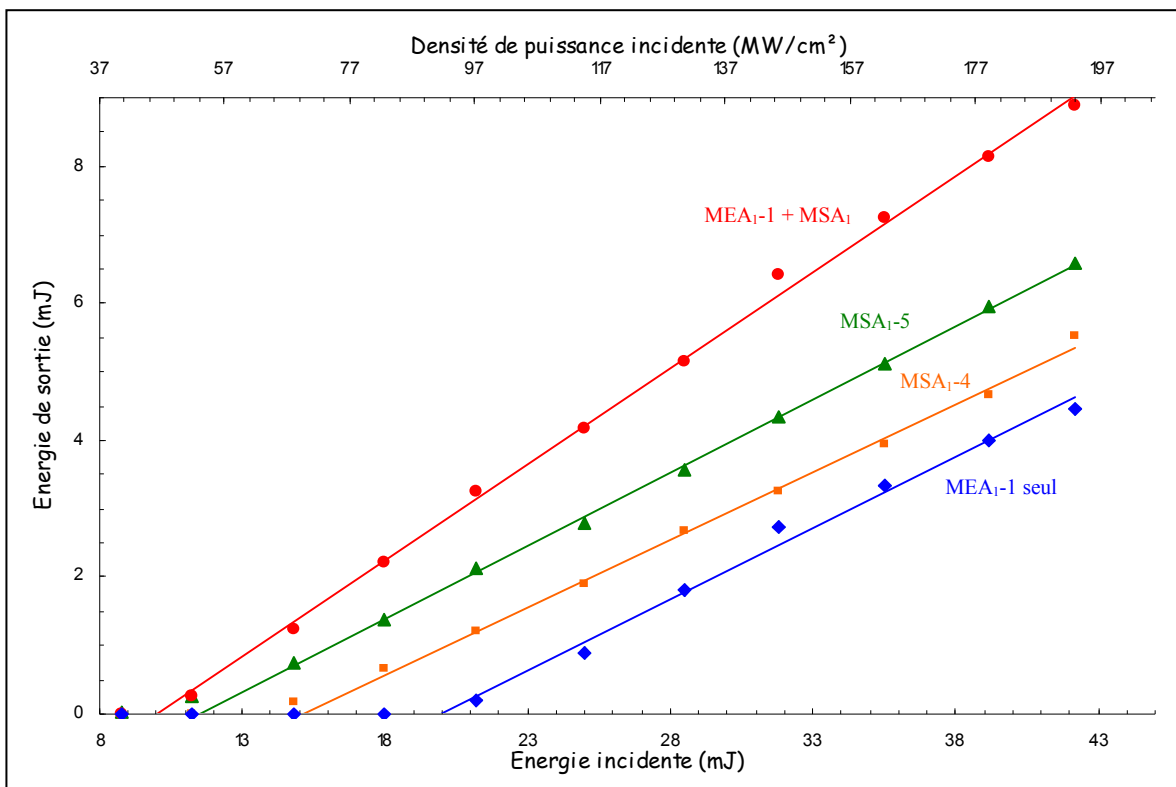


Figure I-22 - Efficacité totale de l'OPO à 2 DBWOC KTP (KTP-4 et KTP-5) pour 4 configurations de miroir de sortie différentes ; dimensions du faisceau pompe 920×960 μm.

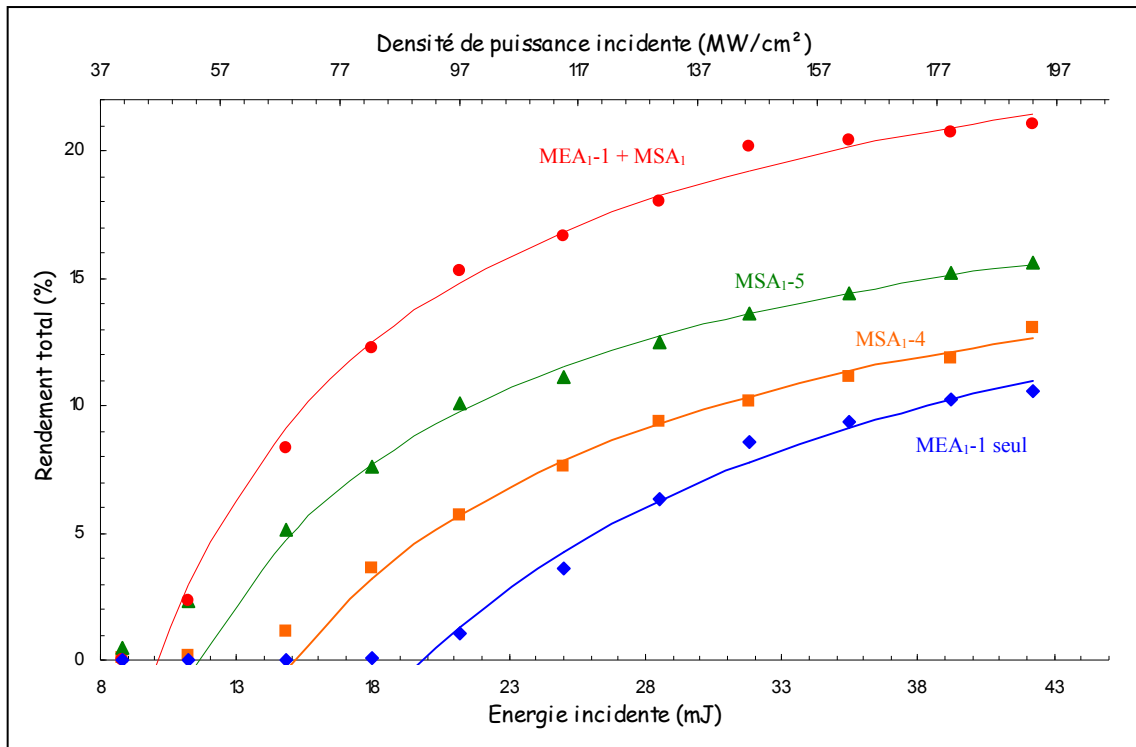


Figure I-24 – Rendement total de l'OPO à 2 DBWOC KTP pour 4 configurations de miroir de sortie différentes ; dimensions du faisceau pompe 920×960 μm.

Miroir de sortie	Densité de puissance au seuil d'oscillation	Énergie à 2 μm pour 42 mJ à 1 μm	Rendement maximal	Pente d'efficacité
MEA ₁ -1 seul	95 MW/cm ²	4,4 mJ	11%	21%
MSA ₁ -4	70 MW/cm ²	5,5 mJ	13%	20%
MSA ₁ -5	50 MW/cm ²	6,6 mJ	16%	21%
MEA ₁ -1 + MSA ₁	45 MW/cm ²	8,9 mJ	21%	28%

Tableau I-4 – Principaux résultats obtenus avec l'OPO à 2 DBWOC KTP pour 4 configurations de miroirs de sortie différentes, avec un rayon de pompe de 920×960 μm.

Nous mesurons la qualité spatiale du faisceau à 2 μm (signal et complémentaire) avec la meilleure configuration pour une énergie de pompe de 36 mJ, et 7 mJ émis (Figure I-23). Nous utilisons pour cela une lentille en CaF₂ (transparente à 2 μm et de focale 150 mm), et la méthode du trou mobile. Nous obtenons $M_x^2 \approx 2,7$ et $M_y^2 \approx 2,3$. Ces valeurs sont moins bonnes que celles que nous avons obtenues avec un faisceau de pompe plus petit (montage 1), mais l'énergie incidente de pompe et l'énergie de sortie sont plus importantes, et la densité de puissance est plus faible dans la configuration du montage 2 que pour le

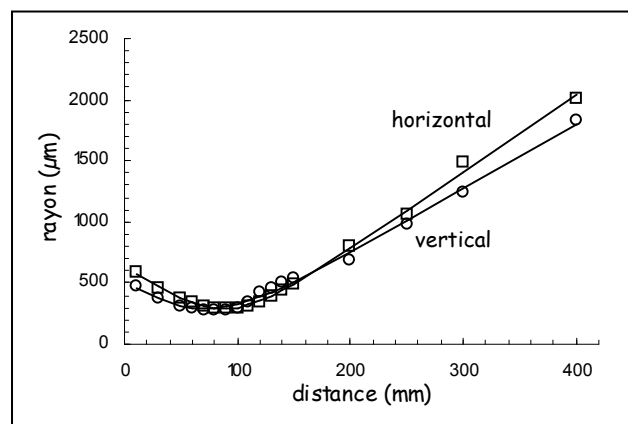


Figure I-23 – Caustiques de mesure de la qualité de faisceau à 2 μm pour le montage 2.

précédent. Ce sont néanmoins de très bonnes valeurs puisque nous n'employons aucun filtrage dans la cavité. De plus, comme les faisceaux signal et complémentaire ne sont pas séparés, c'est une qualité de faisceau globale que nous avons mesurée (même si l'énergie de l'onde signal est bien inférieure à celle de l'onde complémentaire). La qualité de chaque faisceau pris séparément est a priori meilleure.

I.3.b.iii OPO A_1 avec le montage 3

L'amélioration précédente que nous avons effectuée en passant du montage 1 au montage 2 ne supprime malheureusement pas complètement les instabilités de pointé du faisceau du laser. À ce moment nous avons l'occasion de placer l'OPO sur le même banc que celui du laser de pompe, ce qui résout finalement le problème.

De même que pour le montage 2, nous n'utilisons pas de système de remise en forme du faisceau, mais nous plaçons l'OPO A_1 au niveau du col, situé à quelques mètres de la sortie du laser. Nous travaillons avec des rayons de col au niveau de l'OPO de $860 \mu\text{m}$ horizontalement et $1030 \mu\text{m}$ verticalement, dimensions sensiblement équivalentes à celles du faisceau au niveau de l'OPO du montage 2.

Pour ces expériences nous disposons d'une nouvelle monture pour les deux cristaux de DBWOC KTP qui nous permet de régler séparément et finement leur orientation suivant les deux axes orthogonaux à l'axe optique, chacun des cristaux étant pourvu d'une rotation. Nous pouvons distinguer cette monture sur la photo du montage Figure I-25. La longue tige

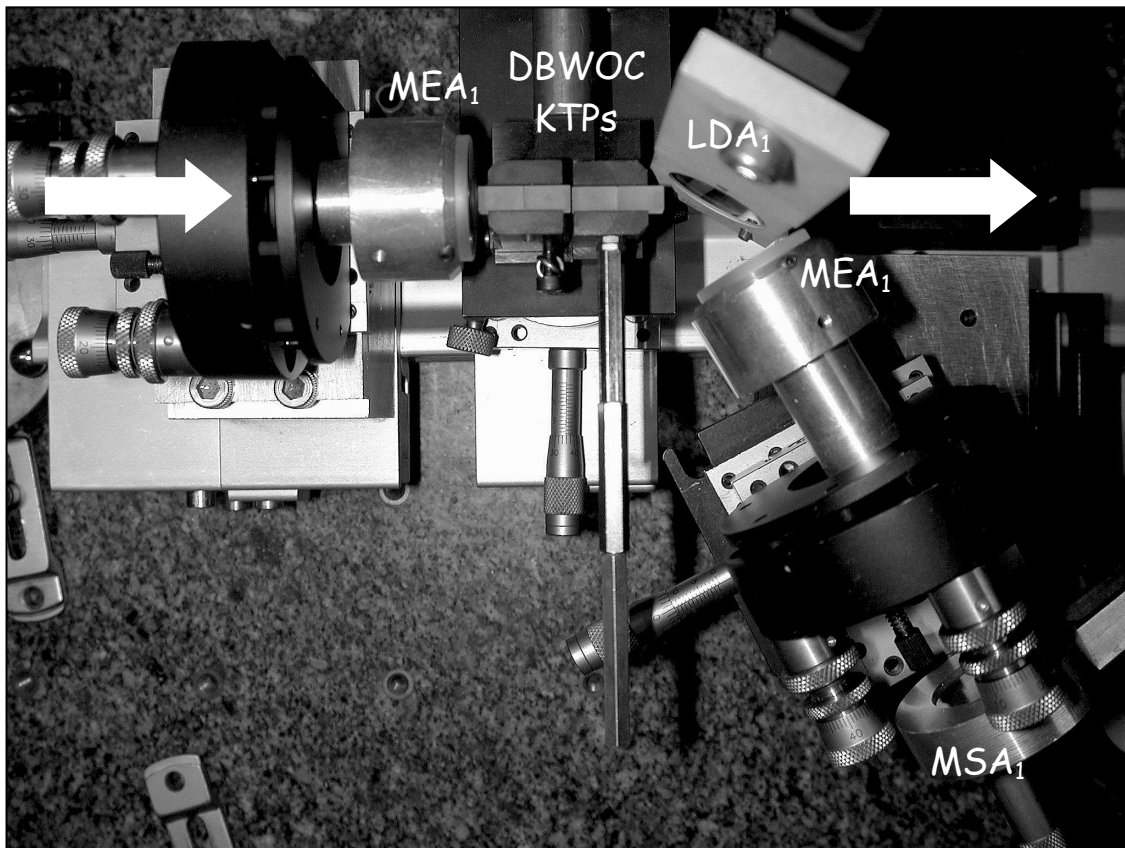


Figure I-25 - Vue de dessus du montage 3 de l'OPO A_1 en cavité coude à 4 cristaux.

permet d'orienter finement le cristal au cours de l'optimisation de la cavité. Le réglage de l'autre cristal est effectué grâce à une vis sous la monture. La longueur physique de la cavité résonante (sans miroir de recyclage) est de 60 mm, ce qui correspond à une longueur optique de 87 mm.

Dans un premier temps les expériences sont menées avec les cristaux KTP-4 et KTP-5, puis nous remplaçons le KTP-5 par le KTP-6 qui ne présente pas de problème de dépolarisation. Cependant nous utilisons deux polariseurs à 2 μm derrière l'OPO pour les mesures d'énergie, ce qui nous permet d'évacuer la majeure partie de l'onde signal résiduelle dans les deux cas.

Cristaux KTP-4 et KTP-5

Avec ces cristaux nous obtenons un rendement de 1 μm vers le complémentaire de près de 25 % (8,4 mJ obtenus pour une énergie de pompe de 34 mJ), avec un seuil d'oscillation mesuré à 31 MW/cm². Nous mesurons également la stabilité RMS de l'énergie du complémentaire. Elle est d'environ 2 % lorsque le pompage est maximal, pour une stabilité RMS de l'énergie de pompe de 1,3 % (Figure I-26). L'OPO est donc très stable en énergie, ce qui nous incite à penser que, même si un phénomène de dépolarisation des ondes produites dans la cavité est présent, l'OPO est quasiment simplement résonant.

Nous mesurons la qualité spatiale du faisceau à 2 μm pour une énergie de pompe triple de celle du seuil d'oscillation (22 mJ de pompe, 4 mJ de complémentaire, Figure I-27). Nous utilisons pour cela une lentille en CaF₂ (transparente à 2 μm) de focale 150 mm, et la méthode du trou mobile. Nous obtenons $M_x^2 = 2,2$ et $M_y^2 = 2$. Ces valeurs sont inférieures à celles que nous avons obtenues avec le montage 2 : les cristaux sont en effet mieux orientés l'un par

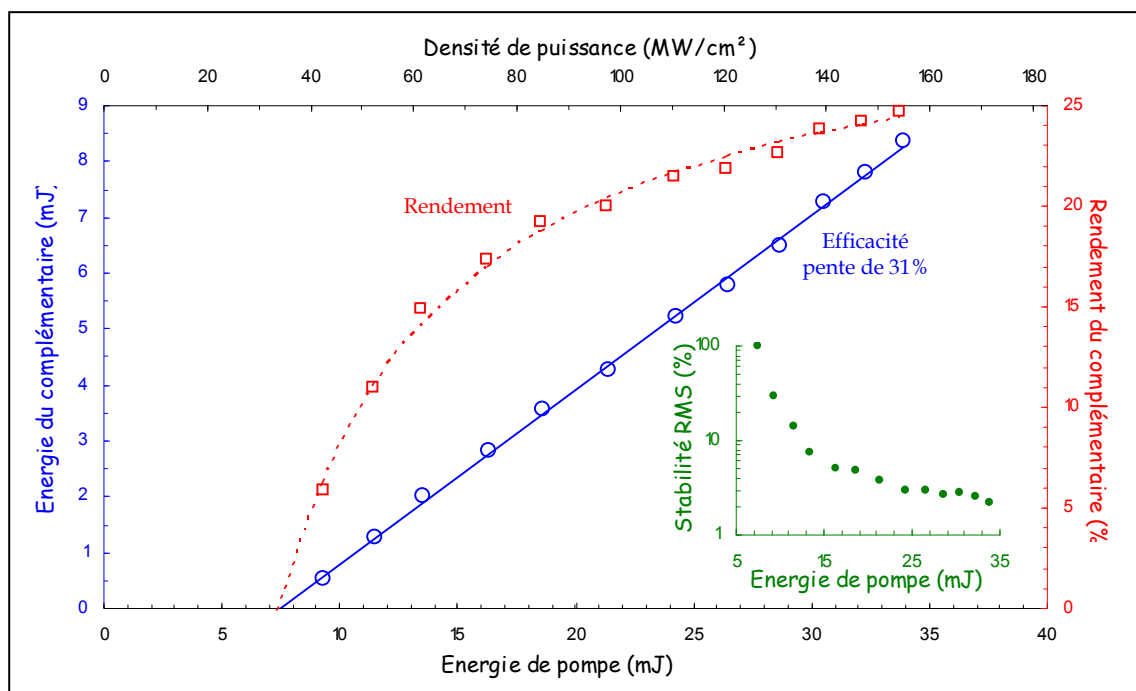


Figure I-26 - Efficacité, rendement et stabilité énergétique de l'impulsion à 2 μm pour l'OPO A₁ en cavité coudée avec les cristaux KTP-4 et KTP-5.

rapport à l'autre.

Comme on peut le voir Figure I-28, lorsque les deux cristaux de KTP sont désorientés l'un par rapport à l'autre, le spectre de l'onde complémentaire générée évolue notablement. Tous les spectres sont obtenus dans les mêmes conditions, après optimisation de l'énergie de sortie de l'OPO pour chaque orientation relative des cristaux. La meilleure énergie de sortie est obtenue avec l'orientation pour laquelle les deux cristaux émettent à la même longueur d'onde (spectre le plus étroit, qui se détache des autres). La largeur du spectre de l'onde complémentaire est alors d'environ 3 nm.

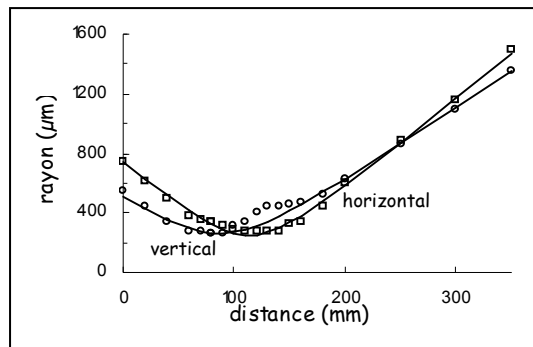


Figure I-27 – Caustiques de mesure de la qualité de faisceau à 2 μm pour l'OPO A₁ en cavité coudée (KTP-4 et KTP-5).

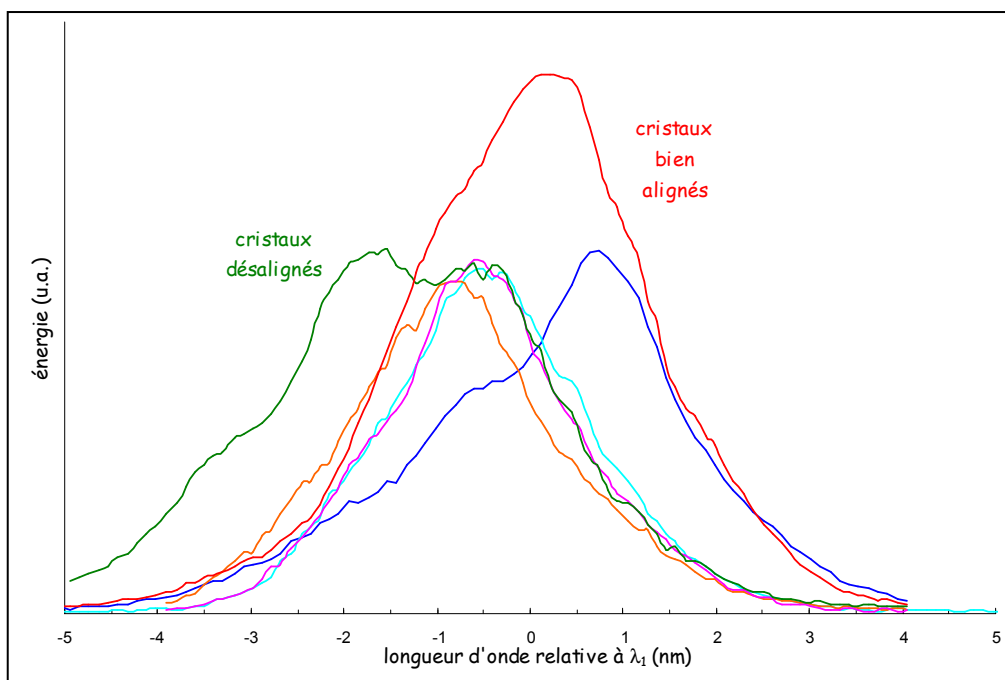


Figure I-28 – Évolution du spectre de l'onde complémentaire en sortie de l'OPO A₁ pour différentes orientations relatives des deux cristaux KTP-4 et KTP-5.

Problèmes de polarisation du cristal KTP-5

Nous nous apercevons que le système atténuateur à 2 μm (demi-onde à λ_1 et lame LDA₁) ne permet pas d'obtenir d'extinction à sa sortie : au minimum il reste environ 40 % de l'énergie maximale. Nous supposons donc un problème de dépolarisation. Dans une configuration d'OPO continu doublement résonant utilisant un polariseur intracavité, Lee et Wong [Lee,98] ont remarqué un phénomène de dépolarisation dû au désalignement entre les axes de leur cristal de KTP et les axes de leur polariseur. Nous tentons donc d'aligner au mieux les axes

de notre cristal (utilisé seul dans la cavité coudée) mais cela ne modifie pas les propriétés de polarisation des ondes en sortie.

Pour effectuer les tests de polarisation nous utilisons le rapport entre les intensités maximales des ondes signal et complémentaire derrière un monochromateur, avec ou sans lame LDA₁ polarisante derrière l'OPO (Tableau I-5). Nous remarquons ainsi, en comparant les cristaux, que le cristal KTP-5 ne discrimine quasiment pas en polarisation les ondes signal et complémentaire, ce que réalise en revanche très bien le cristal KTP-4. La raison de ce problème n'est pas élucidée. Nous ne pouvons pas mener d'essais plus approfondis sur ce cristal car nous le renvoyons pour échange chez *Cristal Laser*, qui nous fournit le cristal KTP-6 ne présentant pas ce phénomène. Il est à noter que les cristaux KTP-4, -5, et -6 ont été fabriqués à partir de la même boule de KTP massif, et que leur orientation et leur soudage ont été effectués dans le même temps et les mêmes conditions.

Cristaux dans la cavité OPO	I _{complémentaire} /I _{signal}		Commentaires
	sans LDA ₁	avec LDA ₁	
KTP-4 et KTP-5	1,9	2	Pas de changement : s et c transmis de manière équivalente par LD
KTP-4 avec différentes orientations	4,3	28	Bonne polarisation des deux ondes
	5,2	70	Excellente polarisation des deux ondes
	14	63	
	13	100	
KTP-5 avec différentes orientations	3,8	6,5	Très mauvaise discrimination
	4,1	7,8	Polarisation moyenne
	4	17	
	4,4	21	
KTP-6	2,6	27	Très bonne polarisation des deux ondes
KTP-4 et KTP-6	7	25	Très bonne polarisation des deux ondes

Tableau I-5 – Comparaison des DBWOC KTP en termes de polarisation des ondes émises.

Cristaux KTP-4 et KTP-6

Le nouveau cristal, utilisé dans les mêmes conditions que précédemment, permet d'obtenir de meilleurs résultats (Figure I-30) : la densité de puissance au seuil passe de 31 MW/cm² à 25 MW/cm², et la pente d'efficacité de 31 % à 34 %. Le rendement énergétique atteint 29 % de 1 μm vers λ₁ (10,6 mJ à λ₁ pour 37 mJ à 1 μm), ce qui correspond à près de 60 % de rendement photonique. Avec une lame LDA₁ et un système atténuateur derrière l'OPO, une énergie de presque 10 mJ est alors exploitable pour pomper l'OPO à ZGP.

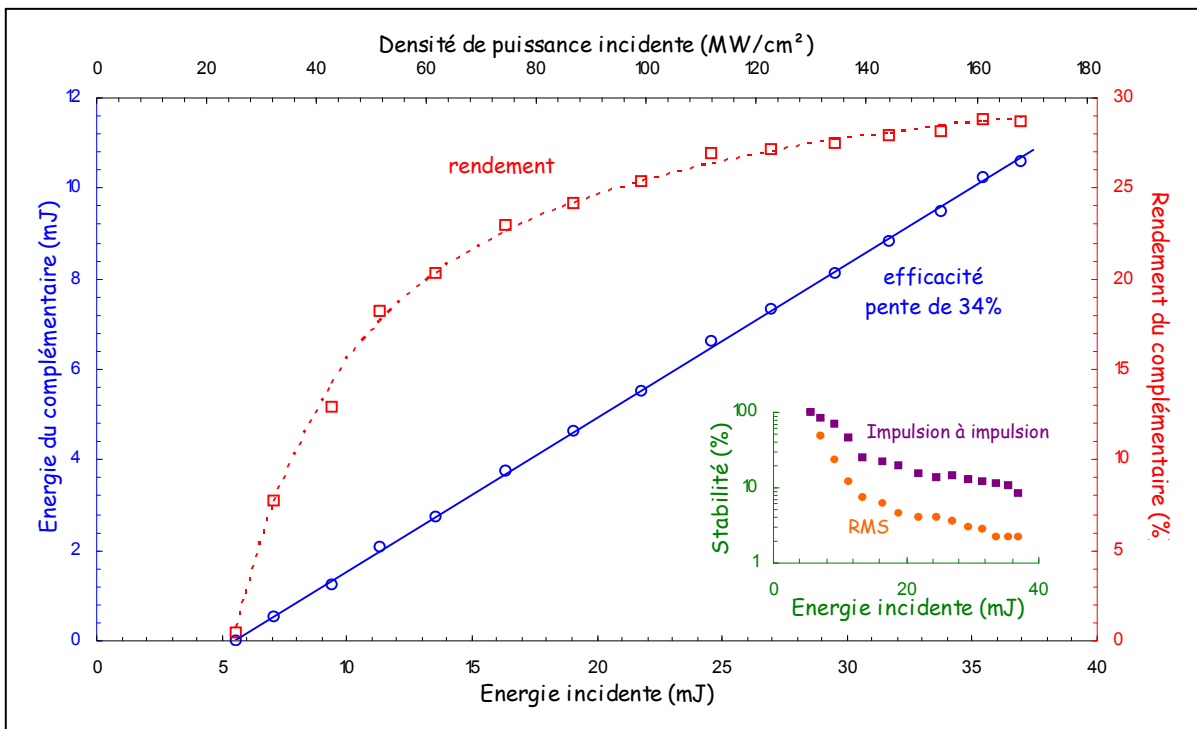


Figure I-30 – Efficacité, rendement et stabilité énergétique de l'impulsion à 2 μm pour l'OPO A_1 en cavité coudeée avec les cristaux KTP-4 et KTP-6.

Sur les profils temporels (Figure I-29), on note un très fort dépeuplement de l'onde de pompe (l'énergie de pompe vaut alors 7 fois celle du seuil d'oscillation). Le profil temporel de l'onde de pompe non dépeuplée est obtenu derrière l'OPO en bloquant l'oscillation de l'onde signal (cache devant le miroir de sortie de cavité). Le montage utilisé pour cette mesure est également représenté : une lame LDA₁ sépare les ondes signal et pompe résiduelle de l'onde complémentaire ; un miroir à haute transmission sur les ondes signal et pompe réfléchit suffisamment de l'onde de pompe pour qu'on puisse en mesurer le profil sur une photodiode à silicium de temps de montée inférieur à 1 ns. Pour l'onde complémentaire on utilise un filtre passe-bande Lot Oriel TFSWP-215-01N (qui transmet les longueurs d'onde comprises entre 1,9 μm et 3,7 μm) puis une lentille qui focalise sur un détecteur pyroélectrique Moletron P5-01 de temps de montée inférieur à 500 ps. La durée de l'impulsion de l'onde complémentaire vaut environ 14,5 ns à mi-hauteur (contre 16 ns pour l'impulsion de l'onde de pompe).

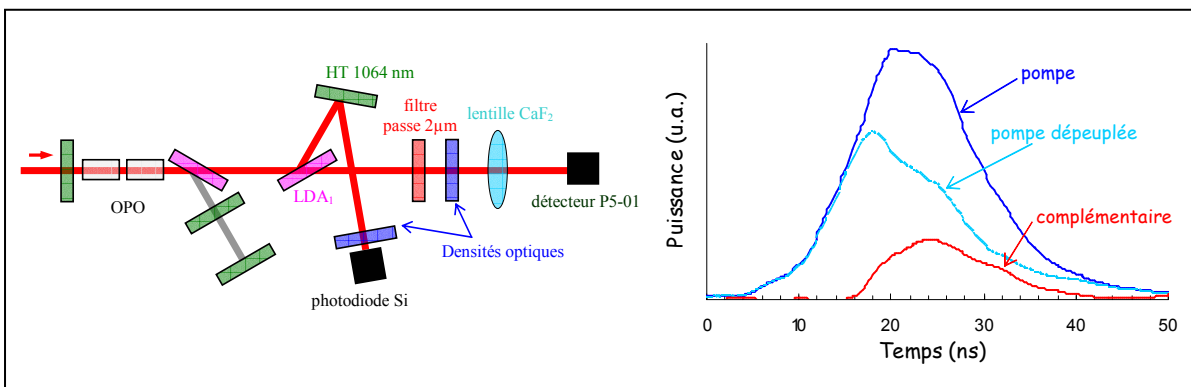


Figure I-29 – Profils temporels derrière l'OPO A_1 et montage utilisé pour les mesurer.

La largeur spectrale de la combinaison des deux cristaux de DBWOC KTP est très légèrement supérieure à celle d'un cristal de KTP massif à la même longueur d'onde, et vaut environ 3 nm (Figure I-31). Cette largeur spectrale assez faible nous permet d'obtenir une densité spectrale de puissance suffisante pour pomper le deuxième étage de notre configuration. En effet, l'acceptance spectrale sur l'onde de pompe du ZGP est d'environ 1 THz.cm aux longueurs d'onde considérées [Arisholm,02] ce qui correspond à une largeur spectrale de 10 nm pour un cristal de longueur 16 mm.

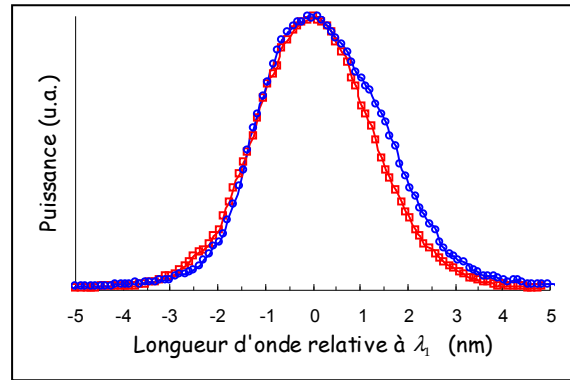


Figure I-31 – Spectre du complémentaire en sortie de l'OPO A₁ ; comparaison entre un cristal de KTP massif (rouge) et deux cristaux de DBWOC KTP (bleu).

Au maximum d'efficacité de l'OPO A₁ (pour une énergie de pompe de 37 mJ), la qualité de faisceau de l'onde complémentaire est mesurée à $M_x^2 \approx 2,7$ et $M_y^2 \approx 2,3$.

En termes d'efficacité, les résultats obtenus avec cet OPO sont meilleurs que tous les résultats d'OPO à KTP que nous avons pu trouver dans la littérature (rendement énergétique de 1 μm vers une seule onde de 29 %, soit 59 % de rendement photon à photon). Par exemple l'OPO à KTP de Mennerat [Mennerat,00] a un rendement énergétique total (signal et complémentaire) de 32 % dans la même gamme de longueurs d'onde. Le rendement que nous obtenons est approché par Arisholm et col. avec un taux de conversion de 1 μm vers l'onde signal de 48 % photon à photon [Arisholm,02b]. La qualité de faisceau qu'ils obtiennent ($M^2 \approx 1,4$) est meilleure que celle que nous obtenons en raison de la plus grande longueur de leur cavité.

Lorsque nous tentons d'utiliser cette configuration avec le laser 5 à haute cadence, nous ne parvenons pas à atteindre le seuil d'oscillation, même avec une cavité linéaire très courte, en raison de la trop faible énergie de pompe disponible. Le rayon de faisceau de pompe au niveau du cristal est de 200 μm , et la densité de puissance crête de 85 MW/cm². À basse cadence cette densité de puissance suffit pour dépasser le seuil d'oscillation, mais, le faisceau de pompe utilisé étant cinq fois plus petit, l'effet de la double réfraction est accentué même avec les cristaux de DBWOC KTP. Cette expérience nécessiterait des cristaux soudés plus courts et plus nombreux (par exemple des cristaux de longueur 2 à 4 mm pour une longueur totale d'une trentaine de mm) afin que l'effet de la double réfraction soit moins important pour une telle taille de faisceau de pompe.

I.3.c OPO à KTP en cavité coudée : conclusion

En définitive, les meilleurs résultats pour l'OPO A₁ sont obtenus avec un OPO situé au niveau du col du faisceau, de rayon de l'ordre du millimètre, avec deux cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction mis en série, et en découplant la fonction de réflexion de l'onde signal et de recyclage de la pompe. On atteint un rendement photon à photon de 1 μm vers l'onde complémentaire produite à proximité de la dégénérescence de 59 % (10,6 mJ obtenus pour une énergie de pompe de 37 mJ). La qualité de faisceau mesurée est très bonne si on considère qu'aucun système de filtrage n'est introduit dans la cavité ($M^2 \approx 2,5$).

Cet OPO, qui donne des résultats très intéressants à basse cadence en ce qui concerne l'efficacité et la qualité de faisceau, est tout à fait convenable pour le pompage de l'OPO à ZnGeP₂. Nous pouvons donc l'utiliser en tant que source pour tester l'OPO A₂.

II OPO à cristal de ZGP (OPO A₂)

Nous cherchons à émettre grâce à un OPO à cristal de ZGP pompé par une onde autour de 2 μm deux ondes en bande 3,5-5 μm . Nous disposons pour les tests de cet OPO de deux cristaux de ZnGeP_2 identiques approvisionnés aux États-Unis et traités anti-reflet à 2 μm et sur la bande 3,5-5 μm .

Un autre cristal a été testé, mais après quelques jours d'essais sans résultats et une mesure de l'angle entre ses faces d'entrée et de sortie par le Laboratoire de Métrologie de l'Institut d'Optique, nous le renvoyons chez l'importateur : le défaut de parallélisme est de $1^\circ 42'$ (à titre de comparaison une spécification classique de cet angle est inférieure à $10''$).

Les dimensions des cristaux ZGP-1 et ZGP-2 utilisés sont de $5 \times 5 \times 16 \text{ mm}^3$, et ils sont orientés selon $\theta = 52^\circ$ et $\varphi = 0^\circ$. Ils sont utilisés en accord de phase par biréfringence de type 1 (*eeo*) en cavité linéaire doublement résonante sans recyclage de pompe derrière l'OPO A₁ présenté précédemment. Le cristal est monté sur un système lui permettant d'être orienté et translaté suivant les 6 degrés de liberté possibles (Figure II-1).

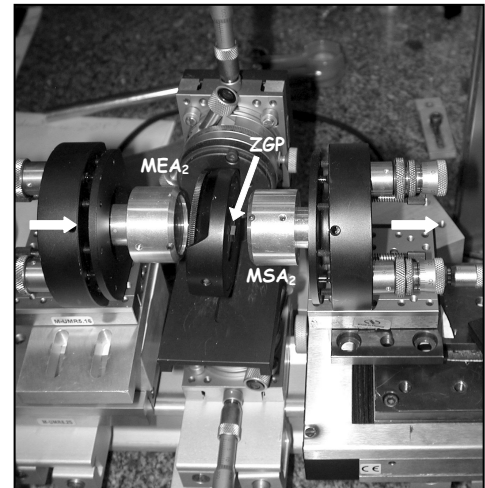


Figure II-1 – Photo du montage de l'OPO A₂

L'onde de pompe utilisée est l'onde complémentaire issue de l'OPO A₁, qui est proche de la dégénérescence.

II.1 Éléments optiques utilisés

La réalisation des éléments optiques dans la gamme des longueurs d'onde entre 2 et 5 μm est très complexe en raison de la grande épaisseur des couches de matériaux à déposer et de leur nature ; cela pose d'énormes problèmes de contraintes mécaniques et de capacité des creusets à utiliser dans les machines de traitements par évaporation. De plus, les fournisseurs ne s'engagent pas sur la tenue au flux de ces traitements par manque d'expérience dans ce domaine spectral. C'est donc l'équipe de traitements optiques de CILAS qui se charge de réaliser les miroirs d'entrée et de sortie pour cet OPO.

II.1.a Miroir d'entrée

Le miroir d'entrée MEA₂ doit être transparent à la pompe. Nous spécifions de plus un traitement hautement réfléchissant pour les ondes signal et complémentaire, plus simple à

réaliser qu'un traitement hautement réfléchissant pour l'onde signal et transparent à l'onde complémentaire (ou le contraire), ce qui aurait rendu l'OPO simplement résonant.

Les résultats obtenus sont conformes à nos attentes au bout d'un certain nombre d'essais de traitements, puisque la transmission à λ_1 est de 95 %. Les mesures sont effectuées chez CILAS avec un spectromètre en transmission Perkin-Elmer qui couvre la plage 1,5-20 μm . Sa réflectivité aux longueurs d'onde signal et complémentaire ne peut pas être évaluée car le miroir est déposé sur un substrat de silice fondue qui ne transmet pas à ces longueurs d'onde (Figure II-2).

II.1.b Miroir de sortie

Le miroir de sortie MSA₂ est spécifié comme suit :

- hautement transparent pour l'onde de pompe ;
- 60 % de réflectivité pour l'onde signal ;
- hautement transparent pour l'onde complémentaire.

Les résultats obtenus sont proches de ces spécifications : 95 % de transmission à λ_1 , 29 % de transmission (donc environ 70 % de réflectivité) pour l'onde signal et 91 % de transmission pour l'onde complémentaire (Figure II-2).

L'OPO est donc a priori quasiment simplement résonant sur l'onde signal.

Ce miroir présente des défauts visibles à l'œil nu (taches noires réparties sur toute la surface traitée). Nous tentons d'en déterminer l'origine en le passant au microscope électronique à balayage (cf. Annexe 5).

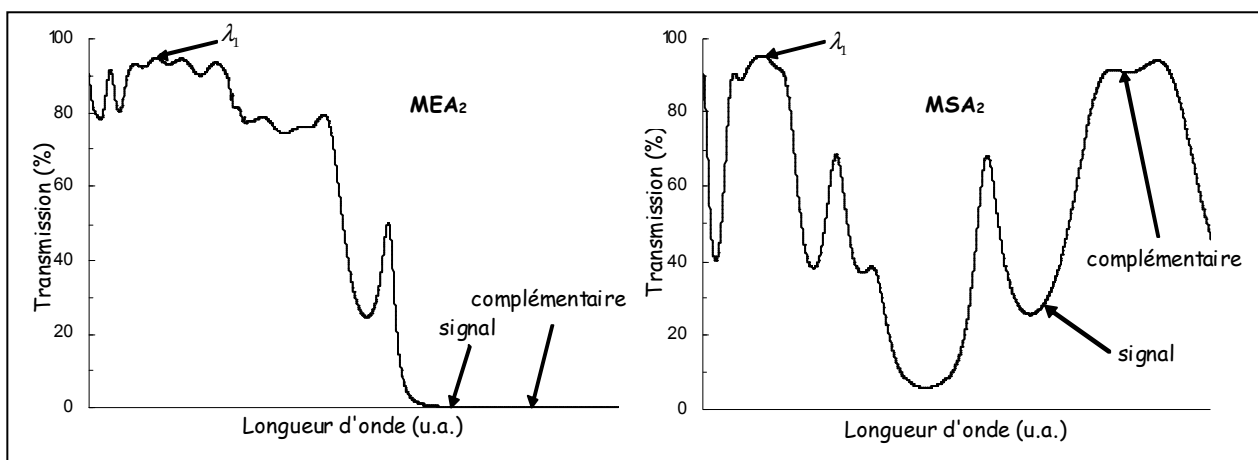


Figure II-2 - Transmission des miroirs d'entrée MEA₂ et de sortie MSA₂ de l'OPO A₂; nous signalons sur les courbes les positions des longueurs d'onde spécifiées.

II.2 Résultats obtenus

Nous testons l'OPO A₂ derrière l'OPO A₁ avec les montages 2 et 3.

II.2.a OPO avec le montage 2

Pour ce montage et les premiers essais réalisés, nous nous limitons à une densité de puissance crête sur le cristal de ZnGeP₂ de moins de 20 MW/cm² afin de ne pas endommager ses traitements. L'OPO est placé dans le faisceau divergent de sortie de l'OPO A₁, où ses dimensions sont de 1,1 mm dans les deux directions. À cet emplacement la pleine divergence du faisceau de pompe est de 0,8 mrad. L'OPO aurait pu être optimisé par son utilisation au niveau du col du faisceau de pompe, mais ceci ne peut être réalisé aisément en raison de la difficulté liée à la visualisation du faisceau à 2 μm qui ne nous permet pas d'adapter facilement un système de lentilles entre les deux OPO. De plus, nous devons vérifier relativement souvent les dimensions du faisceau de pompe afin de contrôler la densité de puissance incidente sur le cristal de ZGP, celle-ci pouvant évoluer d'une journée à l'autre.

Nous faisons varier l'énergie incidente sur l'OPO grâce à un système atténuateur composé d'une lame demi-onde à λ_1 et d'une lame LDA₁ (Figure II-3). Les résultats sont issus d'une mesure effectuée derrière un filtre *Lot Oriel TFLWP-214-01N* passe-bande (qui transmet les longueurs d'onde comprises entre 3,9 μm et 6 μm), dont la transmission pour les ondes produites a été préalablement mesurée (les résultats en tiennent compte).

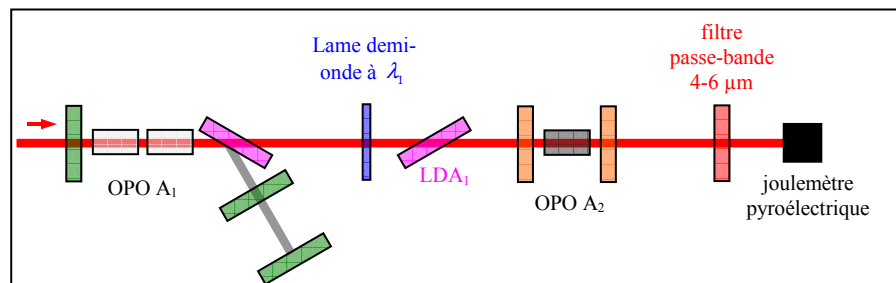


Figure II-3 – Montage global des OPO A₁ et A₂ en série.

Ainsi, pour une énergie de pompe de 4,7 mJ, une énergie de 1,1 mJ est obtenue au-dessus de 3,9 μm. La pente d'efficacité atteint 46 %, pour une densité de puissance au seuil d'oscillation de 9,5 MW/cm² environ (Figure II-4). Les performances ne sont donc pas à la hauteur de nos espérances dans cette configuration, malgré le très fort coefficient non linéaire effectif de la conversion et la courte longueur de cavité (3 cm).

Nous déplaçons ensuite le banc d'expérimentation vers le montage 3.

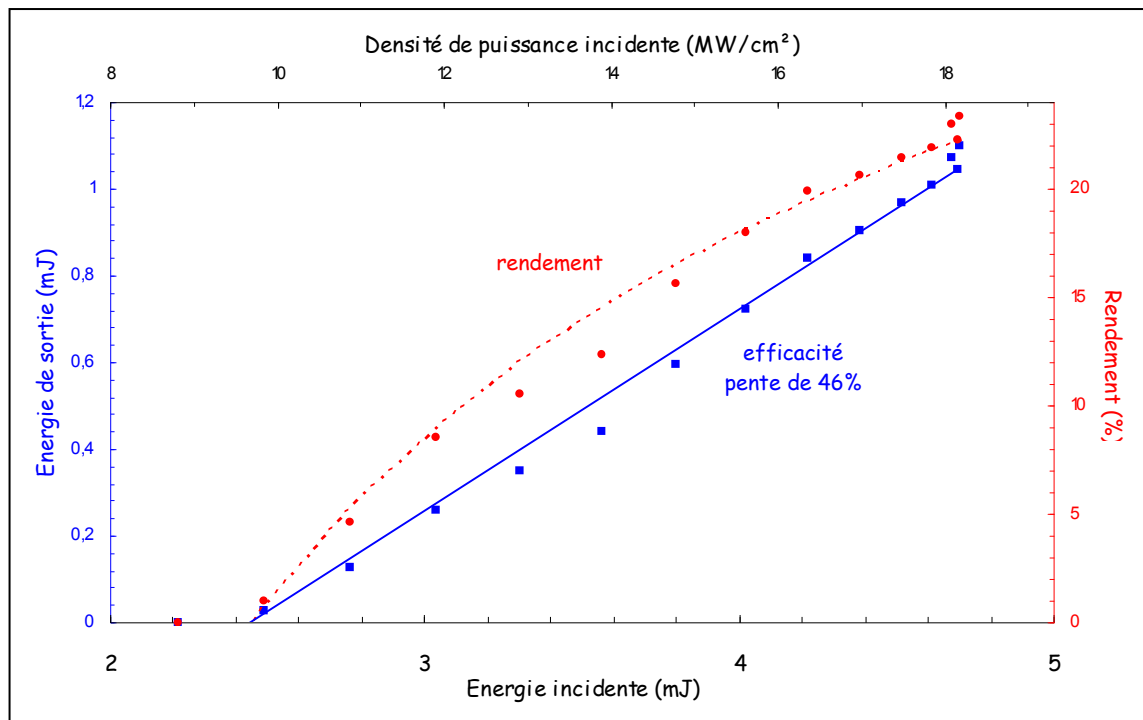


Figure II-4 – Efficacité et rendement de λ_1 vers les ondes signal et complémentaire de l'OPO A_2 pour le cristal ZGP-1 avec le montage 2 de l'OPO A_1 .

II.2.b OPO avec le montage 3

Sur ce montage, l'OPO A_2 est toujours placé dans le faisceau divergent issu de l'OPO A_1 . La pleine divergence est cette fois d'environ 1,5 mrad selon x , et 5 mrad selon y . Le faisceau est légèrement elliptique de dimensions au col de $1 \times 1,2$ mm (rayons à $1/e^2$). Nous effectuons des essais avec les deux cristaux de ZGP en faisant varier la longueur de la cavité.

Cristal ZGP-1 (Figure II-5) :

Les résultats obtenus sont plus intéressants que sur le montage précédent pour une cavité de 3 cm (soit une longueur optique de 64 mm). Nous obtenons une densité de puissance crête de pompe au seuil similaire (9 MW/cm^2) mais une pente d'efficacité beaucoup plus importante (74 %), ce qui permet d'atteindre un rendement énergétique maximal de λ_1 vers les ondes signal et complémentaire de plus de 45 % (pour une énergie de pompe de 5,7 mJ, nous obtenons une énergie de sortie de 2,65 mJ). Pour une cavité de 6 cm, soit une longueur optique de 94 mm, la densité de puissance nécessaire pour atteindre le seuil (9 MW/cm^2) et la pente d'efficacité (68 %) ne sont que très peu modifiées. On ne gagne quasiment rien semble-t-il à utiliser la cavité la plus courte avec ce cristal. En revanche, lorsque la longueur de la cavité passe à 7 cm, le seuil augmente à 11 MW/cm^2 et la pente reste sensiblement la même (65 %), le rendement énergétique maximal dépassant à peine 30 %.

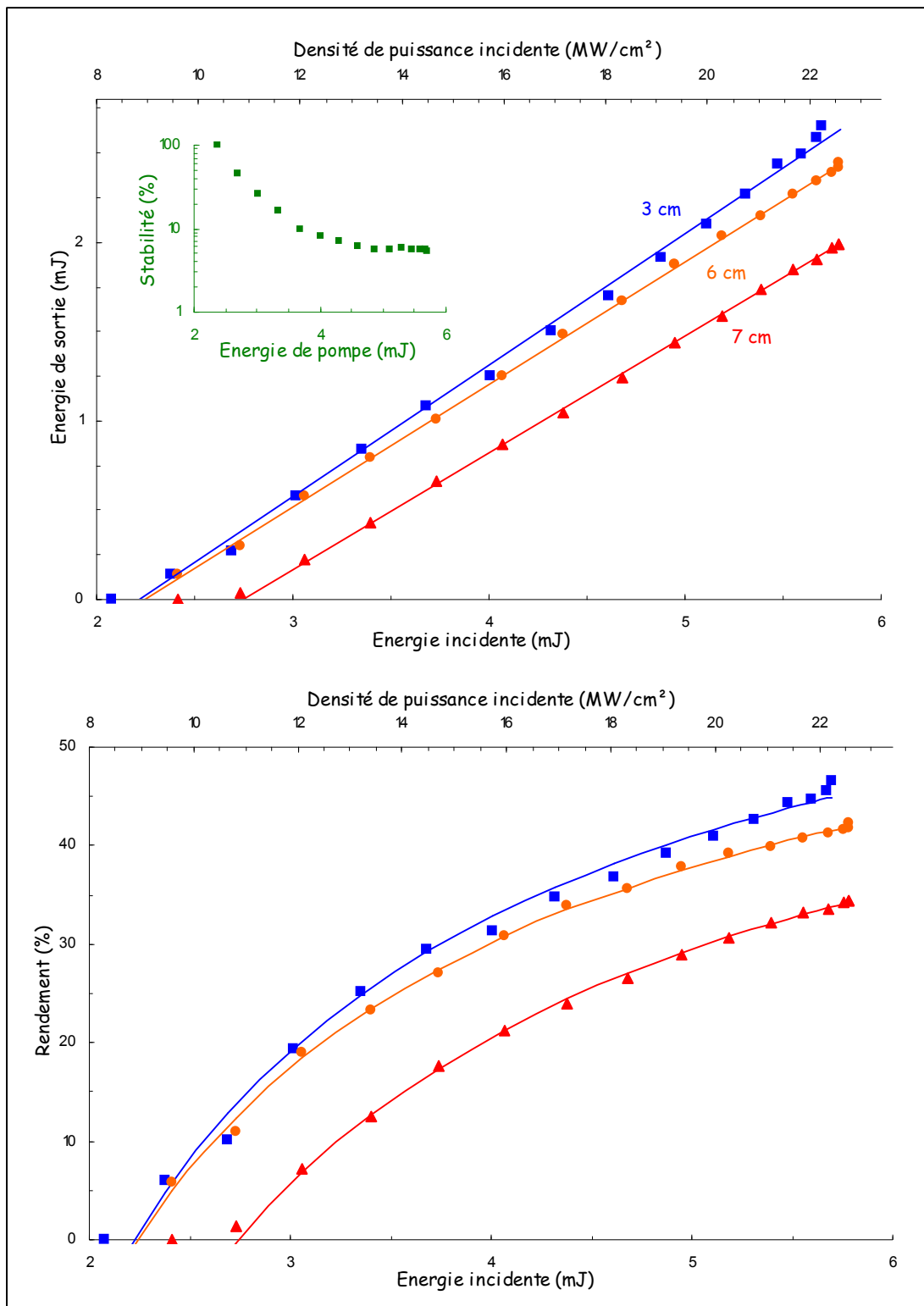


Figure II-5 – Efficacité et rendement totaux de l'OPO A₂ avec le cristal ZGP-1 pour 3 longueurs de cavité (montage 3) ; stabilité RMS de l'énergie pour la cavité de 3 cm.

Quant à la stabilité RMS énergétique des impulsions, elle est au mieux de l'ordre de 6 %, pour une stabilité RMS énergétique de la pompe à λ_1 de 2 %.

La qualité de faisceau est mesurée pour des longueurs de cavité de 30 et 60 mm, par la méthode du trou mobile, derrière une lentille en CeBr (transparent aux ondes considérées)

de focale 50 mm. Nous n'avons aucun moyen de séparer les ondes signal et complémentaire, les faisceaux mesurés contiennent donc les deux ondes.

La meilleure qualité de faisceau est obtenue pour la cavité de 60 mm : $M_x^2 \approx 4,5$ et $M_y^2 \approx 5,8$, contre $M_x^2 \approx 8,2$ et $M_y^2 \approx 8,9$ pour la cavité de 30 mm. Le profil spatial typique des impulsions en sortie enregistré par une caméra pyroélectrique Electrophysics PV-320 est représenté Figure II-6. C'est un profil moyenné sur 10 impulsions. On distingue assez nettement les pics correspondant aux ondes signal et complémentaire, qui sont séparées à cause de la double réfraction. Cette caméra ne permet de faire que des mesures qualitatives car sa matrice CCD est très inhomogène et sa réponse n'est pas linéaire en fonction de l'intensité reçue. Les deux coupes du profil dans chaque direction sur la figure correspondent au profil mesuré (les plus proches de l'image du faisceau) et à un profil moyenné sur 256 impulsions. Ils sont quasiment identiques : la forme du faisceau est relativement stable.

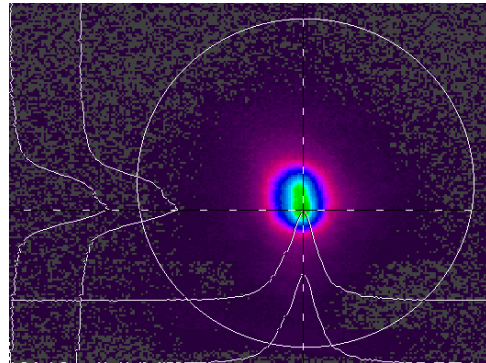


Figure II-6 - Profil spatial du faisceau en sortie de l'OPO A₂.

Cristal ZGP-2 (Figure II-8) :

Les résultats obtenus avec ce cristal pour les mêmes longueurs de cavités sont équivalents aux précédents. Cependant nous testons l'OPO avec une cavité encore plus courte (25 mm) qui donne des résultats encore meilleurs : la densité de puissance au seuil baisse à 7,5 MW/cm², et la pente d'efficacité est la même que précédemment (74 %). Pour une énergie de pompe de 5 mJ, nous obtenons une énergie de sortie de 2,38 mJ, ce qui correspond à un rendement énergétique global de 47 %. La pente d'efficacité reste inchangée pour une cavité de 30 mm avec le cristal 2, et baisse à 67 % pour une cavité de 60 mm. Les résultats pour les cavités de 3 et 6 cm sont équivalents pour les deux cristaux de ZGP, nous pouvons donc dire que leur qualité est très semblable du point de vue du polissage, du traitement et de l'homogénéité optique et cristalline.

Les profils temporels (Figure II-7) sont mesurés avec un détecteur Molectron P5-01 derrière l'OPO. Le profil de la pompe non dépeuplée est obtenu en désalignant la cavité de l'OPO. On remarque que le dépeuplement de la pompe est très important, comme on pouvait s'y attendre

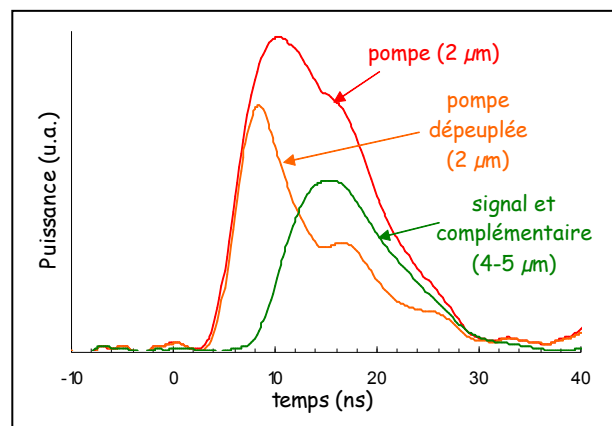


Figure II-7 Profils temporels en sortie de l'OPO A₂.

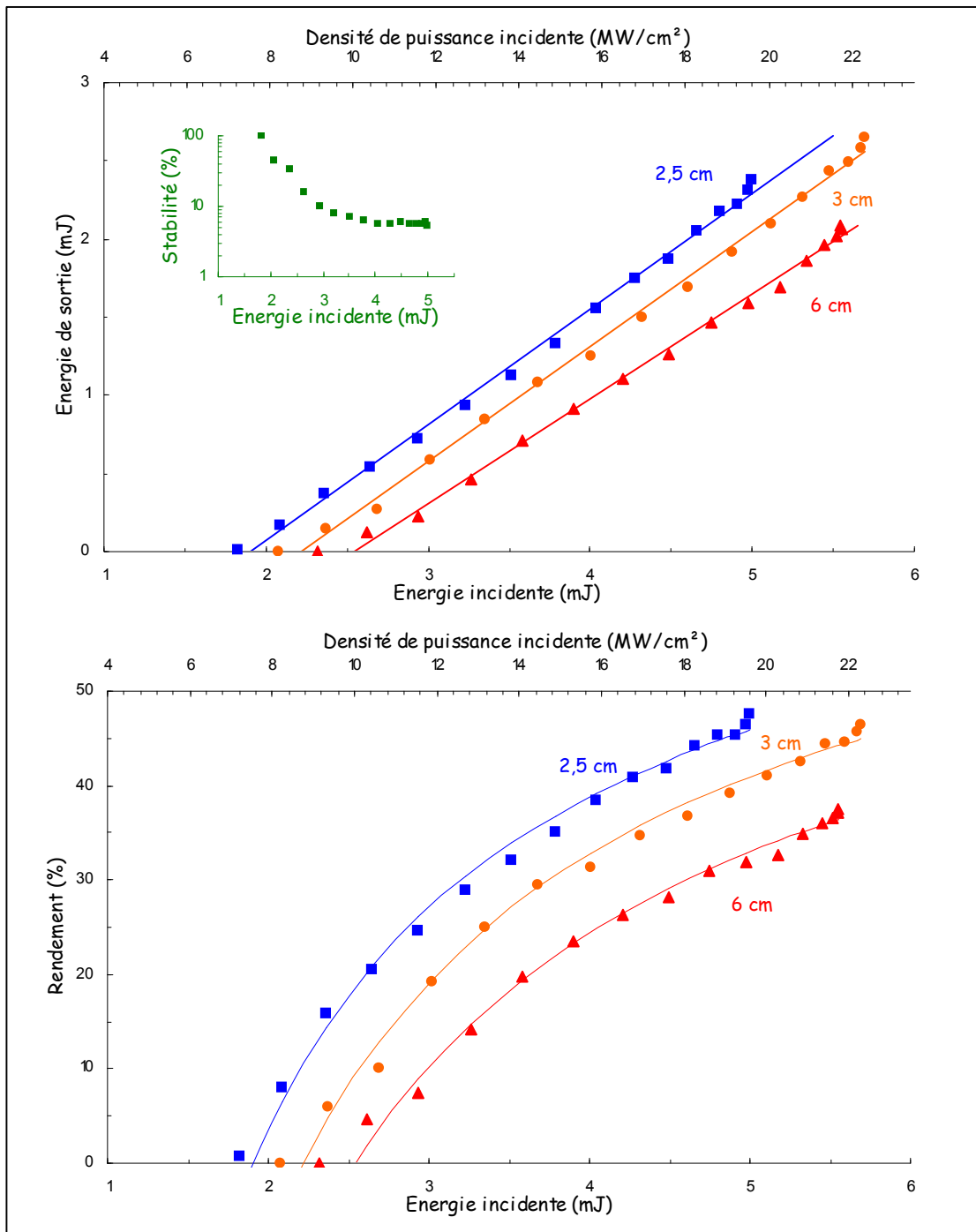


Figure II-8 Efficacité et rendement de l'OPO A₂ avec le cristal ZGP-2 pour 3 longueurs de cavité (montage 3) ; stabilité RMS de l'énergie pour la cavité de 3 cm.

étant donné le rendement obtenu. La durée de l'impulsion est de 12,4 ns, signal et complémentaire confondus.

II.2.c Étude spectrale

Les spectres sont enregistrés en sortie de ZGP en utilisant le monochromateur motorisé de l'Institut d'Optique, avec un réseau de 150 traits/mm.

Un spectre typique obtenu est représenté Figure II-9. Nous pouvons remarquer que sa largeur est très importante, et que, même si la longueur d'onde pic n'est pas à la dégénérescence, les ondes signal et complémentaire ne sont pas vraiment distinctes. La largeur spectrale globale est d'environ 800 nm ! Le creux au centre du spectre est dû à l'absorption de l'atmosphère sur le faisceau entre la sortie de l'OPO et le détecteur du monochromateur. On évalue cette distance à environ 2 m. En effet, en comparant la transmission de l'atmosphère calculée sous *ModTran*¹ avec le spectre obtenu, on observe une très bonne concordance entre les deux courbes. Le spectre est enregistré derrière un filtre passe-bande dont la transmission sur la plage de longueurs d'onde considérée est également représentée. Il nous permet d'évacuer l'onde de pompe vers 2 μm .

La très grande largeur spectrale obtenue peut être expliquée par plusieurs paramètres : la largeur spectrale de l'onde de pompe est relativement étendue (3,5 nm), l'OPO est placé dans le faisceau divergent de l'onde de pompe, la cavité est très courte, le coefficient non linéaire effectif de la conversion est très élevé, et surtout on se trouve dans une configuration en accord de phase de type 1 à proximité de la dégénérescence.

Cette grande largeur spectrale est un des principaux défauts du système, car la densité spectrale de puissance est alors relativement faible à chaque longueur d'onde produite.

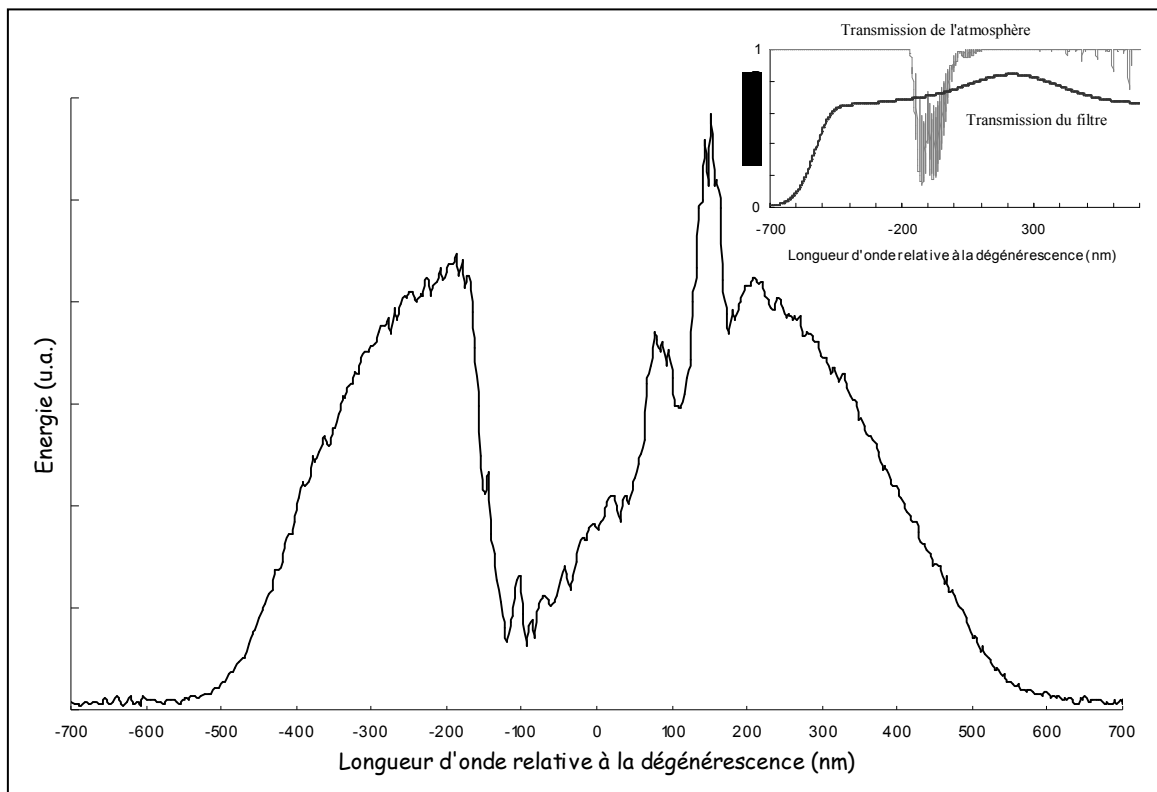


Figure II-9 - Spectre typique obtenu derrière l'OPO A₂; en encart la transmission de l'atmosphère sur une distance de propagation de 2 m ainsi que la transmission du filtre passe-bande utilisé.

¹ MODTRAN (MODerate resolution TRANsmittance) est un logiciel permettant de calculer la transmission de l'atmosphère (prédéfini, ou paramétrable par l'utilisateur) à une altitude et sur une distance de propagation données.

Nous évaluons l'influence de la longueur de cavité et de l'énergie incidente sur la largeur spectrale. Celle-ci diminue lorsque la longueur de la cavité augmente ou lorsque l'énergie de pompe diminue (Figure II-10). Lorsqu'on utilise l'OPO pour qu'il émette 50 % de son énergie maximale de sortie, les pics signal et complémentaire sont même distincts, et de largeurs respectives 250 nm et 300 nm environ. Elles restent donc importantes.

Les spectres sont enregistrés derrière le filtre passe-bande sauf ceux pour lesquels on fait varier l'énergie de sortie de l'OPO : on peut alors noter la présence du pic correspondant à l'ordre 2 de l'onde de pompe. Si certains spectres apparaissent plus lisses que d'autres, c'est qu'ils sont enregistrés avec une résolution moindre.

Quel que soit le spectre enregistré on constate la présence de deux pics qui se détachent du spectre du complémentaire, de longueurs d'onde approximatives $2\lambda_1 + 100\text{nm}$ et $2\lambda_1 + 200\text{nm}$. La conversion à ces longueurs d'onde semble être privilégiée par la cavité et l'orientation (accord de phase) du cristal. Les pics signal correspondants se trouvent dans la zone d'absorption de l'atmosphère, c'est pourquoi ils n'apparaissent pas clairement.

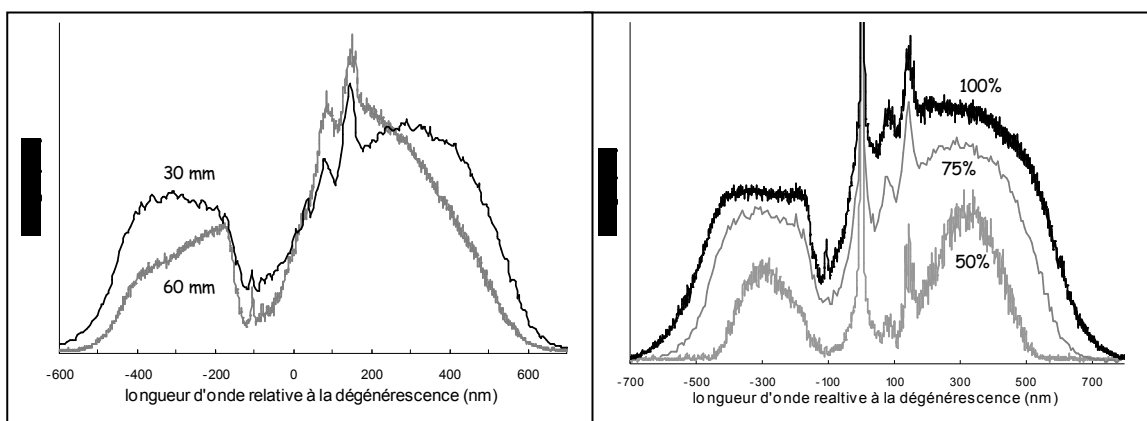


Figure II-10 – Évolution du spectre pour deux longueurs de cavité (30 mm et 60 mm) à gauche et pour trois valeurs de l'énergie de sortie (50%, 75% et 100% de l'énergie maximale) à droite.

II.2.d Effet de l'allongement de la cavité sur les performances

Arisholm et col. ont montré que lorsqu'un OPO est doublement résonant et pompé par un faisceau multimode longitudinal, son énergie de sortie présente des maxima locaux lorsque la longueur optique de sa cavité correspond à un multiple de la longueur optique de la cavité qui génère l'onde de pompe (laser ou OPO) [Arisholm,00]. Ce phénomène présente donc un intérêt : optimiser la longueur de la cavité pour obtenir les meilleures performances.

Lorsque l'onde de pompe d'un OPO est monomode longitudinale, les ondes générées interagissent avec l'onde de pompe qui a une phase constante à chaque aller et retour, et adaptent donc leur phase à celle de la pompe, ce qui a pour effet d'optimiser le gain.

Une onde de pompe multimode est temporellement quasi périodique, de période correspondant à la longueur optique de la cavité qui la génère. Si la longueur optique de l'OPO qui est pompé par cette onde ne correspond pas à cette période, chaque portion des ondes générées interagit à chaque aller et retour avec une phase de l'onde de pompe qui est aléatoire. Leur phase ne peut donc pas s'adapter de manière optimale sur chaque mode longitudinal de la pompe, ce qui réduit le gain. Si la longueur optique de l'OPO correspond à la période de l'onde de pompe, la situation revient à celle du pompage par une onde monomode, car la phase de l'onde de pompe est la même à chaque aller et retour des ondes résonantes : le gain est alors optimisé.

Cet effet intervient d'après Arisholm lorsque les conditions suivantes sont respectées :

$$\begin{cases} |t_{AR} - t_p| \leq t_C & (a) \\ t_{WP} \leq t_C & (b) \\ t_{WS} \leq t_C & (c) \end{cases} \quad (I.46)$$

où :

- t_{AR} est le temps correspondant à un aller et retour dans la cavité de l'OPO ;
- t_p est la période de l'onde de pompe ;
- t_C est le temps de cohérence de l'onde de pompe ;
- t_{WP} est le décalage temporel dû à la dispersion entre pompe et onde générée ;
- t_{WS} est le décalage temporel entre les composantes fréquentielles des ondes générées.

Dans notre cas, t_{WS} est négligeable car les ondes générées sont proches de la dégénérescence ; $t_C=5,3$ ps car la largeur spectrale de l'onde de pompe est de 3 nm ; $t_p=290$ ps (la longueur optique de la cavité de l'OPO A_1 est de 87 mm) ; $t_{WP}=1,6$ ps.

Les conditions (I.46) (b) et (c) sont donc réalisées. La condition (a) est réalisée pour une longueur optique de cavité comprise entre 4,26 cm et 4,43 cm, ce qui n'est pas possible dans notre cas car la longueur optique du cristal à elle seule vaut plus de 5 cm. Mais lorsqu'on effectue le calcul pour les conditions citées dans l'article de Arisholm et col., cette condition ne semble pas être indispensable car l'effet est visible même lorsqu'elle n'est pas remplie.

Nous tentons donc de reproduire cette expérience d'allongement de la cavité à l'aide de translations micrométriques pilotées par PC sous *LabView*. Ceci nous permet d'automatiser la mesure, et de prendre un point tous les 0,5 mm d'allongement de la cavité.

La largeur des pics censés apparaître sur la courbe de décroissance de l'énergie en fonction de la longueur de cavité aux points pour lesquels les longueurs des deux cavités sont

adaptées correspond à la distance parcourue pendant le temps t_C dans notre cas 1,6 mm (nous sommes donc un peu limités par la résolution des translations micrométriques). La position des pics doit être telle que les longueurs de la cavité de l'OPO et de la cavité de pompe soient dans un rapport m/n pour $(m,n) \in \mathbb{N}^2$.

Lors de nos essais, la longueur optique initiale de la cavité (allongement de 0 mm) est de 58 mm (soit une longueur physique d'environ 24 mm). Nous réalisons un allongement total de la cavité de 10 cm en deux fois, avec optimisation de la cavité par réorientation des miroirs pour un allongement de 5 cm. Cet allongement est symétrique : la position du cristal reste fixe et les miroirs s'en éloignent simultanément de la même quantité avant chaque mesure (moyenne sur 10 impulsions).

Sur la Figure II-11 qui présente les résultats obtenus, trois pics sont relativement visibles, pour des rapports entre les longueurs de cavité de 5/6, 1 et 4/3. Les autres pics référencés sont moins apparents et difficiles à distinguer des instabilités énergétiques de l'OPO. En comparaison avec les pics obtenus par Arisholm et col., leur amplitude est très limitée. Ceci s'explique par le fait que leur OPO à ZGP était pompé par l'onde résonante du premier OPO, et non comme dans notre cas par une onde qui ne résonne pas. Les pics qui semblent être présents ne sont sans doute que des artefacts de mesure.

On n'a donc pas besoin de contrôler finement la longueur de la cavité de l'OPO à ZGP pompé par le complémentaire de l'OPO A₁.

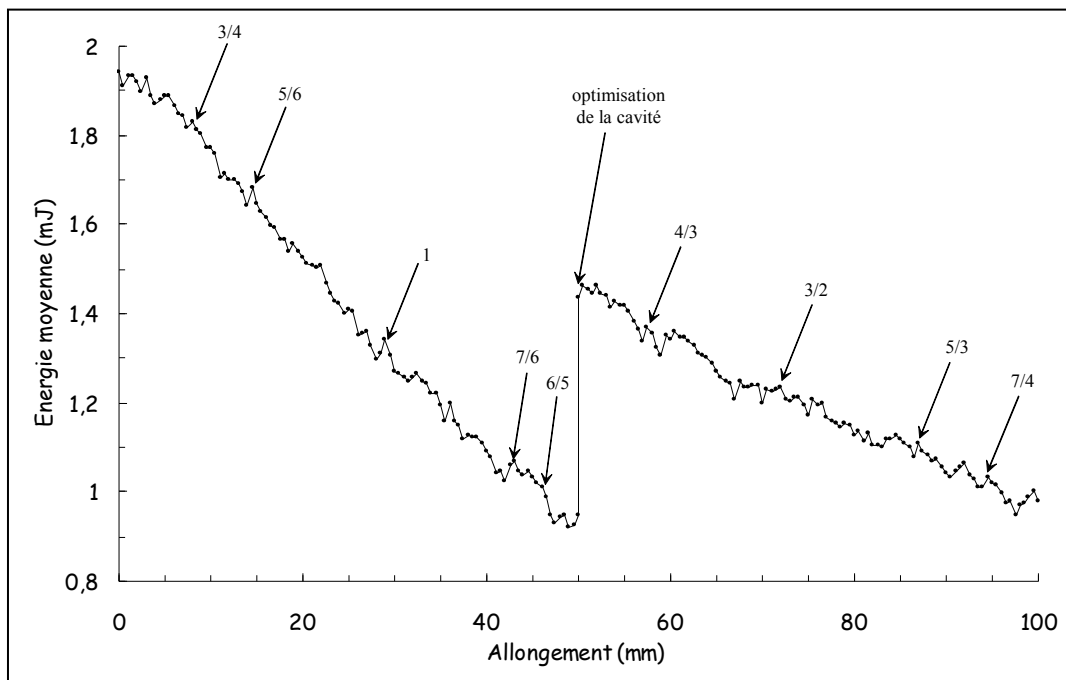


Figure II-11 – Évolution de l'énergie en sortie de l'OPO A₂ en fonction de l'allongement de la cavité. Les valeurs au-dessus des pics correspondent au rapport entre la longueur de la cavité de l'OPO A₂ et celle de l'OPO A₁.

III Conclusion sur la configuration A

Nous obtenons donc d'excellents résultats avec cette configuration à deux OPO en série à basse cadence. Le rendement énergétique maximal obtenu de 1 μm vers l'onde complémentaire du premier étage est de 29 % (10,6 mJ à λ_1 pour 37 mJ à 1 μm) avec une cavité coudée simplement résonante à 2 paires de cristaux de KTP soudés en compensation de double réfraction. Le rendement maximal de λ_1 à la bande 4-5 μm est de 48 % (2,4 mJ pour 5 mJ).

Comme nous obtenons 5 mJ à λ_1 à partir d'une énergie de pompe de 20 mJ, nous pouvons évaluer le rendement énergétique de 1 μm vers la bande 4-5 μm à 12 %.

Le Tableau III-1 présente un bilan des résultats obtenus avec une énergie de pompe de 30 mJ dans des conditions qui n'étaient pas optimales (avec le système atténuateur). Compte tenu du fait que ces expériences sont menées avec un laser pompé par flash, la stabilité des impulsions est très bonne. La qualité du faisceau à λ_1 est excellente, mais celle des ondes produites par l'OPO A₂ aurait à subir une optimisation afin de remplir les spécifications. On pourrait par exemple essayer de placer cet OPO au niveau du col du faisceau de pompe et optimiser la fonction du miroir de sortie. Ceci réduirait a priori également la largeur spectrale des ondes produites par l'OPO A₂.

	Longueur d'onde	Énergie (mJ)			Stabilité		M^2	Durée
		moyenne	minimale	maximale	Impulsion à impulsion	RMS		
Entrée	1,064 μm	30	29	31	6 %	1 %	$\sim 1,4$	16 ns
	λ_1	3,1	2,9	3,4	15 %	2,7 %	~ 2	14,5 ns
Sortie	sortie ZGP	1,8	1,4	2,2	36 %	7 %	< 6	12,4 ns
	total	4,9	4,5	5,3	15 %	2,4 %		

Tableau III-1 – Bilan sur la configuration A pour une énergie de pompe à 1 μm de 30 mJ.

Le rendement global que nous obtenons a récemment été amélioré par Arisholm et col. (article datant de août 2002), qui ont obtenu 14 % de rendement de 1 μm vers la bande 3-5 μm avec une configuration utilisant un premier OPO à 4 KTP montés en compensation de double réfraction dans une cavité en anneau. Ce premier OPO émet 2,5 mJ à 2,06 μm à partir de 10 mJ à 1,064 μm , ce qui correspond à un rendement moindre que celui que nous avons obtenu (46 % contre 59 %), mais avec une meilleure qualité de faisceau ($M^2 \sim 1,4$ à 2,06 μm) principalement due à la plus grande longueur de la cavité qu'ils utilisent (12 cm pour eux contre 6 cm pour nous) et à l'énergie de pompe plus faible. La longueur de la cavité est compensée par la longueur totale de cristaux de KTP qu'ils utilisent (4 cristaux de 15 mm). Ils obtiennent 1,4 mJ dans la bande 3-5 μm avec un OPO à ZGP doublement résonant en cavité

linéaire à partir de 2,5 mJ à 2,06 μm . Cette meilleure conversion dans le deuxième OPO, qui est semblable à celui que nous utilisons, semble être réalisée grâce au miroir de sortie qui a une réflectivité de 50 % sur la bande 3-5 μm , ainsi qu'à la plus longue durée d'impulsion de pompe à 1,064 μm (25 ns pour eux contre 16 ns dans notre cas) [Arisholm,02b].

Cette architecture présente donc un très bon rendement obtenu au prix de réglages relativement délicats sur l'OPO A₁ pour lequel l'orientation des cristaux est très critique, et sur l'OPO A₂ car le cristal de ZGP n'est pas transparent dans le visible. Le principal défaut de cette configuration est la grande largeur spectrale obtenue pour les ondes de la bande 3,5-5 μm .

Chapitre IV

Oscillateurs paramétriques optiques à base de cristaux en quasi-accord de phase

Ce chapitre est consacré à la configuration B décrite au Chapitre II, c'est-à-dire à la mise en parallèle de deux OPO en cavité linéaire utilisant des cristaux en quasi-accord de phase pompés par une onde à $1,064 \mu\text{m}$. Nous étudions pour l'OPO B₁ émettant vers $2 \mu\text{m}$ plusieurs cristaux de PPKTP, et pour l'OPO B₂ émettant entre 3 et $5 \mu\text{m}$ des cristaux de PPRTA et de PPLN. Nous avons choisi ces cristaux en raison de leurs coefficients non linéaires élevés, de l'absence de double réfraction, de leur seuil de dommage suffisant pour notre application et de la fabrication possible du PPKTP et du PPRTA avec une épaisseur de 3 mm. Les caractéristiques des lasers auxquels il est fait référence dans ce chapitre sont données en Annexe 1.

I OPO à cristaux de PPKTP (OPO B₁)

Cet OPO pompé à $1,064 \mu\text{m}$ émet à λ_1 (complémentaire) et λ_1' (signal), deux longueurs d'onde proches de 2128 nm . Nous testons quatre cristaux de PPKTP de diverses longueurs et périodes de retournement des domaines ferroélectriques (Tableau I-1). Leur fabrication a été assurée par la société *Cobolt AB* en Suède. Ils sont placés dans une cavité linéaire utilisant les mêmes miroirs que l'OPO A₁, à savoir un miroir d'entrée qui transmet l'onde de pompe et réfléchit totalement autour de $2 \mu\text{m}$, et un miroir de sortie hautement réfléchissant pour l'onde de pompe et partiellement réfléchissant aux ondes autour de $2 \mu\text{m}$. L'OPO est donc en général doublement résonant. On utilise le recyclage de l'onde de pompe afin de réduire le seuil d'oscillation (Figure I-1).

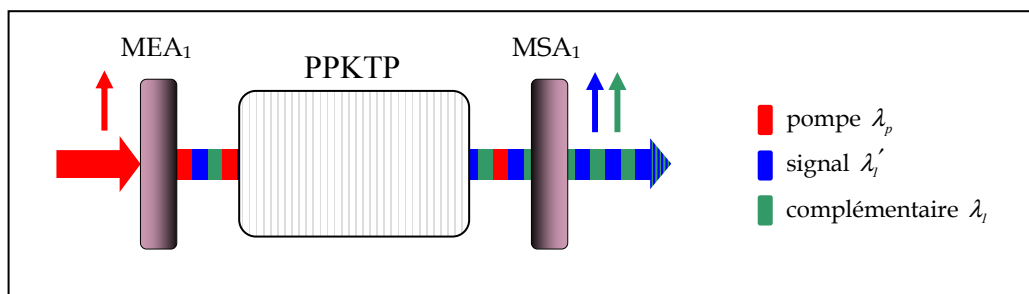


Figure I-1 – Cavité de l'OPO B₁, linéaire, doublement résonante avec recyclage de pompe. Le cristal est en accord de phase 000 (type 1).

Nous utilisons les cristaux dans un four conçu à l'Institut d'Optique qui permet de faire varier la température de la température ambiante à 200°C , avec une stabilité de 1°C . Nous pouvons ainsi contrôler les longueurs d'onde émises par l'OPO, car le pas de modulation et les indices optiques sont dépendants de la température. Les miroirs d'entrée et de sortie de l'OPO peuvent grâce à ce four être approchés à moins de 3 mm des faces d'entrée et de sortie du cristal. La distribution de température des cristaux sur ses faces d'entrée et de sortie en fonction de la température de consigne du four a été vérifiée avec une caméra thermique

AGEMA Thermovision 570 : cette température est homogène et correspond bien à la température de consigne.

n°	période de retournement	longueur	largeur	épaisseur	accord de phase	traité anti-reflet
PPKTP-1	37,9 ; 38,7 ; 39,5 μm	9 mm	5 mm	1 mm	ooo	non
PPKTP-2	38,8 μm	8,7 mm	5,3 mm	3,2 mm	ooo	oui
PPKTP-3	38,8 μm	12,1 mm	6,3 mm	2,8 mm	ooo	oui
PPKTP-4	Pour émission à λ_1	20 mm	5 mm	1 mm	oeo	oui

Tableau I-1 – Caractéristiques des cristaux de PPKTP utilisés.

Nous étudions dans un premier temps l'OPO B_1 à basse cadence et énergie des impulsions moyenne avec différents lasers de pompe, avant de le tester à haute cadence et énergie des impulsions faible.

I.1 Étude à basse cadence et énergie moyenne

Nous utilisons à basse cadence les cristaux PPKTP-1 et PPKTP-3. Le cristal PPKTP-2 possède la même période de retournement des domaines que le PPKTP-3 et n'est pas testé dans ces conditions expérimentales.

I.1.a Étude de l'OPO avec le cristal PPKTP-1

Ce cristal d'épaisseur 1 mm possède trois pas de retournement (37,9 μm , 38,7 μm et 39,5 μm) de largeur d'environ 1 mm répartis sur sa largeur de 5 mm. Il est utilisé en accord de phase de type 1, pour des ondes polarisées suivant la direction z . Il n'est pas traité anti-reflet. Nous le testons en régime nanoseconde avec le laser 1 (45 mJ, 10 ns, 20 Hz, mauvaise qualité de faisceau).

Le rayon du faisceau au niveau du cristal est d'environ 380 μm . Les résultats représentés Figure I-2 sont obtenus à température ambiante sur deux des trois pas du cristal, aucune oscillation n'étant observée sur le troisième avec les miroirs MEA₁-1 et MSA₁-1.

Les longueurs d'onde mesurées sont alors, pour le pas de 37,9 μm : 1,9 μm /2,4 μm ; et pour le pas de 38,7 μm : 1,7 μm /2,8 μm . Les résultats sont semblables pour les deux pas de retournement, le seuil d'oscillation est mesuré à environ 80 MW/cm². Le cristal est en effet assez court, et le rendement énergétique total ne dépasse pas 5 %.

Lorsqu'on fait varier la température du cristal de 20°C à 170°C, la longueur d'onde centrale du signal varie de 1,73 μm à 1,81 μm , ce qui ne correspond pas à la plage obtenue par simulation sous SNLO. On peut supposer que cette inadéquation provient d'une erreur sur

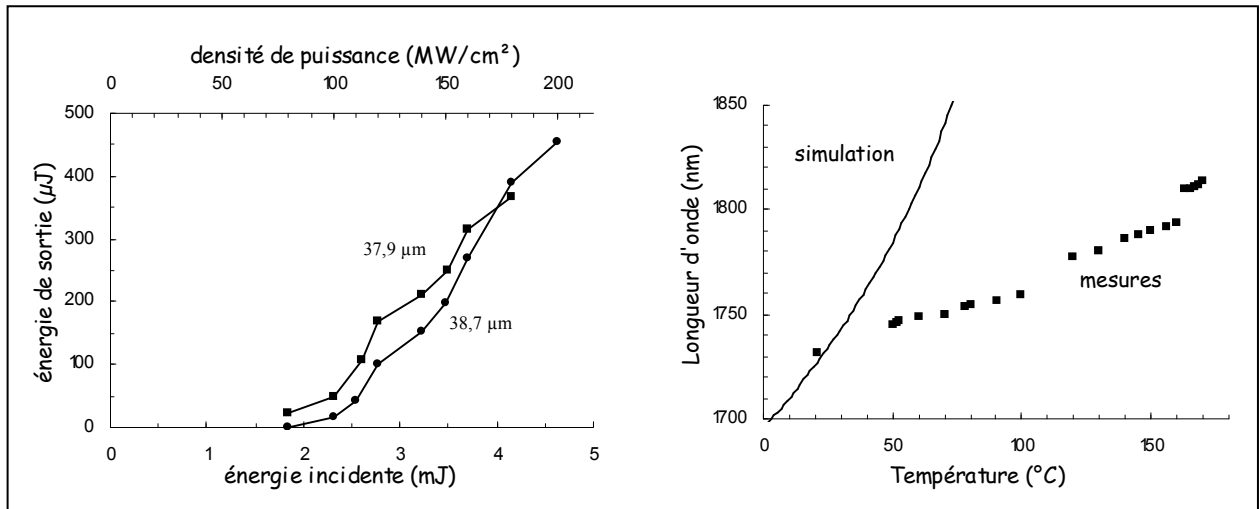


Figure I-2 - Efficacité de l'OPO B₁ (signal et complémentaire) avec le PPKTP-1 et le laser 1 pour deux périodes de retournement, et évolution de la longueur d'onde signal en fonction de la température du cristal pour le pas de $38,7 \mu\text{m}$; en trait plein une simulation effectuée avec SNLO.

les coefficients de Sellmeier donnant l'indice du cristal en fonction de la longueur d'onde, d'une erreur sur les coefficients de modification des indices en fonction de la température, d'une erreur sur le coefficient de dilatation du KTP, ou encore d'une mauvaise uniformité de la température dans le cristal.

La largeur spectrale de l'onde signal mesurée est de l'ordre de la centaine de nanomètres. Nous voulons vérifier si cette grande largeur est plutôt due à une mauvaise uniformité de la période de retournement des domaines ferroélectriques, ou si son origine se trouve dans le fait que le faisceau trop divergent excite trop de périodes différentes, et que le phénomène d'oscillation paramétrique élargit sensiblement le spectre.

Nous testons donc le cristal PPKTP-1 avec un laser à Nd:YAG de durée d'impulsion de 50 ps à la cadence de 10 Hz, qui nous permet d'atteindre une puissance crête suffisante pour que le cristal fonctionne en génération paramétrique optique (OPG). Le cristal est placé (sans cavité) derrière un système de deux lentilles de focales 800 mm et -150 mm permettant d'obtenir un faisceau quasi parallèle de diamètre $700 \mu\text{m}$ à $1/e^2$. Nous observons et comparons les spectres des ondes générés par un cristal de KTP (de longueur 19 mm, taillé en accord de phase non critique pour émettre à $1,57 \mu\text{m}$ à partir de $1,064 \mu\text{m}$) et par le PPKTP-1.

La densité de puissance au seuil de génération paramétrique optique observée pour les deux cristaux est de l'ordre de $6 \text{ GW}/\text{cm}^2$.

Pour les mesures spectrales nous utilisons un monochromateur Jobin-Yvon HR25 équipé d'un détecteur à PbS (ce monochromateur est alors le seul disponible). L'aspect chahuté des spectres obtenus s'explique par le fait que ce monochromateur est manuel et que la mesure est assez longue (environ 1 minute par point).

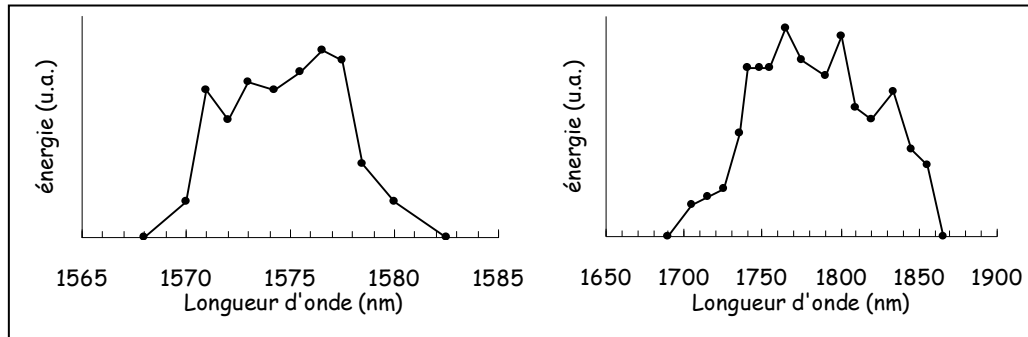


Figure I-3 – Comparaison entre les spectres de génération paramétrique optique d'un cristal de KTP (à gauche) et du cristal PPKTP-1 (à droite) en régime picoseconde.

Alors que la largeur spectrale mesurée pour le KTP est de l'ordre de 7 nm^1 , celle du PPKTP est d'environ 120 nm , c'est-à-dire la même que lorsqu'il est utilisé en OPO en régime nanoseconde. Les spectres représentés Figure I-3 sont mesurés à température ambiante, mais pour le PPKTP la largeur que nous mesurons ne change pas avec la température.

Nous mesurons également le spectre émis par le PPKTP en utilisant des diaphragmes de diamètres ajustables derrière le cristal, afin d'éliminer l'hypothèse possible selon laquelle l'élargissement spectral serait dû aux faisceaux de l'onde de pompe qui sont angulairement éloignés de l'axe optique. La fermeture du diaphragme réduit seulement l'intensité mesurée derrière le monochromateur, et non la largeur du spectre. La grande largeur spectrale d'émission du cristal en quasi-accord de phase est donc intrinsèque au cristal lui-même, sans doute à cause de l'imprécision sur la régularité du pas de retournement des domaines ferroélectriques. En effet, d'après une simulation effectuée sous SNLO, un décalage de 120 nm autour de la longueur d'onde de $1,8 \mu\text{m}$ correspond à une modification du pas de retournement de seulement $0,5 \mu\text{m}$ sans tenir compte de la largeur spectrale de l'onde de pompe.

Ainsi, en régime nanoseconde, la largeur spectrale qui est observée est nécessairement grande. Celle que nous venons d'évaluer en régime picoseconde est cependant surévaluée à cause de la grande largeur des fentes du spectromètre utilisées.

¹ Cette largeur semble anormalement grande, ceci est sans doute dû à la largeur des fentes utilisées pour la mesure, qui est cependant la même pour les deux spectres mesurés afin de pouvoir les comparer.

Nous n'effectuons pas de nouvelles expériences sur ce cristal car il s'est brisé en deux parties à sa sortie du four, peut être après avoir subi des contraintes thermiques trop importantes (rampes de montée en température trop rapides) relativement à sa faible épaisseur.

I.1.b Étude de l'OPO avec le cristal PPKTP-3

Nous testons le cristal de PPKTP-3 de longueur 12 mm, d'épaisseur 3 mm (la plus grande épaisseur disponible commercialement pour un tel cristal) et de largeur 5 mm avec plusieurs lasers à basse cadence en régime nanoseconde.

I.1.b.i Étude avec des impulsions de pompe courtes

Avec le laser 2 de courte durée d'impulsion (60 mJ, 6 ns, 20 Hz, bonne qualité de faisceau), nous focalisons le faisceau au centre du cristal, avec des rayons au col de 670 μm et 580 μm suivant les deux directions.

Nous étudions les performances de l'OPO pour une longueur de cavité fixée à 31 mm (Figure I-4), avec pour miroir d'entrée MEA₁-1 et pour miroir de sortie MSA₁-2. Nous représentons les courbes d'efficacité de ce cristal pour des températures de 22°C, 64°C et 70°C, ainsi que l'évolution du seuil d'oscillation mesuré et de l'énergie extraite pour une énergie de pompe de 26,5 mJ en fonction de la température. Les énergies mesurées derrière un miroir de sortie et une lame de germanium sont corrigées de la transmission de ces deux éléments. Nous pouvons remarquer que l'énergie maximale et le rendement varient simultanément, ce qui correspond au fait que la pente d'efficacité est sensiblement la même pour toutes les températures.

La température qui optimise les deux paramètres est de 70°C. On a alors une densité de puissance au seuil d'oscillation de 70 MW/cm² et une énergie maximale extraite de 1,7 mJ, ce qui correspond à un rendement énergétique total de 6,4 %. En effet, à cette température,

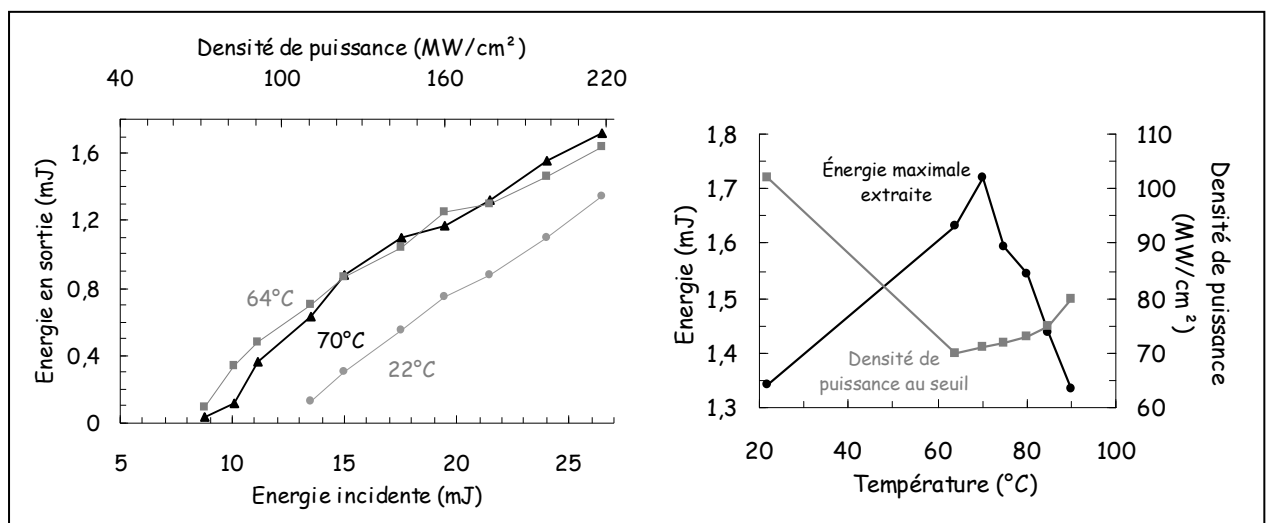


Figure I-4 – Évolution des performances du PPKTP-3 avec le laser 2 en fonction de la température.

l'OPO génère la longueur d'onde signal pour laquelle la réflectivité du miroir MSA₁₋₂ est optimisée et vaut environ 90 %. À ce même point la transmission de ce miroir est également optimisée pour l'onde complémentaire, et vaut 97 %. On ne peut cependant pas parler d'OPO simplement résonant, car la largeur spectrale est très grande, nous le verrons plus loin. Nous pouvons néanmoins dire que plus l'OPO est simplement résonant et que plus les pertes sont faibles sur l'onde résonante, meilleures sont les performances.

Nous remarquons aussi que la pente des courbes diminue lorsque l'énergie extraite augmente. Les énergies sont corrigées pour une transmission de la lame de germanium constante quelles que soient les conditions. Or, la transmission du germanium diminue lorsque sa température augmente, comme indiqué dans l'Annexe 6 ; comme les ondes générées et l'onde de pompe résiduelle sont partiellement ou totalement absorbées par le germanium, celui-ci chauffe et transmet donc moins bien. Les énergies que nous représentons sur les courbes sont donc a priori sous-évaluées pour les énergies de pompe les plus fortes.

Lorsqu'on réduit à 25 mm la longueur de la cavité, les performances sont améliorées : le seuil d'oscillation passe de 70 MW/cm² à 40 MW/cm² et l'énergie maximale de 1,54 mJ à 1,65 mJ (Figure I-5). La stabilité énergétique représentée sur la figure représente les énergies minimales et maximales relevées sur 100 impulsions. On observe pour la cavité courte une nette diminution de l'instabilité énergétique et une stabilisation lorsqu'on dépasse 3 fois la valeur du seuil d'oscillation.

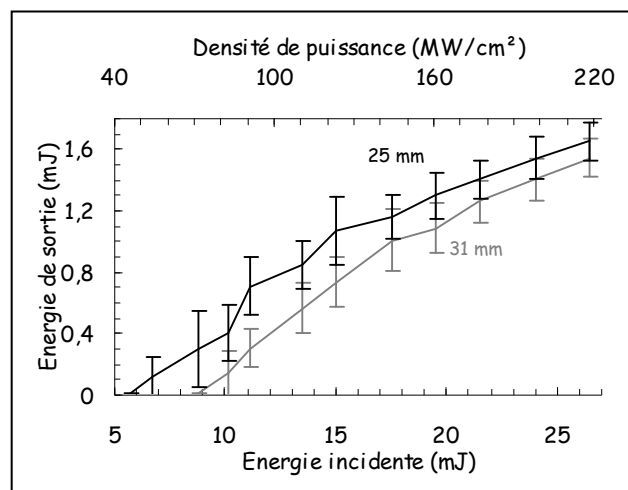


Figure I-5 - Efficacité du PPKTP-3 à 80°C pour deux longueurs de cavité ; stabilité énergétique.

Nous menons une étude spectrale à basse cadence dans cette configuration pour plusieurs températures du cristal (Figure I-6). Le pic central très fin sur certains spectres est dû à l'ordre 2 de diffraction du réseau du spectromètre pour l'onde de pompe lorsqu'on n'utilise pas de filtre passe-bande pour l'éliminer.

On remarque que même à température ambiante, pour des ondes relativement éloignées de la dégénérescence, la largeur spectrale de l'onde signal est déjà de 10 nm (contre 3 nm au maximum pour un KTP massif émettant à la même longueur d'onde). Plus on augmente la température, plus la largeur spectrale augmente. Dès 65°C, on voit apparaître un pic très large au niveau de la dégénérescence. Sa puissance augmente avec la température. À 80°C, signal et complémentaire sont confondus en un seul pic "dégénéré" de largeur 90 nm.

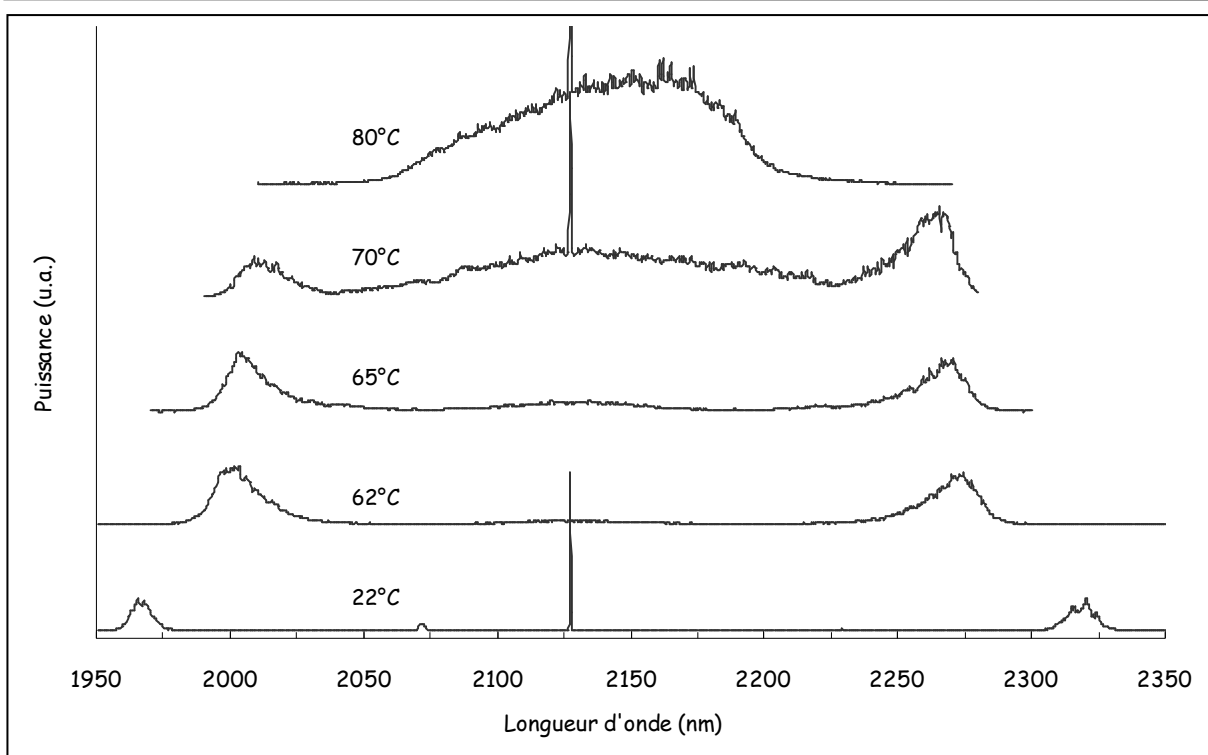


Figure I-6 – Spectre émis par le PPKTP-3 en fonction de sa température.

Cette largeur spectrale est néanmoins beaucoup moins importante que celle que nous mesurons avec le cristal PPKTP-1 en régime picoseconde puisqu'elle est avec ce dernier de plus de 100 nm lorsque l'OPO travaille à 1,7 μm . La mesure est effectuée avec des fentes du spectromètre relativement larges. Ceci nous incite cependant à penser que le pas de modulation du coefficient non linéaire est beaucoup plus régulier dans le PPKTP-3 qu'il ne l'est dans le PPKTP-1.

Sur la Figure I-7 nous représentons le pic central mesuré (points), ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic (pointillés) pour chaque mesure. Dès 80°C, il ne reste plus qu'un pic d'émission dont la largeur et l'énergie diminuent lorsqu'on augmente la température. Au-delà de 110°C, l'OPO n'oscille plus : il n'existe plus d'accord de phase. Les mesures effectuées ne correspondent cependant pas vraiment à la simulation des longueurs d'onde qui sont normalement générées par un PPKTP de période 38,8 μm en utilisant les paramètres du

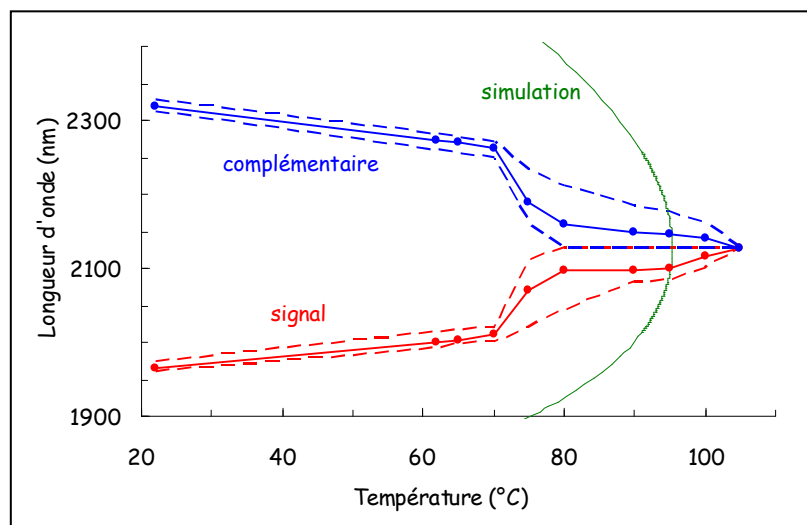


Figure I-7 – Évolution spectrale du PPKTP-3 avec la température comparée à une simulation sous SNLO.

programme SNLO. On peut comme précédemment supposer que cette inadéquation provient d'une erreur sur les coefficients de Sellmeier, d'une erreur sur les coefficients de dispersion des indices en fonction de la température, d'une erreur sur le coefficient de dilatation du KTP, ou encore d'une mauvaise uniformité de la température dans le cristal

I.1.b.ii Étude avec des impulsions de pompe de 16 ns

Cette série d'expériences est menée avec le laser 4 au CEA de Saclay (800 mJ, 16 ns, 10 Hz, qualité de faisceau moyenne), avec deux miroirs de sortie différents pour un rayon de col au niveau du cristal de 650 μm . Plusieurs longueurs de cavité sont testées pour une température de cristal fixée à 80°C.

Les mesures présentées ici sont toujours pessimistes compte tenu de l'absorption thermo-induite dans la lame de germanium utilisée derrière l'OPO pour filtrer l'onde de pompe résiduelle.

Avec le miroir MSA₁₋₃ le rendement maximal obtenu pour la cavité de longueur 21,5 mm est de 26 % (Figure I-8). La décroissance que nous observons sur les courbes de rendement ne correspond a priori pas à une reconversion éventuelle des ondes générées vers l'onde de pompe, mais plutôt à l'absorption thermo-induite de la lame de germanium derrière laquelle les mesures ont été effectuées. La densité de puissance au seuil n'augmente que très peu avec l'allongement de la cavité et vaut environ 25 MW/cm².

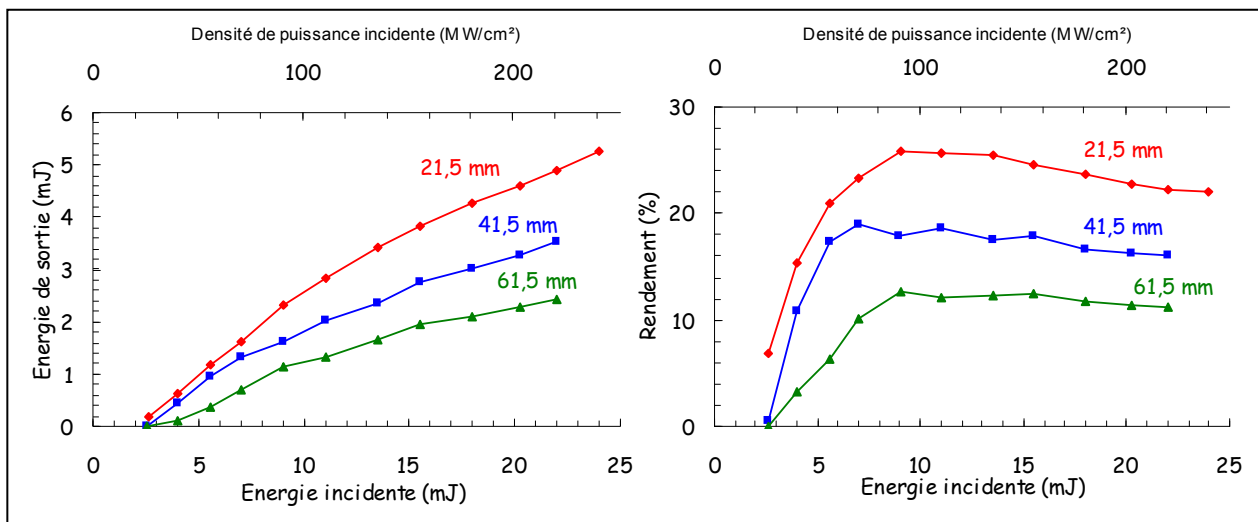


Figure I-8 – Efficacité et rendement de l'OPO B₁ avec le PPKTP-3 et le miroir MSA₁₋₃ pour 3 longueurs de cavité.

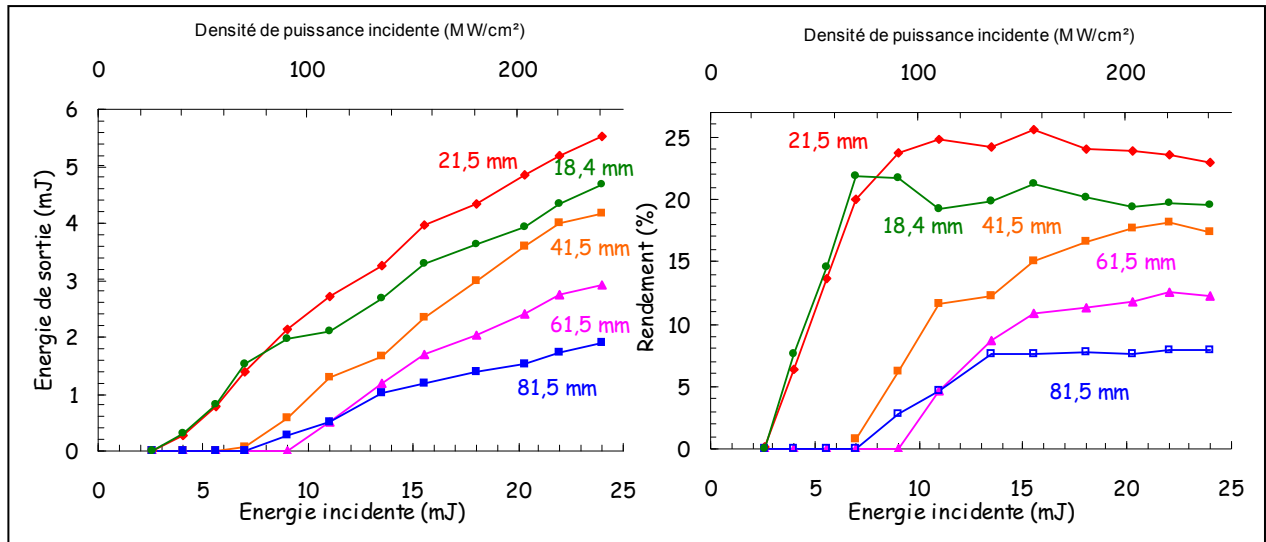


Figure I-9 - Efficacité et rendement de l'OPO B₁ avec le PPKTP-3 et le miroir MSA₁₋₂ pour 5 longueurs de cavité.

Lorsqu'on remplace le miroir de sortie MSA₁₋₃ par le miroir MSA₁₋₂, les résultats sont légèrement améliorés, mais cette fois le seuil d'oscillation est très dépendant de l'allongement de la cavité (Figure I-9). L'OPO à 80°C émet un spectre centré à 2128 nm et de largeur à mi-hauteur de 90 nm. Le miroir MSA₁₋₃ a une réflectivité moyenne d'environ 45 % sur cette bande spectrale, tandis que celle du miroir MSA₁₋₂ est d'environ 80 %. L'OPO est donc moins résonant avec le miroir MSA₁₋₃, ce qui cause sa plus grande sensibilité à la longueur de la cavité.

On observe une diminution des performances de l'OPO lorsqu'on diminue la longueur de cavité de 21,5 mm à 18,4 mm à partir d'une énergie incidente de 8 mJ : ceci s'explique par le fait que les traitements optiques du cristal subissent des dommages physiques à cette énergie à cause de la trop grande densité de puissance des ondes générées.

Le seuil d'oscillation mesuré pour la cavité de 81,5 mm est plus faible que celui mesuré pour la cavité de 61,5 mm. Ce phénomène n'est pas vraiment expliqué autrement que par le fait que notre réglage était peut-être meilleur, ou que nous utilisons une zone plus performante dans l'ouverture du cristal de PPKTP. Un bilan des deux séries de mesure est représenté Figure I-10.

Si on estime que la courbe d'efficacité corrigée de la véritable transmission de la lame de germanium est linéaire, on

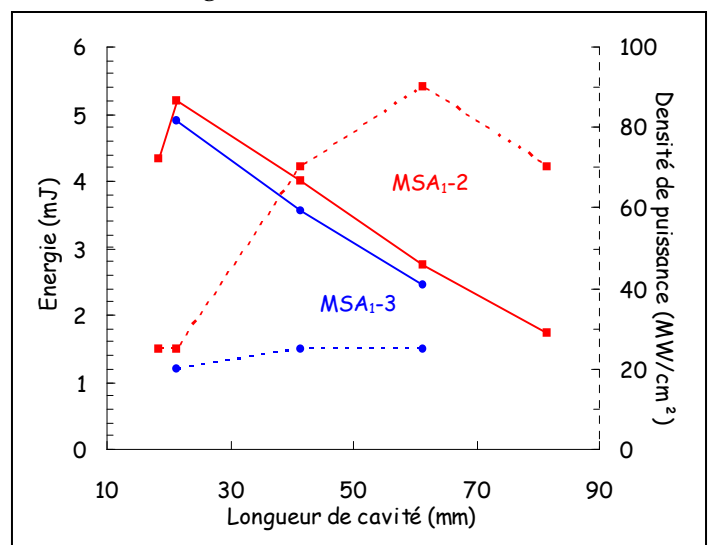


Figure I-10 – Énergie obtenue à 2 µm pour 22 mJ de pompe (traits pleins) et densité de puissance au seuil (pointillés) en fonction de la longueur de cavité et du miroir de sortie.

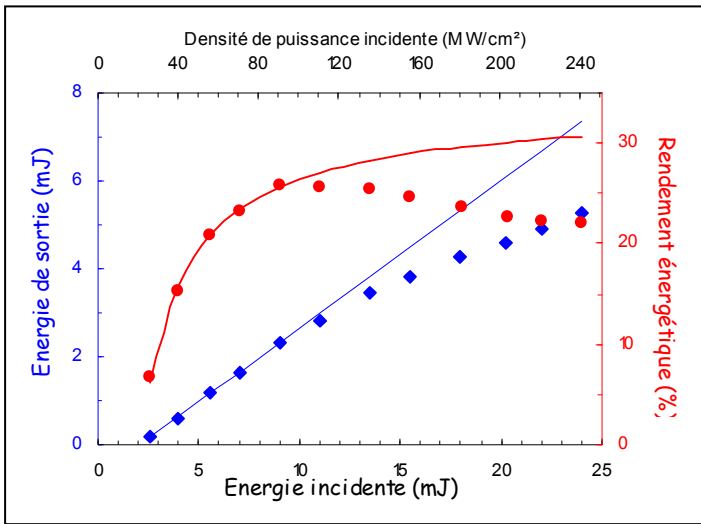


Figure I-11 – Estimation de l'efficacité et du rendement du PPKTP-3 avec le miroir MSA₁₋₃ et une cavité de 21,5 mm.

obtient un rendement maximal d'un peu plus de 30 % et une énergie de sortie de 7,3 mJ pour une énergie incidente de 24 mJ (Figure I-11). Ces performances ne restent cependant que des hypothèses et la décroissance observée pourrait également provenir en partie d'une reconversion des ondes générées vers la longueur d'onde de pompe.

Toutes ces mesures sont effectuées avec une onde de pompe monomode

longitudinale puisque nous utilisons la possibilité d'injecter le laser.

Nous étudions avec ce laser l'influence de la longueur de cavité et de la densité de puissance injectée sur le profil temporel des ondes produites (Figure I-12 et Figure I-13).

Ainsi nous pouvons remarquer que plus l'énergie de pompe est importante, plus la longueur de l'impulsion produite augmente. Elle finit par se stabiliser vers 13-14 ns pour les cavités les plus courtes. Pour les cavités les plus longues, le nombre d'allers et retours des ondes oscillant dans la cavité étant plus réduit, on ne commence à observer ce phénomène qu'à partir des densités de puissance les plus importantes. Comme on peut le voir Figure I-13, le profil temporel se déforme lorsque la densité de puissance est importante, pour la cavité de 21,5 mm.

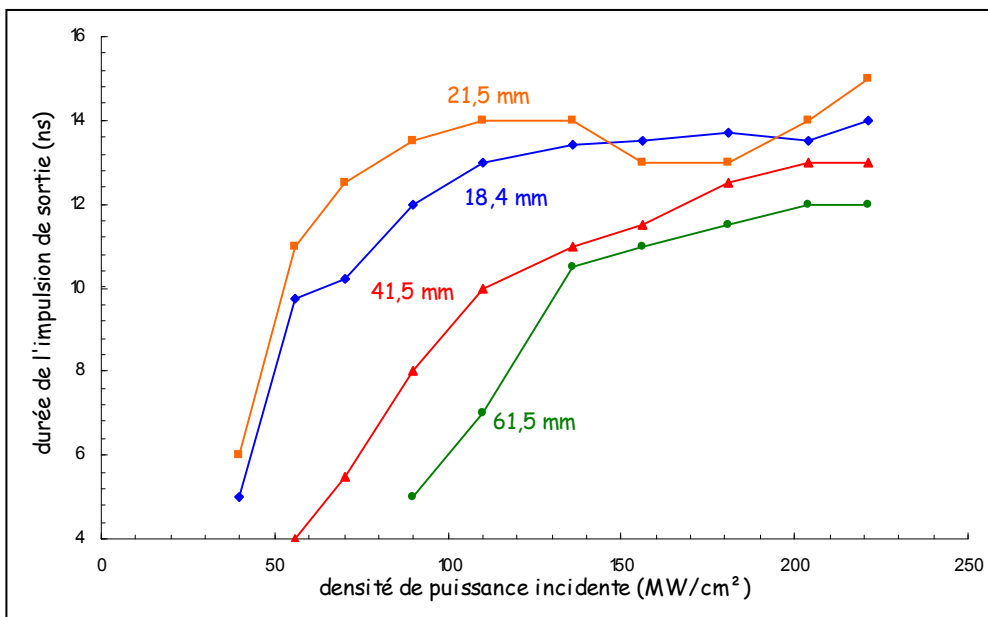


Figure I-12 – Évolution de la durée à mi-hauteur des impulsions émises par l'OPO B₁ avec le PPKTP-3 en fonction de la densité de puissance incidente et de la longueur physique de la cavité.

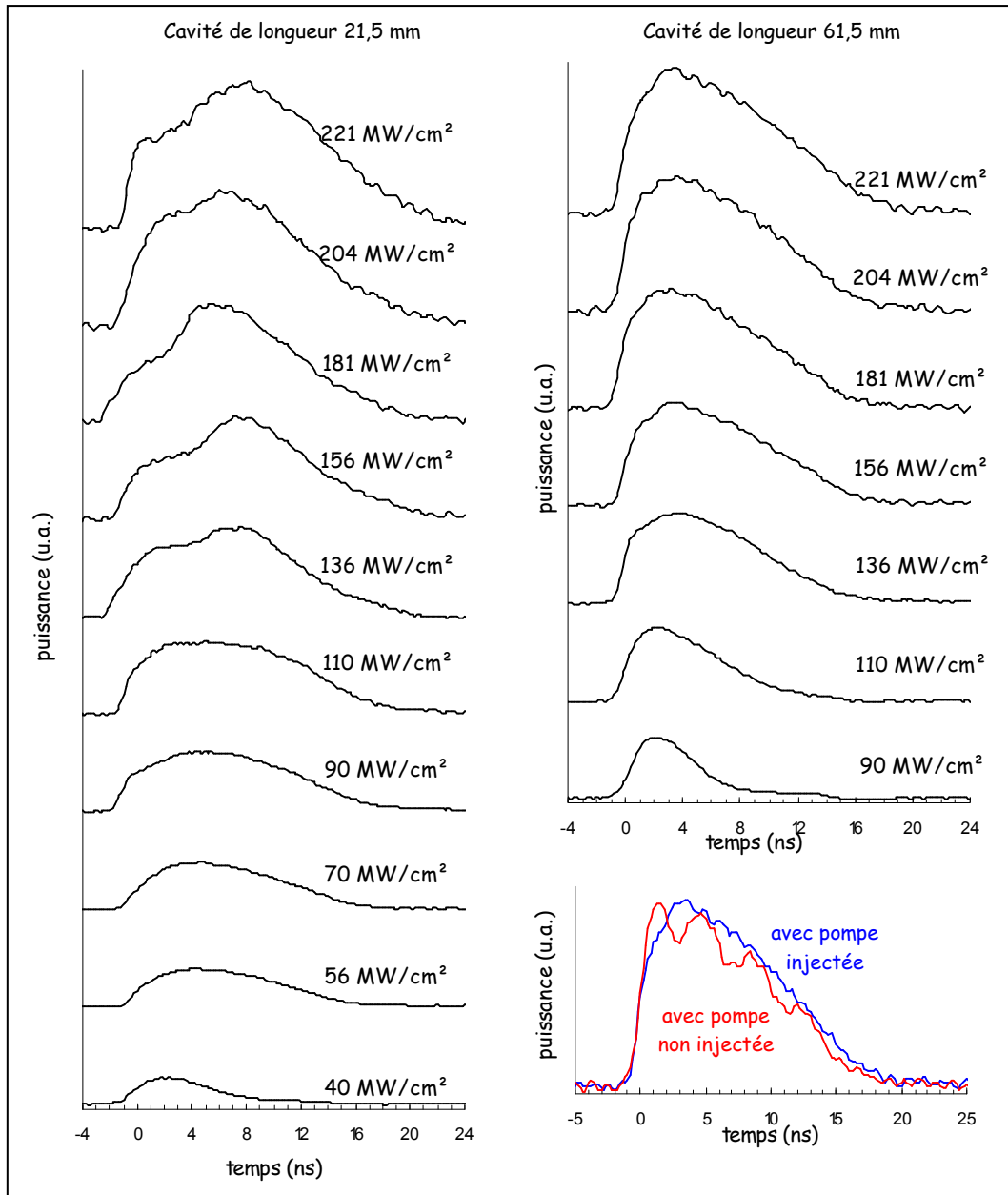


Figure I-13 – Évolution du profil temporel des impulsions en fonction de la densité de puissance crête de pompe pour deux longueurs de cavité ; comparaison entre les profils temporels à $2\ \mu\text{m}$ avec et sans injection du laser de pompe.

On note également que lorsqu'on n'utilise pas l'injection du laser de pompe, on retrouve les modes longitudinaux de la pompe sur le profil temporel de sortie de l'OPO.

Ces expériences à basse cadence nous permettent de connaître la température de travail qui convient pour générer les longueurs d'onde visées pour notre application, et d'évaluer les performances d'un OPO utilisant le PPKTP en quasi-accord de phase. Le rendement maximal obtenu, évalué à environ 30 % pour les deux ondes générées, est relativement faible. Par exemple, Hellström et col. obtiennent à basse cadence un rendement total de 45 % avec des impulsions très courtes (5 ns) et un cristal de PPKTP de longueur 9 mm [Hellström,00a]. Ceci peut être attribué à plusieurs causes : d'une part leur longueur de cavité est de 9 mm, contre

21,5 mm pour nous avec un cristal de 12 mm ; ensuite la qualité de leur cristal est peut être meilleure, puisqu'ils signalent une très bonne homogénéité du rendement sur l'ouverture du cristal, ce que nous n'observons pas avec le nôtre (seuls quelques points fonctionnent).

Après ces expériences à basse cadence et énergie moyenne, nous passons à une étude de l'OPO B₁ à haute cadence et énergie réduite, afin de vérifier si ce cristal pourrait convenir pour notre application.

I.2 Étude à haute cadence et énergie réduite

L'étude de l'OPO B₁ à haute cadence (de durée d'impulsion 23 ns, avec une excellente qualité de faisceau, fonctionnant à une cadence de quelques kilohertz) est effectuée à l'aide du laser 5 installé dans les locaux de CILAS à Orléans.

Pour ces expériences, nous utilisons un atténuateur variable constitué d'une lame demi-onde montée sur un support rotatif motorisé et d'un polariseur. Les mesures d'efficacité sont automatisées, le pilotage de la lame demi-onde et du puissance-mètre étant contrôlés sous *LabView*. La durée d'impulsion est d'environ 23 ns, et la puissance moyenne maximale incidente sur l'OPO de 7 W environ à la cadence choisie. Le rayon du col du faisceau placé au niveau de l'OPO est de 100 à 200 μm suivant les expériences.

I.2.a Étude du cristal de PPKTP de 12 mm

Nous testons le cristal de PPKTP étudié précédemment à basse cadence (PPKTP-3) avec un rayon de col au niveau du cristal d'environ 200 μm . La puissance à 2 μm (signal et complémentaire) est mesurée derrière un filtre passe-bande coupant les longueurs d'onde inférieures à 1,9 μm et une lentille divergente en CaF₂ afin d'étaler le faisceau et de ne pas endommager le puissance-mètre. Nous n'utilisons pas de germanium afin d'éviter les problèmes rencontrés à basse cadence.

Nous menons une étude de l'efficacité de la conversion de 1 μm vers les ondes à 2 μm en fonction de la température du cristal pour une cavité aussi courte que possible de longueur physique 16 mm (soit une longueur optique de 25 mm). Les résultats sont représentés Figure I-14 et Figure I-15. La température qui optimise l'efficacité de conversion est de 70°C. Le seuil d'oscillation est alors mesuré pour une densité de puissance crête de 34 MW/cm², la puissance maximale extraite est de 3,2 W pour une puissance de pompe de 6,8 W ce qui correspond à un rendement énergétique de 48 % environ. La pente d'efficacité est de 78 %.

C'est à cette température qu'on obtient les meilleurs résultats, sans doute car la réflectivité du miroir de sortie aux longueurs d'onde générées est sensiblement la même, donc que l'OPO est résonant de la même manière sur les ondes signal et complémentaire. Dès qu'on s'éloigne

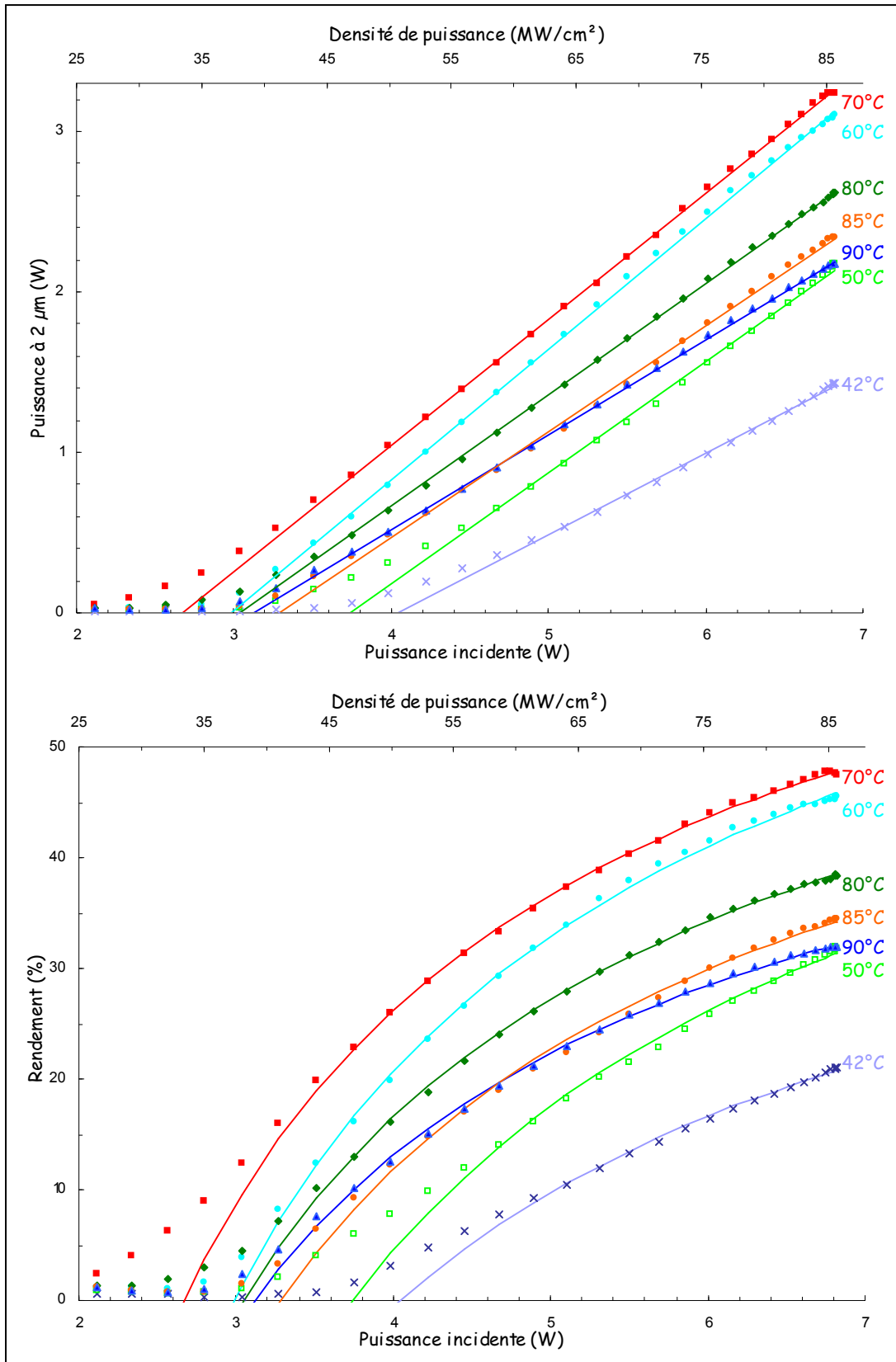


Figure I-14 – Efficacité (signal + complémentaire) et rendement total de l'OPO B₁ avec le PPKTP-3 à haute cadence en fonction de la température.

de 70°C, les performances sont moins bonnes. La qualité de faisceau est mesurée par la méthode du couteau : $M^2 \sim 1,4$ dans les deux directions.

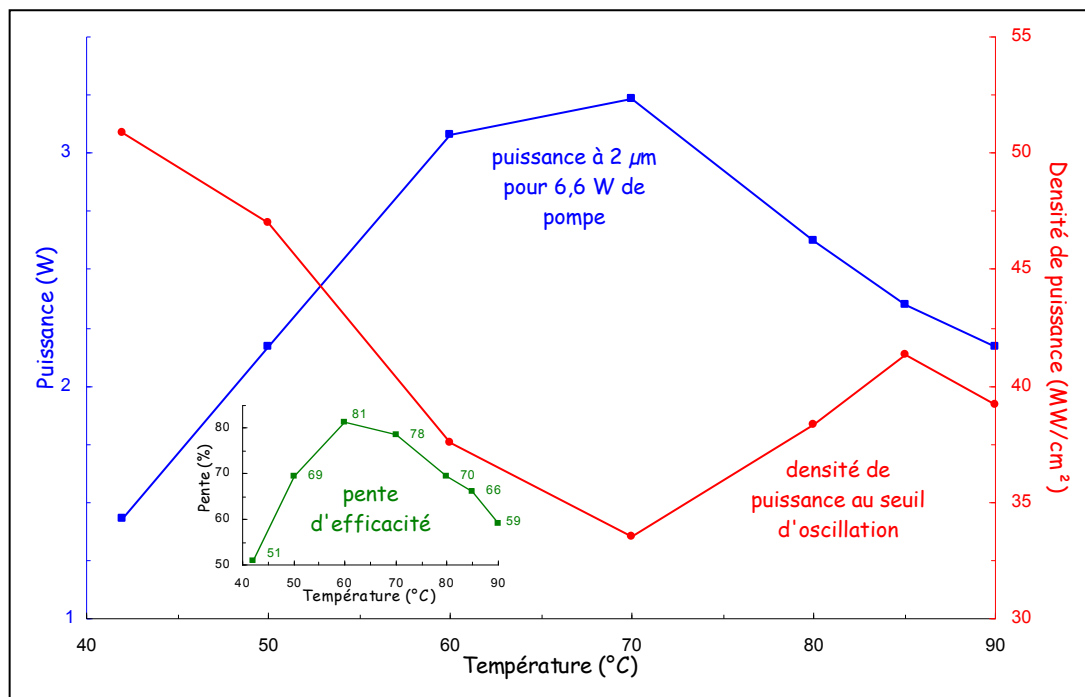


Figure I-15 – Évolution de la puissance maximale à $2 \mu\text{m}$, de la densité de puissance au seuil d'oscillation et de la pente d'efficacité de la conversion de l'OPO B_2 avec le cristal de PPKTP-3 à haute cadence en fonction de la température.

À titre de comparaison on peut citer les résultats de Peltz et col. [Peltz,01] obtenus pour un cristal de PPKTP traité anti-reflet et de longueur 10 mm, placé dans une cavité stable de 15 mm sans recyclage de l'onde de pompe, avec un rayon de col du faisceau de pompe au niveau de l'OPO de $130 \mu\text{m}$. À la cadence de 10 kHz et pour des impulsions de 5,8 ns le seuil d'oscillation est mesuré à une densité de puissance crête de 58 MW/cm^2 et pour une puissance de pompe de 4,8 W la puissance totale en sortie est de 1,33 W. Ces résultats sont tout à fait comparables à ceux que nous avons obtenus pour une température de 70°C . Le seuil que nous mesurons est inférieur mais notre impulsion de pompe est plus longue (23 ns), et ils opèrent plus loin que nous de la dégénérescence : la longueur d'onde signal est de $1,72 \mu\text{m}$ contre $2 \mu\text{m}$ pour nous. Le rendement maximal que nous obtenons (48 %) est néanmoins largement supérieur au leur (28 %).

La Figure I-15 dresse un bilan graphique des résultats obtenus en fonction de la température en ce qui concerne la puissance maximale obtenue, la densité de puissance au seuil d'oscillation et la pente d'efficacité de la conversion de $1 \mu\text{m}$ vers $2 \mu\text{m}$. Les évolutions de ces trois paramètres sont très similaires et corrélées, ce qui montre que les réglages effectués à chaque température sont comparables.

L'évolution spectrale en fonction de la température que nous effectuons avec ce cristal ne correspond pas à l'évolution qui est obtenue avec les équations de Sellmeier donnant l'indice en fonction de la longueur d'onde de Fradkin [Fradkin,99] et les équations de dispersion de l'indice en fonction de la température de Kato [Kato,92]. Toutefois en remaniant les équations de

dispersion nous parvenons à adapter les simulations aux résultats que nous avons obtenues. Nous préférons ne pas modifier les coefficients des équations de Sellmeier qui comportent un pôle infrarouge et qui sont a priori mieux déterminées que les équations de dispersion. L'équation que nous utilisons est la suivante :

$$n_z^2 = 2,12725 + \frac{1,18431}{1 - 5,14852 \cdot 10^{-2} / \lambda^2} + \frac{0,6603}{1 - 100,00507 / \lambda^2} - 9,68956 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^2.$$

Les équations de Kato donnent la variation de l'indice en fonction de la température sous la forme $\frac{dn_z}{dT} = \left(\frac{A}{\lambda^3} + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda} + D \right) \cdot 10^{-5}$. Elles sont obtenues en utilisant le doublement de fréquence de 1,064 μm . Nous jouons sur les coefficients A , B , C et D ainsi que sur la période de retournement des domaines Λ et le coefficient de dilatation α pour que la courbe donnant les longueurs d'onde générées en fonction de la température soit superposable à l'évolution que nous mesurons. Les valeurs initiales et les valeurs obtenues par l'ajustement sont reportées dans le Tableau I-2.

Paramètre	Valeur initiale	Valeur finale	Taux de modification
A	0.3896	0.12122	69 %
B	-1.3332	-1.5441	16 %
C	2.2762	2.1051	7,5 %
D	2.1151	2.1151	1,5 %
Λ	38,8 μm (fournisseur)	38,745 μm	0,14 %
α	$1,1 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [Bierlein,89]	$1,3 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$	18 %

Tableau I-2 – Ajustement des coefficients.

La nouvelle valeur de la période de retournement est très peu différente de celle que nous avons spécifiée au fournisseur. Le coefficient de dilatation est relativement peu modifié comparativement à une valeur qui date de 1989 et qui ne correspond pas forcément aux cristaux récemment produits. Les coefficients de l'équation de dispersion sont également peu modifiés : seul le coefficient A est franchement ajusté. Avec ces nouvelles valeurs la simulation colle très bien avec les spectres obtenus en fonction de la température (Figure I-16).

Dans l'ensemble ces spectres sont très larges. Les pics les plus fins sont observés pour 80°C, et sont de largeur supérieure à 20 nm. De plus, dès 70°C, l'OPO génère des ondes à la dégénérescence (2128 nm) de grande largeur spectrale. La largeur des pics est beaucoup plus faible à haute cadence que celle que nous avons observée à basse cadence dans la mesure où l'énergie incidente est largement plus faible.

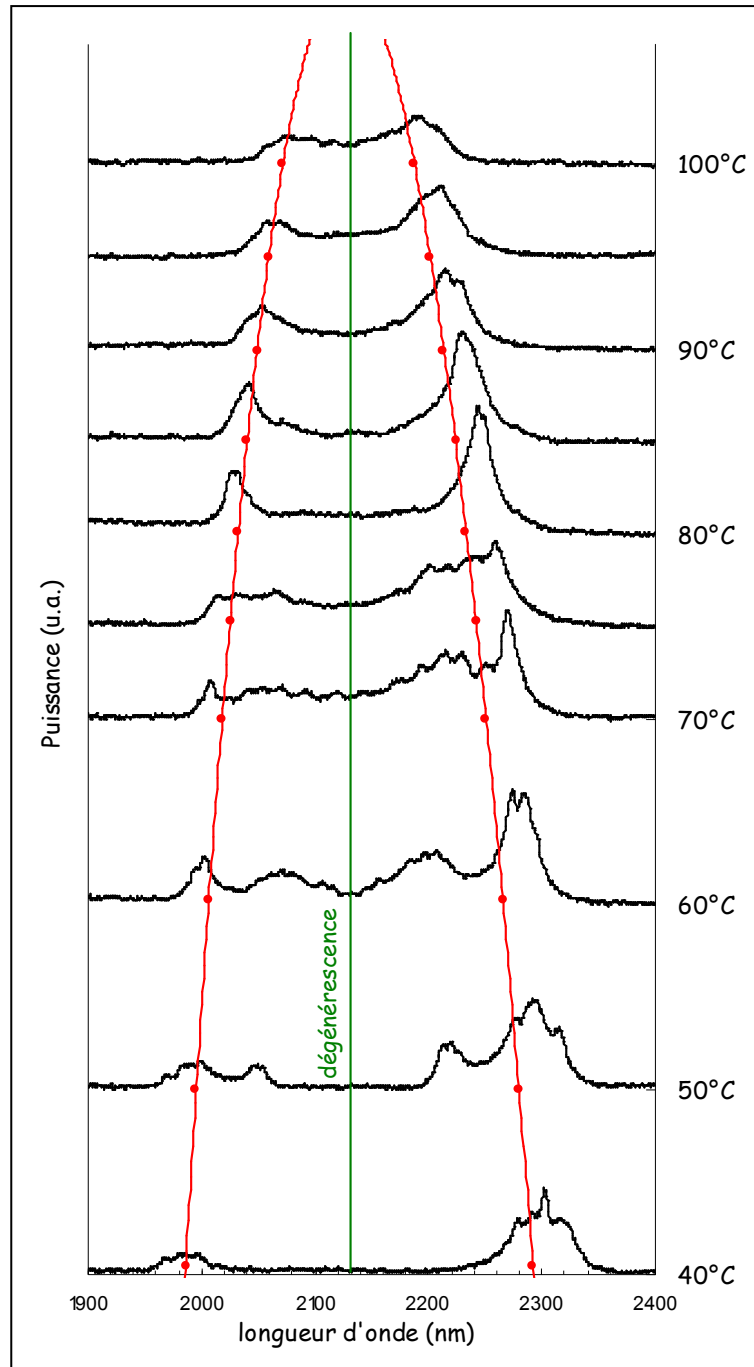


Figure I-16 – Évolution spectrale de l'OPO A₁ à PPKTP à haute cadence en fonction de la température ; la courbe rouge correspond à l'évolution spectrale avec l'ajustement des coefficients.

Lorsqu'on regarde l'évolution de l'efficacité pour une température de 75°C en fonction de la longueur de la cavité, on s'aperçoit que sa seule influence est l'augmentation de la densité de puissance nécessaire pour arriver au seuil d'oscillation : la pente d'efficacité reste stable et vaut 70 % (Figure I-17).

Le seuil d'oscillation varie avec le carré de la longueur de cavité, comme le prévoit le calcul du seuil établi par Brosnan et Byer ^[Brosnan,79] (Figure I-18). La puissance maximale émise subit

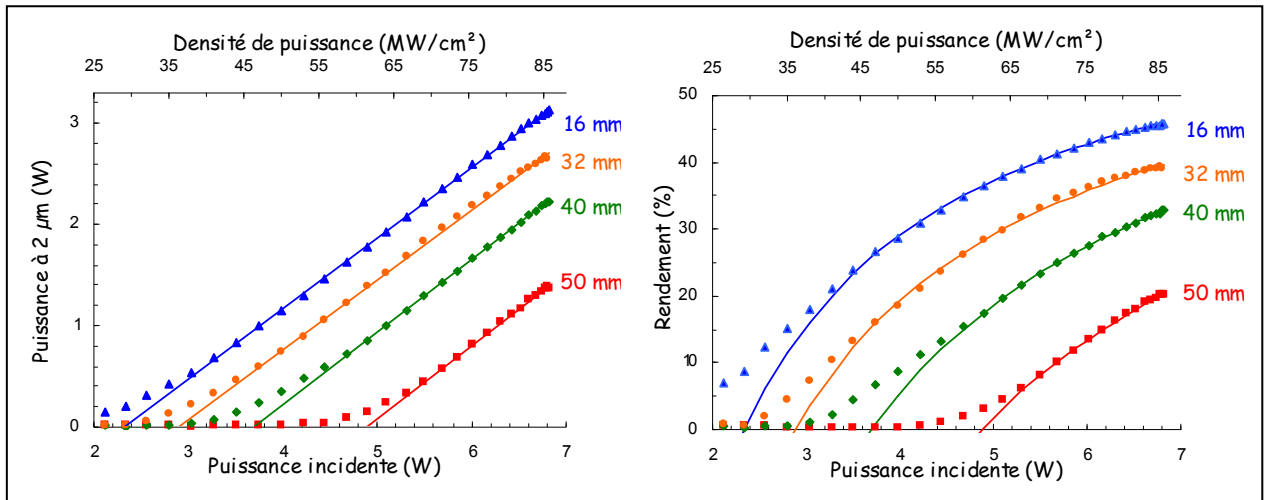


Figure I-17 – Efficacité et rendement de l'OPO B₁ avec le cristal PPKTP-3 en fonction de la longueur de la cavité.

le même type d'évolution. La longueur de cavité qui optimise ces deux paramètres est la plus courte possible compte tenu des montures dont nous disposons.

Ainsi, à une température donnée, la pente d'efficacité est invariante avec la longueur de la cavité, et le seuil varie avec le carré de la longueur de la cavité. À longueur de cavité fixée, la pente d'efficacité, le rendement et le seuil varient avec les réflectivités des ondes signal et complémentaire du miroir de sortie (qui sont en fait modifiées lorsqu'on change la température du cristal, donc les longueurs d'onde émises).

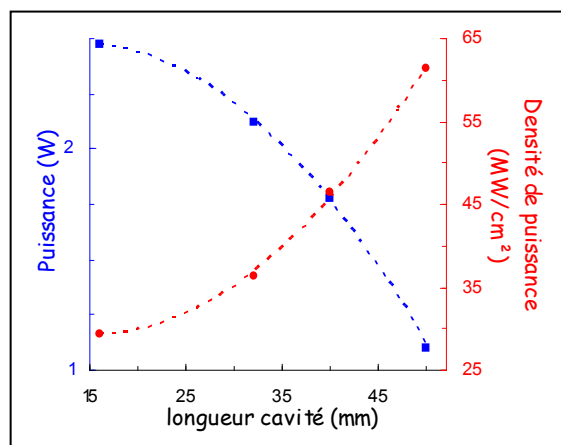


Figure I-18 - Évolution de la densité de puissance au seuil et de la puissance émise à 2 μm pour 6,8 W de pompe pour l'OPO B₁ avec le PPKTP-3.

I.2.b Étude avec deux cristaux de PPKTP

Afin de tenter d'améliorer le gain dans la cavité et de diminuer le seuil d'oscillation nous menons une étude avec deux cristaux de PPKTP de même pas de retournement ($38,8 \mu\text{m}$) montés dans le même support de chauffage. Les deux cristaux étant placés dans le même four, nous ne pouvons pas optimiser séparément l'alignement de chaque cristal. La cavité est linéaire, semblable à celle que nous utilisons avec un seul cristal (Figure I-19).

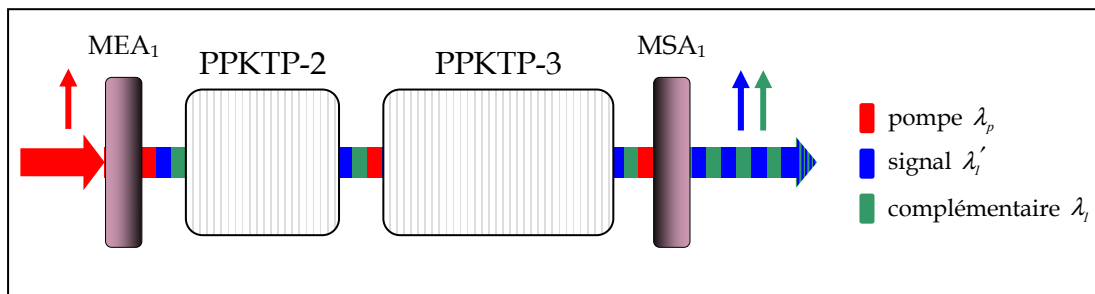


Figure I-19 – Cavité de l'OPO B₁, linéaire, doublement résonante avec recyclage de pompe. Les deux cristaux sont en accord de phase ooo (type 1).

La puissance de sortie est mesurée derrière un filtre passe-bande qui coupe totalement sous $1,8 \mu\text{m}$ et dont la transmission dans la plage de longueurs d'onde utilisée est de 84 %. Nous utilisons également une lentille divergente en CaF₂ dont la transmission est mesurée à 95 % pour les ondes générées.

À 70°C et avec la cavité la plus courte possible (de longueur physique 24 mm , soit une longueur optique de 41 mm), le rendement maximal que nous obtenons est de 35 % : pour une puissance de pompe de $6,8 \text{ W}$ nous obtenons une puissance de $2,4 \text{ W}$ autour de $2 \mu\text{m}$

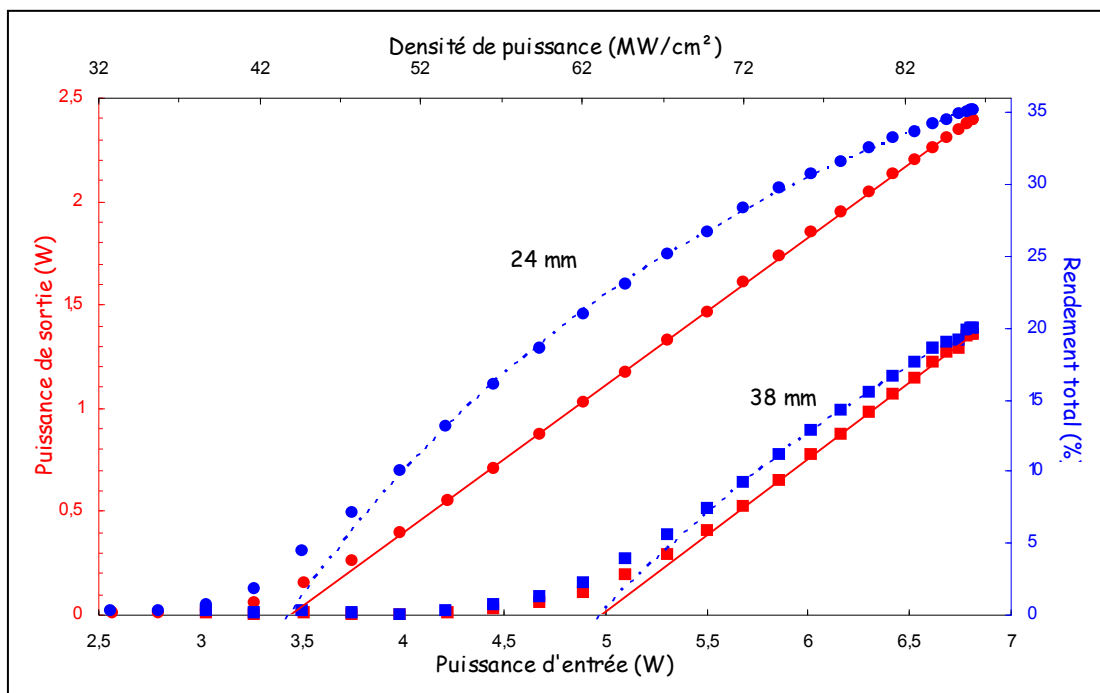


Figure I-20 – Efficacité et rendement de l'OPO B₁ à deux cristaux de PPKTP pour deux longueurs de cavité. La cavité de 38 mm est dissymétrique : seul le miroir de sortie a été translaté.

(Figure I-20). Le seuil d'oscillation est mesuré à 44 MW/cm^2 (en prolongeant la partie linéaire de la courbe d'efficacité). Ces résultats sont moins bons que ceux que nous obtenons avec le seul cristal de PPKTP-3 à la même température. Ceci est sans doute dû au fait que l'on ne puisse pas exploiter la zone la plus efficace dans chaque cristal, ainsi qu'à certains dommages optiques survenus sur les cristaux avant cette série d'expériences (qui ne nous permettent d'ailleurs pas de retrouver les performances mentionnées dans le paragraphe précédent avec le PPKTP-3 seul dans la cavité).

Lorsque le miroir de sortie est translaté de 14 mm, le seuil d'oscillation passe à 64 MW/cm^2 , et le rendement maximal à 20 % (1,36 W à $2 \mu\text{m}$ pour une puissance de pompe de 6,8 W).

La pente d'efficacité pour ces deux conversions est sensiblement la même : 71 % pour la cavité de 24 mm et 74 % pour la cavité de 38 mm.

Si on compare le spectre obtenu à 70°C dans ces conditions avec le spectre obtenu avec un seul cristal de PPKTP, on s'aperçoit que seuls deux pics sont présents, et que le large pic à la dégénérescence est encore absent à cette température (Figure I-21). En effet la cavité étant allongée, le filtrage spectral est amélioré. Cependant les largeurs spectrales des ondes signal et complémentaire restent relativement grandes (elles sont respectivement de 30 nm et 35 nm). Nous tentons donc de les réduire.

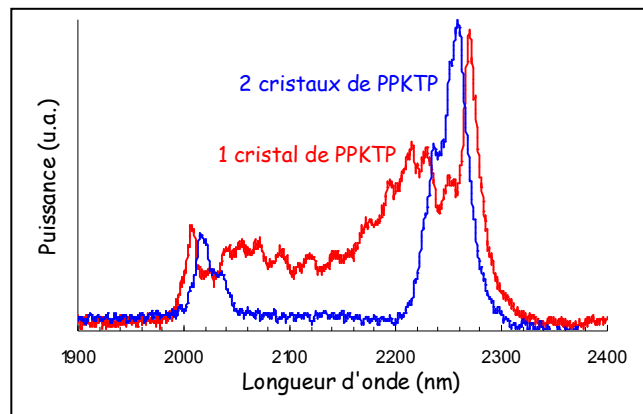


Figure I-21 – Comparaison entre les spectres émis par le PPKTP-3 seul et par les deux PPKTP à 70°C .

1.2.c Essais d'affinement spectral

Les performances constatées avec l'utilisation de deux cristaux de PPKTP dans la même cavité nous permettent de tenter de réduire la largeur spectrale des ondes émises par l'adjonction dans la cavité d'un cristal de KTP massif. En effet, l'acceptance spectrale d'un cristal de KTP en accord de phase par biréfringence de type 2 étant très inférieure à celle d'un cristal de PPKTP, nous supposons que cette configuration force les ondes oscillant dans l'OPO à rester dans cette acceptation spectrale. Alors le gain est censé se répartir dans les bandes spectrales qui peuvent osciller. De plus, l'ajout d'un cristal de KTP est supposé accroître le rendement puisque, lorsqu'il est bien orienté, la conversion s'effectue également dans ce milieu non linéaire. Cet effet est cependant a priori quasiment négligeable en raison de l'effet de la double réfraction qui se fait sentir à cause de la faible taille de faisceau qui est nécessaire à la conversion dans le PPKTP. De plus, comme il n'existe pas d'accord de phase

par biréfringence de type 1 dans le KTP pour les longueurs d'onde que nous recherchons, les ondes générées sont dans des polarisations orthogonales.

Cet essai nous est inspiré par une publication théorique d'Arisholm, dans laquelle une cavité en anneau comportant un cristal de PPKTP et deux cristaux de KTP montés en compensation de double réfraction est simulée [Arisholm,02a]. Les résultats montrent une réelle diminution de la largeur spectrale issue de l'OPO.

Nous insérons donc dans la cavité précédente de 38 mm de longueur un cristal de KTP massif de longueur 10 mm (Figure I-22).

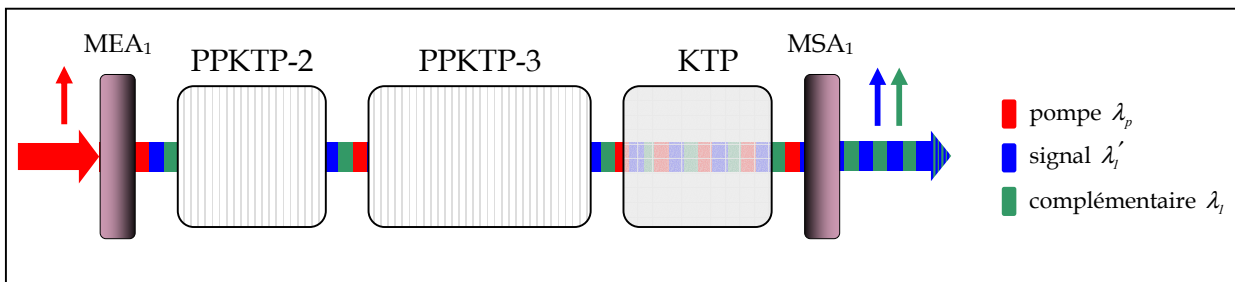


Figure I-22 - Insertion d'un cristal de KTP dans la cavité linéaire à deux cristaux de PPKTP.

La première constatation que nous pouvons faire est que l'insertion d'un cristal dans la cavité optimise largement les performances (Figure I-23). Le seuil (47 MW/cm^2) et le rendement (32 %) atteints sont semblables à ceux obtenus pour une cavité très courte. Nous mesurons donc l'effet de cette nouvelle configuration sur le spectre émis par l'OPO.

Comme on peut le voir Figure I-24, le spectre obtenu après l'insertion du cristal de KTP présente trois pics de signal et trois pics de complémentaire régulièrement espacés. Leur

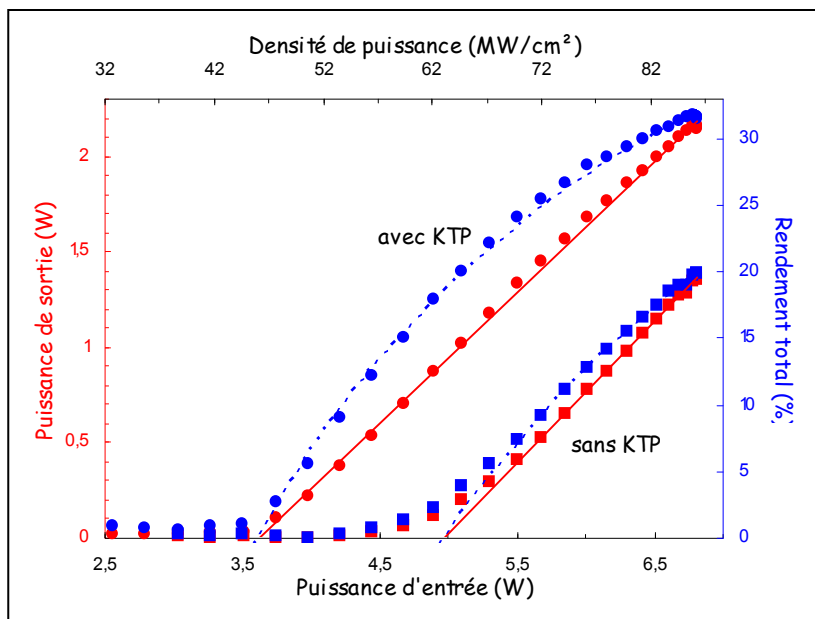


Figure I-23 - Efficacité et rendement de l'OPO B_1 utilisant 2 cristaux de PPKTP, avec et sans KTP dans la cavité.

largeur est inférieure à celle qui est obtenue sans KTP à la même température, mais la largeur globale du spectre émis, si on considère l'enveloppe des trois pics, est plus large.

Nous regardons ensuite l'évolution du spectre en fonction de la température des cristaux de PPKTP, tout en orientant le cristal de KTP de manière à optimiser le rendement en sortie de l'OPO (Figure I-25). Nous observons que les pics observés à 60°C se déplacent pour se rapprocher de la dégénérescence, mais

que leur écart ne change pas. L'un des trois pics n'apparaît plus à 65°C ni à 75°C. La présence de ces pics nous fait donc plutôt penser à un effet Fabry-Pérot. Nous confirmons cette hypothèse en jouant sur la distance entre le miroir d'entrée de l'OPO et la face d'entrée du premier cristal de PPKTP à température constante : plus cet écart augmente, plus la distance entre les pics diminue, puis les pics disparaissent. Un calcul rapide utilisant l'intervalle spectral libre $\Delta\nu = c/2L$, où $\Delta\nu$ est l'écart en fréquence entre deux pics, nous donne la distance L entre le miroir et le cristal. Ainsi, au minimum MEA₁ est à 0,22 mm du cristal, et dans la position intermédiaire il est à 0,31 mm. Les pics n'étant plus présents pour la troisième position, l'écart qui reste très faible et non mesurable directement ne peut être évalué.

Lorsque le miroir d'entrée est suffisamment éloigné de la face d'entrée du PPKTP, le spectre de l'onde complémentaire observé à 75°C présente deux pics distincts de largeurs 40 nm et 15 nm, ce qui est moins large que ce que nous observons sans cristal.

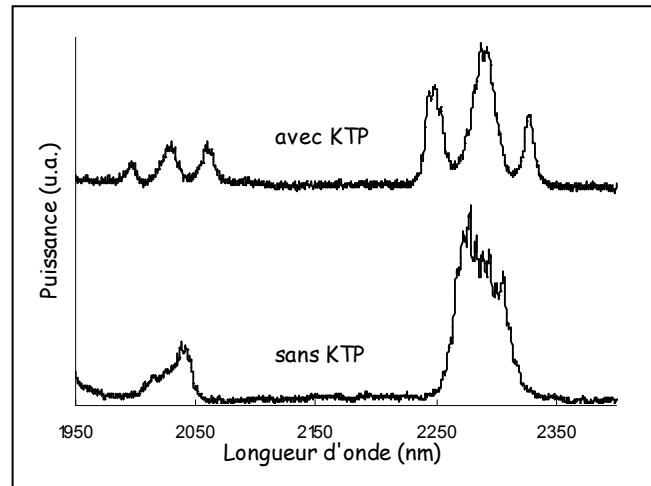


Figure I-24 – Comparaison entre le spectre émis par l'OPO B₁ à deux cristaux de PPKTP avec et sans cristal de KTP intracavité, à 60°C.

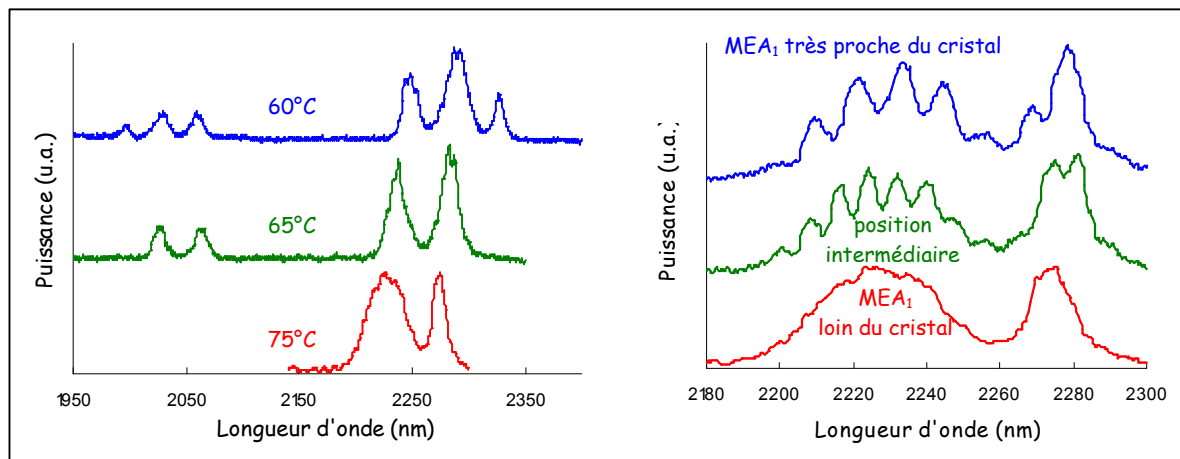


Figure I-25 – Évolution du spectre émis en fonction de la température, puis à 75°C en modifiant la distance entre le miroir d'entrée et la face d'entrée du premier cristal de PPKTP.

L'affinement spectral que nous constatons provient de l'effet Fabry-Pérot entre le miroir d'entrée et la face d'entrée du premier cristal de PPKTP, ainsi que d'un autre effet de filtrage spectral dû au cristal de KTP qui ne provient pas de ses propriétés non linéaires (car la largeur spectrale reste trop largement supérieure à celle produite par un KTP seul).

Nous confirmons cet effet en utilisant à la place du cristal de KTP une simple lame de silice fondue non traitée d'épaisseur 6,35 mm, et nous observons le même phénomène : réduction de la largeur spectrale accompagnée d'une augmentation très nette du rendement de l'OPO.

Nous pouvons finalement affirmer que l'amélioration du rendement observée en insérant le cristal de KTP provient de l'affinement spectral qu'il produit par effet Fabry-Pérot, et non de ses propriétés d'acceptance spectrale.

Nous ne pouvons pas poursuivre ces expériences en raison de dommages optiques survenus sur les deux cristaux de PPKTP au niveau de leur interface pour une densité de puissance crête de 85 MW/cm².

Sur les Figure I-26 et Figure I-27 nous présentons des photographies des deux cristaux de PPKTP obtenues au microscope. Le faisceau pompe traverse chaque cristal de la face 1 vers la face 2. Les dommages survenus interviennent sur la face 2 du PPKTP-3 et la face 1 du PPKTP-2. Ils sont quasiment identiques et de dimensions 3,8×1,9 mm², donc bien plus étendus que la dimension du faisceau de pompe. Nous grossissons d'autres dommages optiques survenus lors de l'utilisation des cristaux seuls en cavité. Ces dommages mettent en évidence la fragilité des traitements optiques anti-reflet des cristaux dans cette gamme de longueurs d'onde (leur seuil de dommage n'est pas spécifié autour de 2 μm).

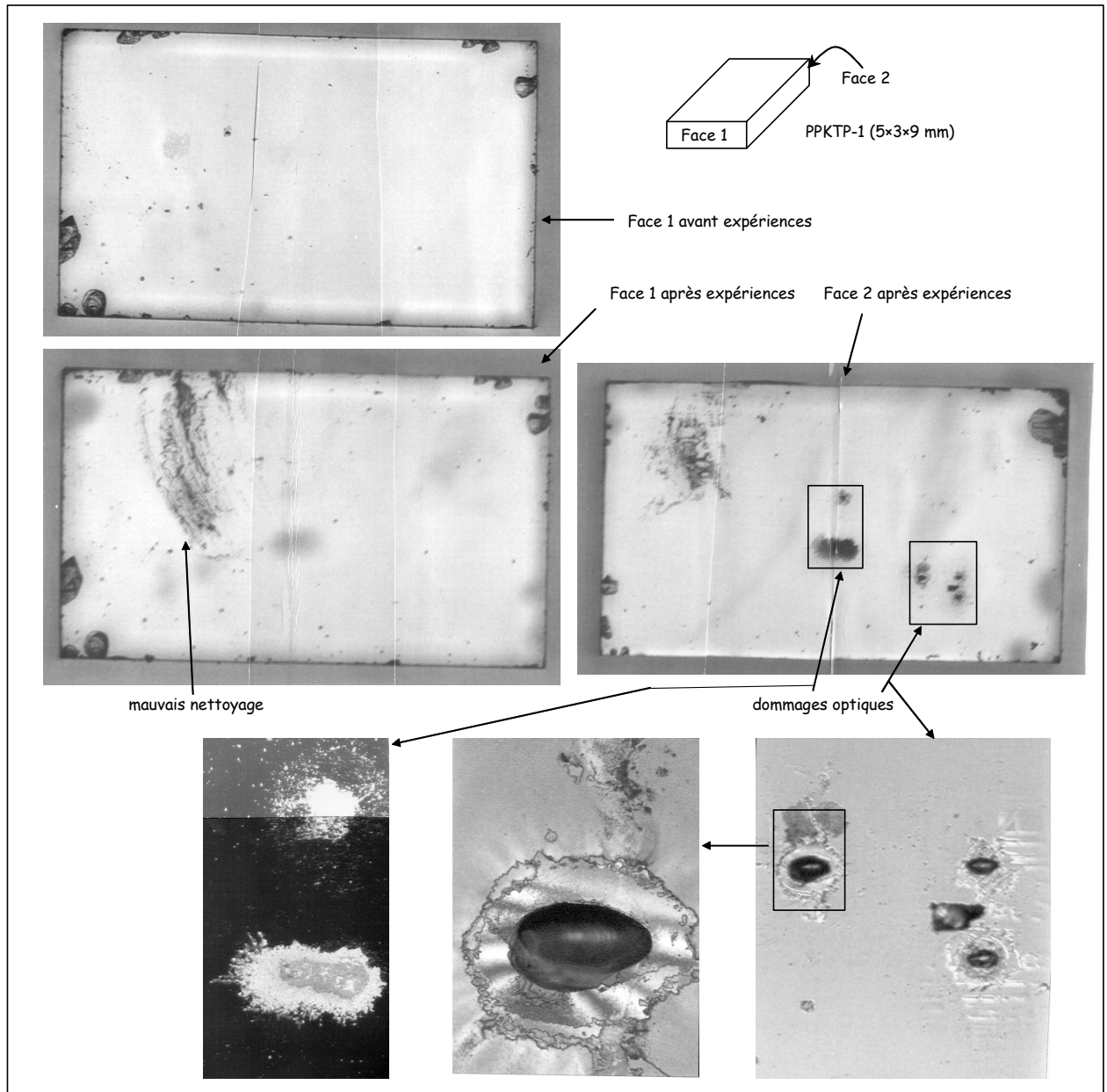


Figure I-26 – Dommages sur le PPKTP-2 visualisés au microscope.

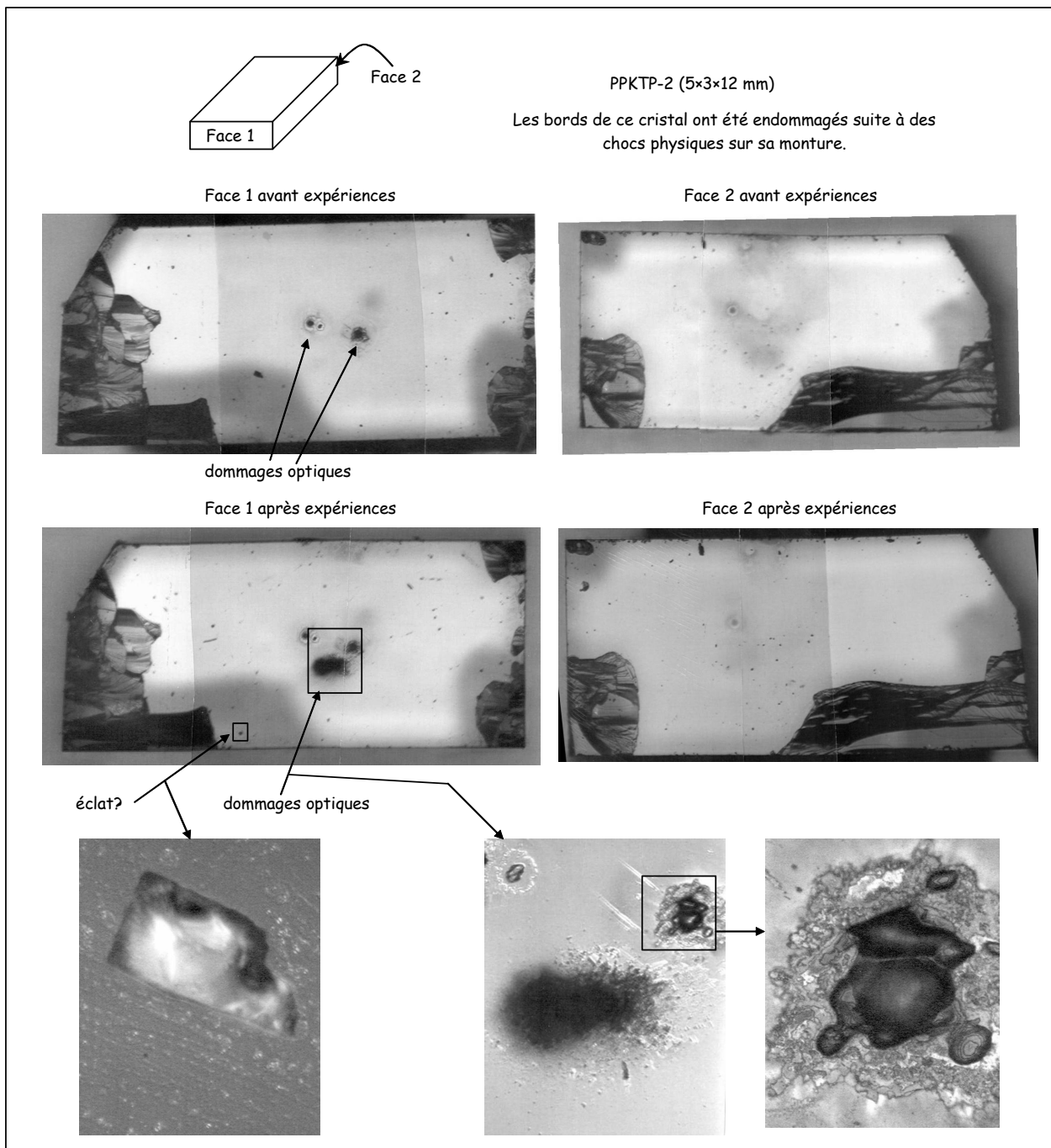


Figure I-27 – Dommages sur le PPKTP-3 visualisés au microscope.

I.2.d PPKTP-4 en quasi-accord de phase de type 2

L'objectif des tests précédents était de réduire la largeur spectrale émise par les cristaux de PPKTP, afin que cette configuration nous permette éventuellement de pomper l'OPO A₂ présenté au chapitre précédent, le cristal de ZGP ayant une faible acceptation spectrale. Nous aurions ainsi pu profiter du fait que les ondes émises ne subissaient pas de double réfraction, ce qui présente un avantage certain par rapport à l'utilisation de cristaux de KTP massifs. Ces essais n'ayant rien donné, nous tentons d'utiliser un cristal de PPKTP seul en quasi-accord de phase de type 2, dont la largeur spectrale émise est normalement beaucoup plus faible que pour le quasi-accord de phase classique de type 1. En revanche, la conversion de fréquences n'exploite alors plus le meilleur coefficient non linéaire du cristal (d_{33} pour le KTP), mais un coefficient non linéaire diagonal plus faible. Le coefficient non linéaire pour notre conversion de type zyz exploite le coefficient non linéaire effectif $\frac{2}{\pi}d_{32} \approx 2,3 \text{ pm/V}$, c'est-à-dire moins d'un tiers du coefficient non linéaire effectif en quasi-accord de phase de type 1 (zzz).

Nous essayons donc d'approvisionner un cristal de PPKTP fonctionnant en accord de phase de type 2 et spécifié pour émettre à λ_1 à température ambiante.

Le quasi-accord de phase de type 2 a été utilisé pour le doublement de fréquence d'un laser à saphir dopé au titane, pour ses propriétés d'amélioration de l'acceptation spectrale. De plus le doublement en quasi-accord de phase de type 1 requiert une période de retournement plus faible que le type 2. Ainsi, les contraintes sur le retournement des domaines ferroélectriques sont réduites pour le quasi-accord de phase de type 2 (le pas est inscrit avec une meilleure régularité et les erreurs sur le pas ont moins d'incidence sur les performances qu'en type 1) [Wang,99] [Pasiškevičius,02]. Dans notre cas, l'acceptation spectrale est donc plus réduite, et les ondes générées ont une largeur spectrale plus faible. Un tel cristal n'a semble-t-il jamais été utilisé dans un OPO.

Le fournisseur du cristal de 3 mm que nous commandons (*Cobolt AB*) ayant de grandes difficultés à le fabriquer, il nous laisse en prêt un cristal de même période de retournement mais de longueur 20 mm et d'épaisseur 1 mm, afin que nous puissions mener des essais (nous avons spécifié un cristal d'épaisseur 3 mm et de longueur 30 mm). Nous testons ce cristal dans une cavité très courte (25 mm) afin d'en extraire le maximum de puissance possible. Le cristal présente une très grande inhomogénéité : seulement quelques points nous permettent d'atteindre le seuil d'oscillation. Nous représentons Figure I-28 l'efficacité et le rendement obtenus sur les meilleurs de ces points.

La puissance maximale (signal et complémentaire) extraite de cet OPO est de 1,4 W pour une puissance de pompe de 6,9 W, ce qui correspond à un rendement énergétique de 20 %. Elle est obtenue pour le point 3. Ce rendement est relativement faible, mais le seuil d'oscillation

est très haut (160 MW/cm^2), comme nous pouvions le prévoir en raison de la faible longueur du cristal et de son faible coefficient non linéaire effectif. La pente d'efficacité de 40 %. Elle est aussi assez modeste en comparaison de celles que nous obtenons avec le PPKTP en quasi-accord de phase de type 1.

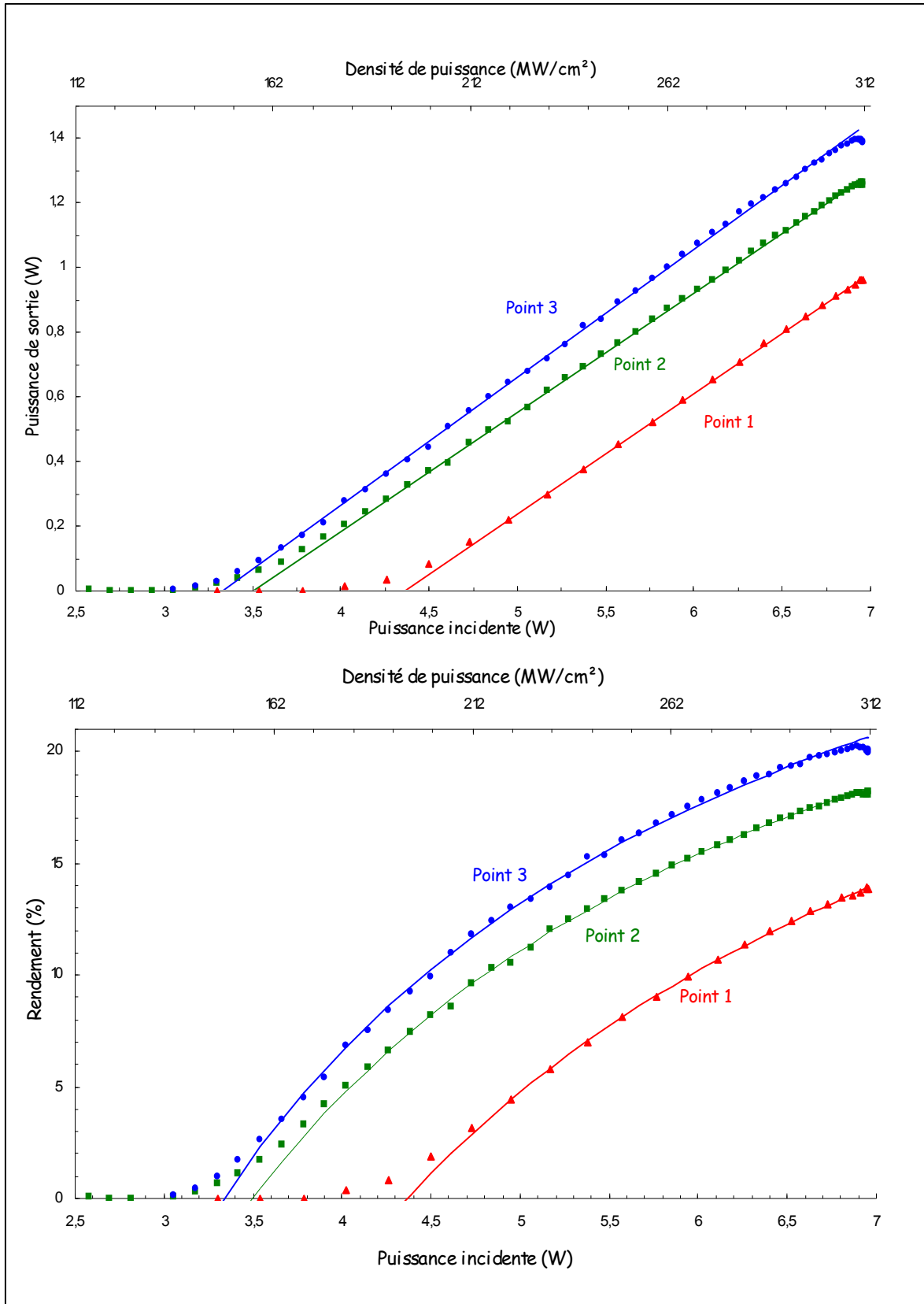


Figure I-28 – Efficacité et rendement de l'OPO B₁ avec le PPKTP-4 en quasi-accord de phase de type 2 pour les trois points les plus efficaces

Une mesure de la stabilité de la puissance derrière le filtre passe-bande et la lentille divergente en CaF_2 pendant 10 minutes nous donne : une puissance moyenne de 756 mW ; une puissance minimale de 713 mW ; une puissance maximale de 796 mW ; une stabilité RMS de 2,12 % ; une stabilité point à point de 10,5 %.

Cependant, ce cristal n'étant pas optimisé, ces résultats sont très prometteurs. Une plus grande longueur de cristal permettrait de diminuer la densité de puissance nécessaire pour arriver au seuil.

L'étude spectrale nous révèle de plus que la période de retournement des domaines de ce cristal est parfaitement adaptée à l'émission à λ_1 à température ambiante (Figure I-29). La largeur spectrale obtenue est tout à fait acceptable, puisqu'elle est inférieure à 1,5 nm pour chaque onde générée. Un cristal plus long pourrait être inséré dans la cavité coudeée présentée au chapitre précédent, et l'OPO ainsi obtenu serait a priori tout à fait adapté au pompage d'un OPO à ZGP. Le KTP en quasi-accord de phase de type 2 peut donc sembler-t-il concurrencer le KTP en tant que source très efficace (car ne subissant pas l'effet de la double réfraction) et de faible largeur spectrale autour de 2 μm sans filtrage.

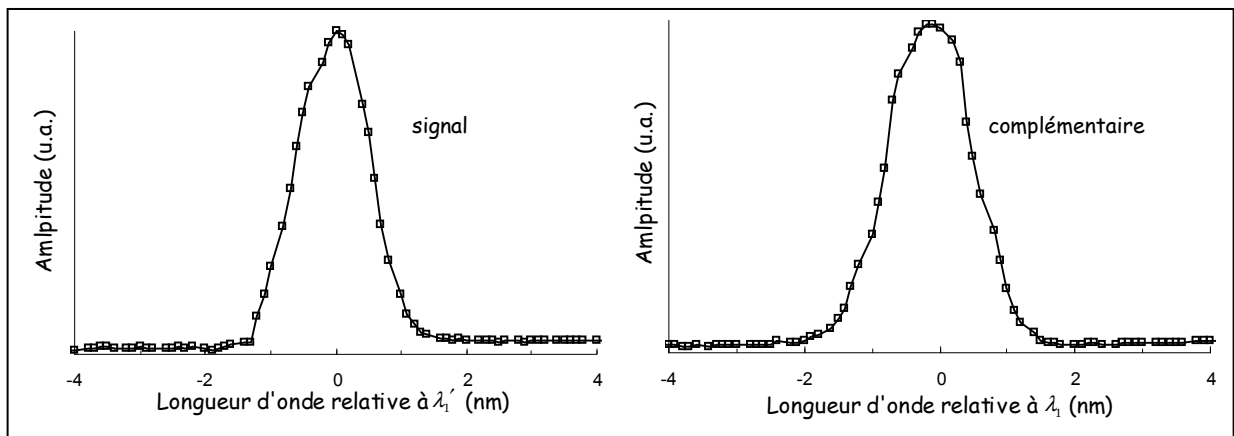


Figure I-29 – Spectres du signal et du complémentaire issus de l'OPO B₁ avec le cristal de PPKTP à quasi-accord de phase de type 2 à température ambiante.

Des dommages optiques survenus sur la face d'entrée du cristal nous empêchent de pousser plus loin nos investigations.

I.3 Conclusion sur l'OPO B₁ à PPKTP

L'utilisation du PPKTP pour cet OPO est a priori un bon choix, puisque les performances souhaitées sont atteintes à basse cadence, et son comportement à haute cadence se révèle satisfaisant. Toutefois, la densité de puissance que nous avons employée à haute cadence est trop importante pour assurer la fiabilité de l'OPO, comme nous le constatons suite aux dommages optiques observés. Dans le système final cependant, avec une énergie nominale

de l'ordre de la dizaine de millijoules, la densité de puissance nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation diminue par rapport à celle que nous mesurons, ce qui nous permettrait de réduire la densité de puissance de travail.

D'autre part, nous démontrons pour la première fois dans un oscillateur paramétrique optique le grand potentiel du quasi-accord de phase de type 2 en ce qui concerne l'émission efficace d'ondes de largeur spectrale très réduite sans filtrage intracavité.

II OPO à cristal de PPLN (OPO B₂)

Pour l'OPO B₂ notre choix s'est porté initialement sur le cristal de PPRTA, qui peut être produit avec une épaisseur de 3 mm. Ce choix s'est basé principalement sur le fait que le PPLN ne peut pas être polarisé (pour l'instant) sur une épaisseur suffisante. Cependant, la fabrication du PPLN progresse, et ce cristal pourrait, dans les années à venir, être fabriqué dans des dimensions plus appropriées pour notre application : nous avons pu approvisionner un cristal de 1 mm d'épaisseur alors que cette épaisseur est encore limitée chez la plupart des fournisseurs à 0,5 mm, et une technique de croissance récente a permis la réussite d'une polarisation des domaines sur 3 mm [Grisard,01]. Aussi réalisons-nous quelques tests de ce cristal à haute cadence avec le laser 5.

Le cristal, approvisionné chez une société taiwanaise, a une longueur de 30 mm, une largeur de 5 mm et une épaisseur de 1 mm. Il est polarisé avec une période de retournement des domaines de 28 μm . Il est traité anti-reflet à 1064 nm et sur la plage 1300-1500 nm.

Nous le plaçons dans un four qui ne nous permet pas d'approcher au maximum les miroirs des faces du cristal. La cavité la plus courte que nous pouvons réaliser est de 56 mm.

Le rayon de col du faisceau de pompe, placé au niveau du cristal, est d'environ 150 μm .

Le miroir d'entrée MEB₂ déposé sur substrat de silice fondue est approvisionné chez un fournisseur américain. Il transmet 92 % de l'énergie à 1064 nm et réfléchit totalement à la

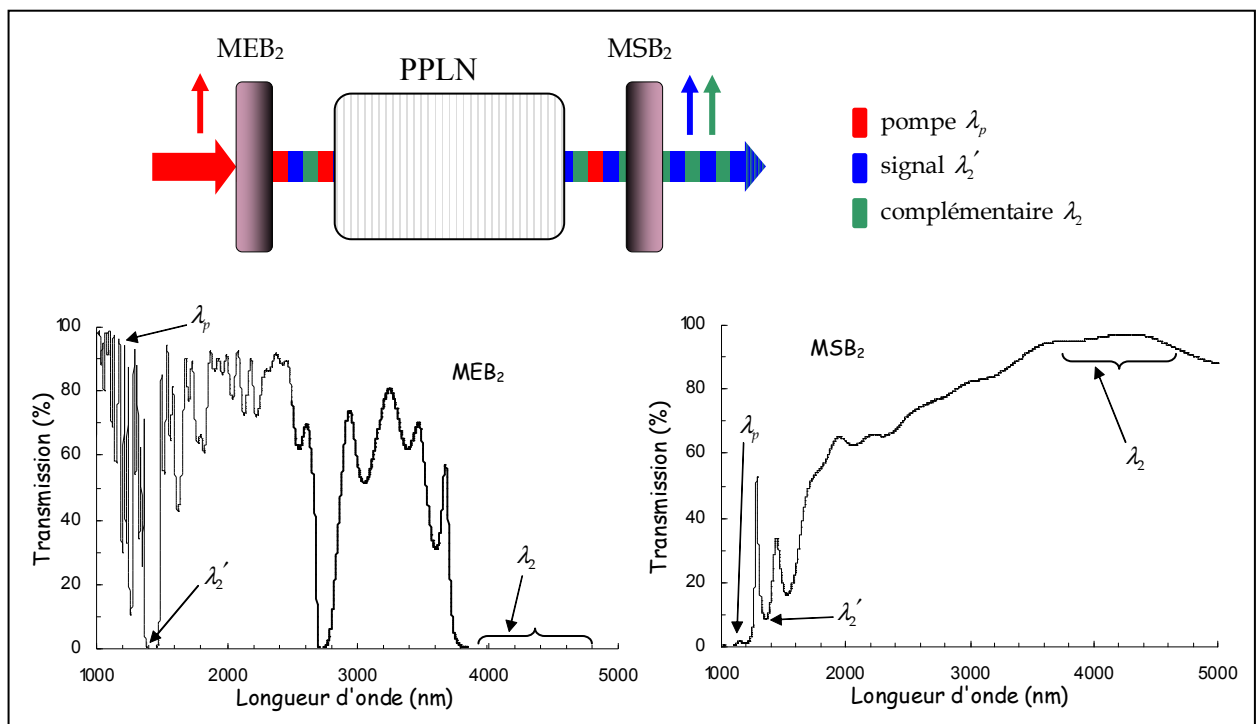


Figure II-1 – Cavité de l'OPO B₂ avec le cristal de PPLN ; transmission des miroirs d'entrée et de sortie utilisés.

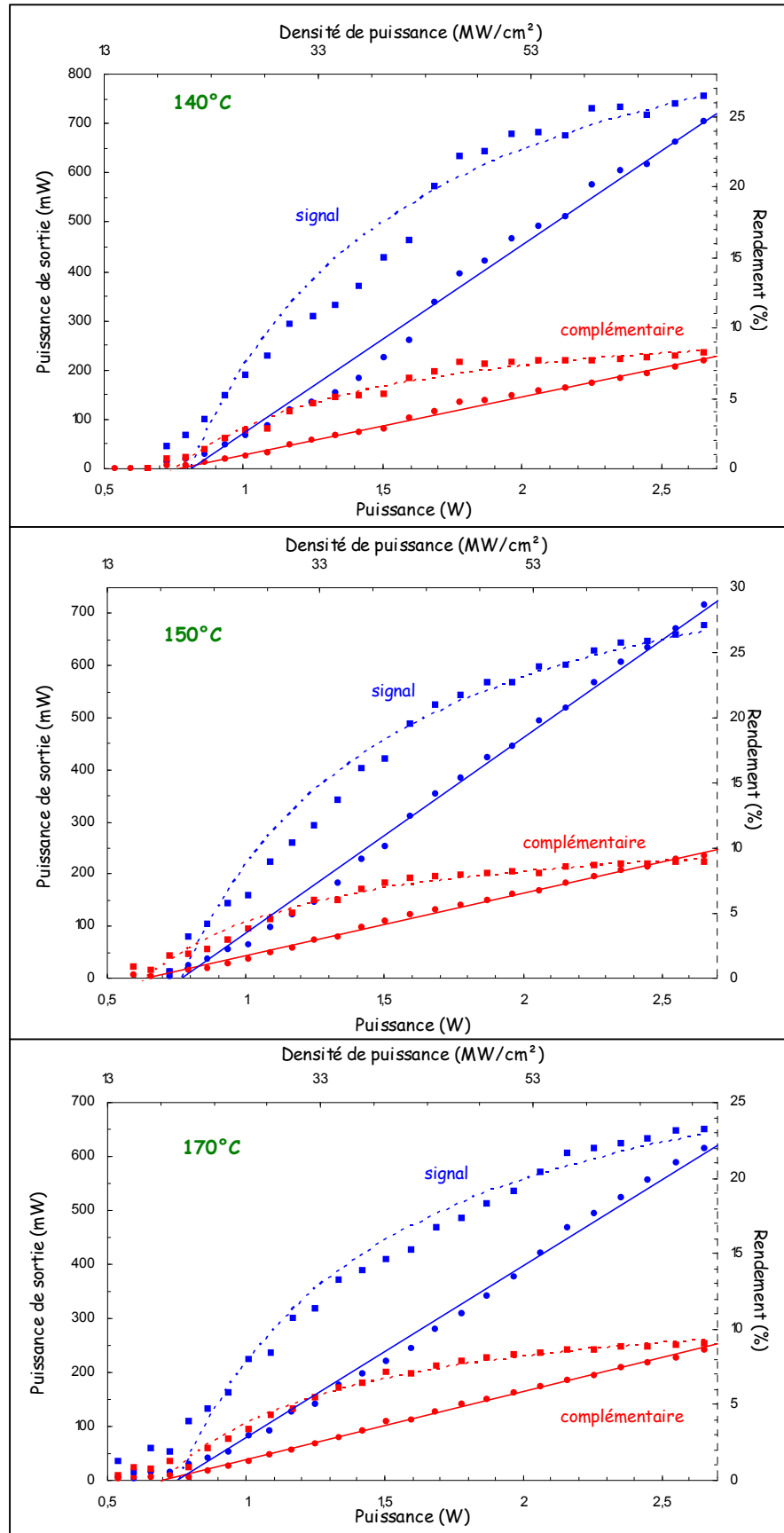


Figure II-3 – Efficacité (trait plein) et rendement (pointillés) de l'OPO B₂ avec le cristal de PPLN pour trois températures.

À 140°C, le seuil d'oscillation est mesuré à 22 MW/cm². La puissance maximale extraite est de 920 mW signal et complémentaire confondus pour une puissance de pompe de 2,65 W. L'instabilité des mesures qui apparaît moins aux autres températures provient peut-être d'un effet photoréfractif.

À 150°C, le seuil d'oscillation est mesuré à 20 MW/cm² environ. Pour une puissance de pompe de 2,65 W on génère une puissance de 240 mW pour l'onde complémentaire et 720 mW pour l'onde signal.

À 170°C, on génère 620 mW de signal et 240 mW de complémentaire pour une puissance de pompe de 2,65 W. Le seuil d'oscillation est également de l'ordre de 20 MW/cm².

Les résultats obtenus à ces trois températures sont similaires, ce qui est normal car la réflectivité des miroirs varie très peu avec la longueur d'onde pour la zone spectrale balayée.

Il est à noter qu'à 150°C, le rendement énergétique de 1 μm vers le complémentaire seul atteint 9 %, ce qui correspond à un rendement photon à photon de 34 %. Ces rendements sont bien inférieurs par exemple aux résultats obtenus dans des conditions similaires par Elder et col., pour qui le rendement de 1 μm vers l'onde complémentaire à 3,4 μm atteint 14 %, ce qui correspond à un rendement photon à photon de 45% [Elder,00].

Nous enregistrons les profils d'impulsion de la pompe résiduelle et du signal en sortie de l'OPO à 110°C (Figure II-4). On ne remarque pas le dépeuplement de la pompe, ni la reconversion sur ces profils temporels. Au maximum de puissance, la largeur de l'impulsion du signal est de 22 ns.

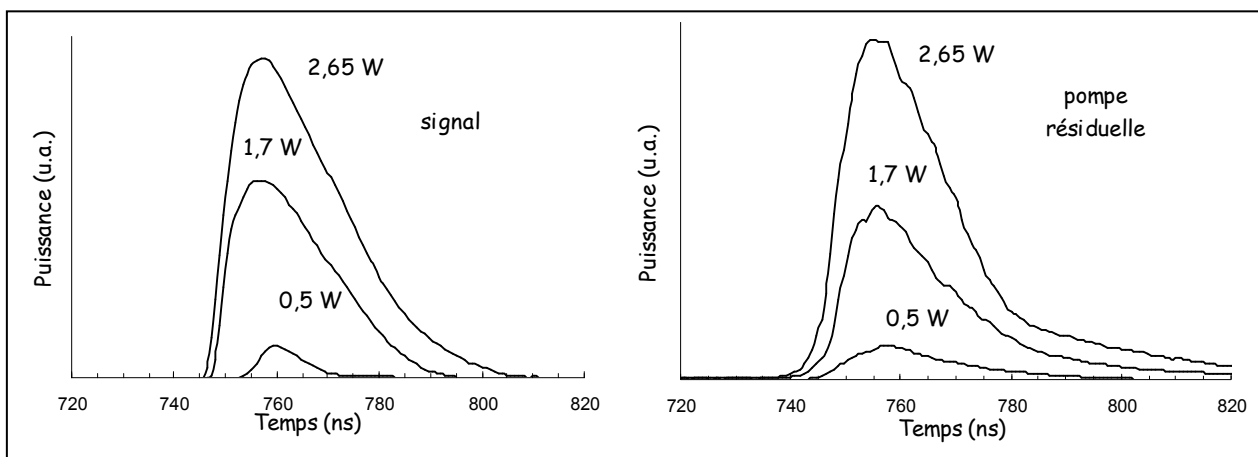


Figure II-4 – Profils temporels du signal et de la pompe derrière l'OPO B₂ à PPLN pour 3 puissances de pompe à 110°C.

II.1.b Étude spectrale

Nous enregistrons les spectres des ondes signal et complémentaire émises par l'OPO pour trois températures (Figure II-5). Nous remarquons un élargissement spectral du signal de 1 nm à 3 nm lorsque la température passe de 110°C à 150°C, ce qui est surprenant d'autant que la largeur spectrale du complémentaire reste d'environ 6 nm.

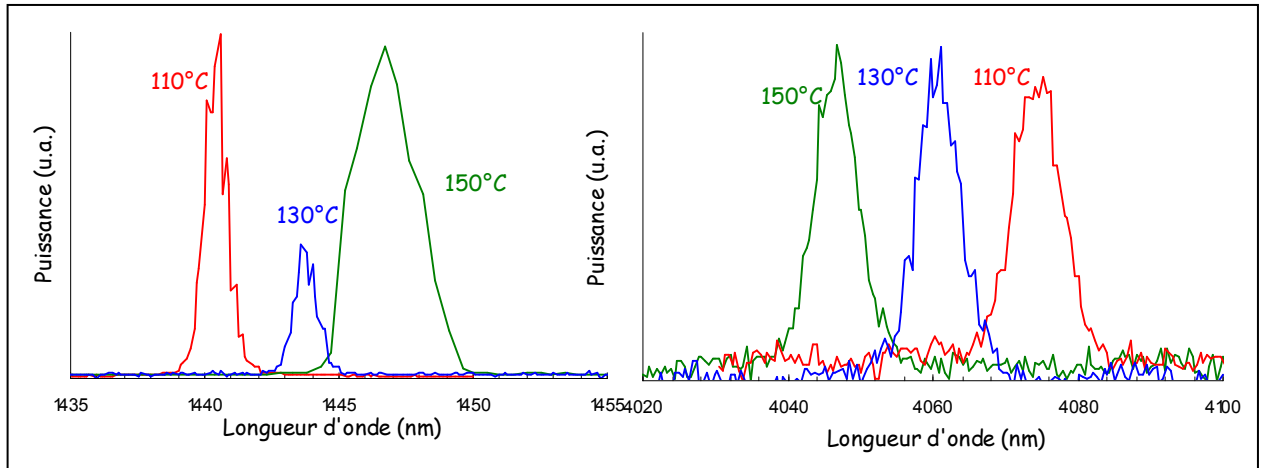


Figure II-5 – Spectres du signal et du complémentaire en sortie de l'OPO B₂ à PPLN relevés à 3 températures.

L'évolution de la longueur d'onde centrale des ondes signal et complémentaire en fonction de la température que nous avons mesurée colle très bien avec celle qui est donnée par le programme SNLO utilisant les équations de Sellmeier de Jundt [Jundt,99] (Figure II-6).

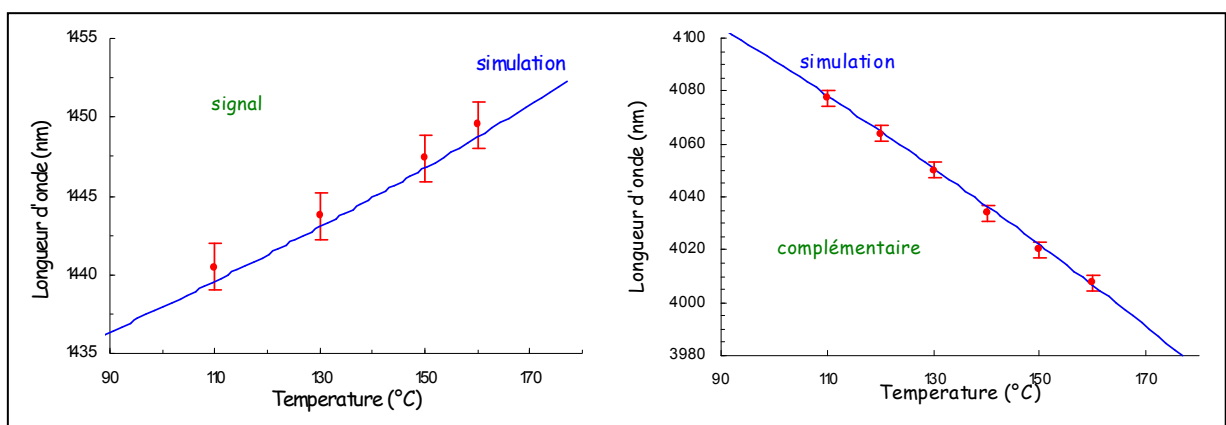


Figure II-6 – Évolution spectrale de l'OPO à PPLN mesurée comparée à la simulation par SNLO.

II.2 Étude de l'OPO en fonction de la longueur de cavité

Nous mesurons l'évolution des performances de l'OPO à 110°C en fonction de la longueur de la cavité (Figure II-7).

Pour des longueurs de cavité de 56 mm à 66 mm, les performances sont similaires en ce qui concerne le seuil d'oscillation et la puissance maximale extraite. Elles se dégradent ensuite pour les cavités plus longues. La plus faible efficacité est mesurée pour la cavité de 96 mm, mais elle est sans doute due à une mauvaise optimisation du réglage, car pour la cavité de 106 mm les performances sont meilleures. Les pentes d'efficacité sont quasiment les mêmes, et c'est surtout le seuil d'oscillation qui évolue avec la longueur de la cavité.

Nous observons également une amélioration de la qualité de faisceau du complémentaire en fonction de la longueur de la cavité (Figure II-8).

La meilleure qualité de faisceau ($M^2 \sim 3$) est obtenue pour la cavité de 96 mm. La qualité de faisceau semble cependant être corrélée à la puissance extraite puisque avec une cavité plus longue mais plus efficace la qualité de faisceau diminue.

La qualité de faisceau reste relativement mauvaise en général, sans doute car la cavité utilisée utilise des miroirs plans.

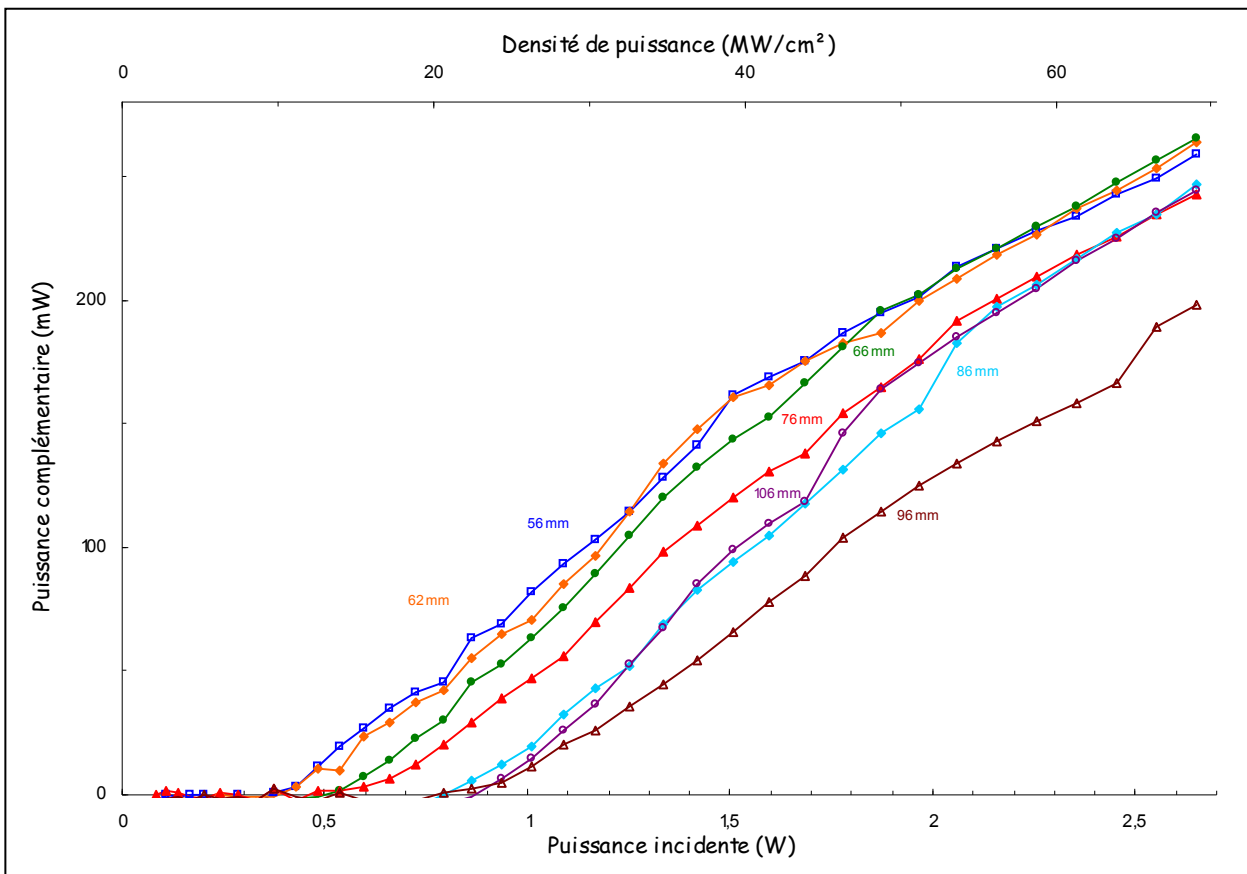


Figure II-7 – Efficacité de l'OPO B₂ à PPLN en fonction de la longueur de la cavité à 110°C.

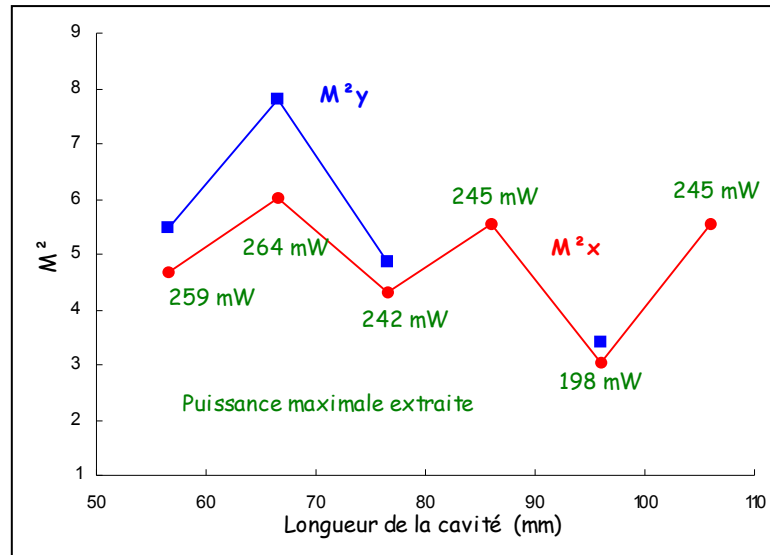


Figure II-8 – Qualité de faisceau du complémentaire et puissance extraite pour une puissance de pompe de 2,65 W en fonction de la longueur de la cavité à 110°C.

II.3 Conclusion sur l'OPO B₂ à PPLN

Les résultats obtenus avec cet OPO sont donc relativement modestes, puisque nous obtenons au maximum 240 mW à 4,2 μm pour 2,65 W à 1,06 μm . La qualité de faisceau obtenue à 110°C ne change quasiment pas avec la longueur de cavité. Ce cristal pourrait cependant être à l'avenir une alternative possible au PPRTA pour l'OPO B₂ si ses domaines peuvent être retournés sur une épaisseur de cristal de 2 ou 3 mm, ce qui nous permettrait de l'utiliser avec des énergies plus importantes. L'absorption, qui est relativement faible aux environs de 4 μm , est néanmoins beaucoup plus importante au-delà de 4,5 μm , et il serait nécessaire de mener des essais avec un cristal approprié afin de vérifier si ce cristal convient pour générer des ondes plus loin dans l'infrarouge.

III OPO à cristal de PPRTA (OPO B₂)

Le cristal de PPRTA, qui peut être produit avec une épaisseur plus importante que le PPLN, est apparu comme le meilleur candidat pour l'OPO B₂ à l'issue de l'étude théorique au vu de sa transmission et de son fort coefficient non linéaire. Nous approvisionnons donc de tels cristaux afin d'évaluer leurs performances dans l'OPO B₂. Dans un premier temps nous utilisons un cristal émettant hors de la zone d'absorption du complémentaire (à 3,5 μm), puis nous testons des cristaux émettant plus loin dans l'infrarouge.

III.1 OPO avec absorption limitée de l'onde complémentaire

Le montage que nous utilisons pour ces expériences est représenté Figure III-1. Derrière le laser de pompe (laser 5) nous utilisons un miroir à incidence de 45° qui réfléchit l'onde à 1,064 μm et transmet à 633 nm, afin de pouvoir utiliser le laser à He:Ne pour aligner les différents composants optiques du banc. Nous plaçons ensuite une lame demi-onde sur platine motorisée suivie d'un polariseur à 1 μm pour adapter la puissance incidente sur l'OPO. Nous utilisons un barreau rotateur de Faraday suivi d'un polariseur (dont l'orientation réelle n'est pas celle représentée sur le schéma, mais à 45°) pour éviter le retour de l'onde de pompe dans le laser lorsque nous utilisons un miroir de sortie d'OPO qui la réfléchit. Une deuxième lame demi-onde est utilisée ensuite pour adapter la polarisation de l'onde de pompe sur l'OPO. Une lentille ou un système de deux lentilles est employé pour adapter la taille du faisceau de pompe dans l'OPO qui suit.

Derrière l'OPO, nous utilisons un miroir qui réfléchit totalement l'onde de pompe et l'onde signal, et qui transmet l'onde complémentaire. Ce miroir est le même que le miroir de sortie de l'OPO (MSB₂) légèrement incliné.

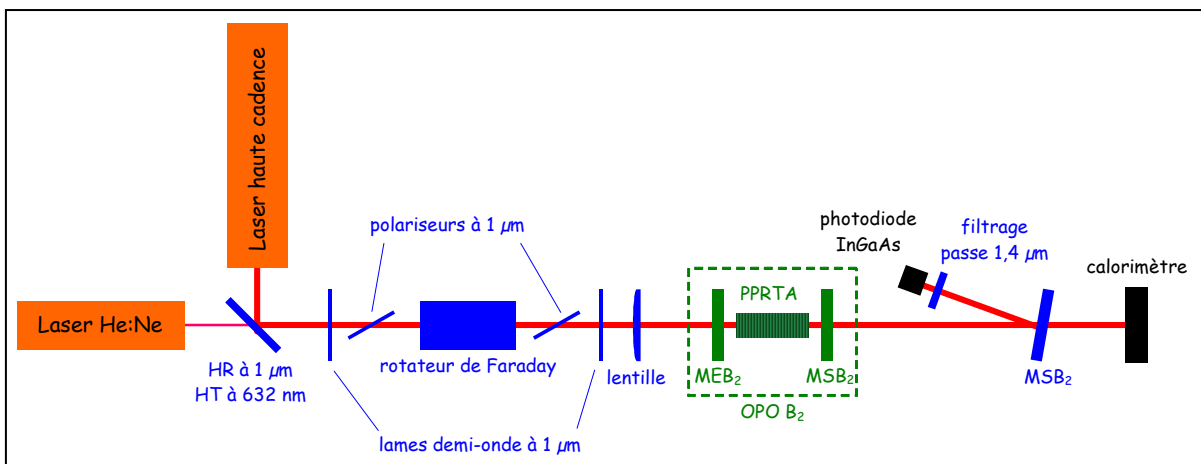


Figure III-1 – Montage utilisé pour l'étude de l'OPO B₂ avec le cristal de PPRTA.

Sur la voie réfléchie, nous utilisons un filtre (ou un ensemble de filtres) qui ne transmet que l'onde signal dont nous mesurons le profil temporel avec une photodiode rapide à InGaAs (temps de montée inférieur à 1 ns). Cette voie nous permet également de détecter l'oscillation lors du réglage de la cavité. On peut également remplacer la photodiode par un calorimètre afin de mesurer la puissance de l'onde signal émise par l'OPO.

La voie transmise par le miroir MSB₂ est utilisée pour mesurer la puissance de l'onde complémentaire émise par l'OPO. Un seul miroir est nécessaire pour éliminer quasiment totalement les ondes signal et complémentaire sur cette voie.

Une photodiode rapide au silicium placée en amont de la cavité permet de détecter la réflexion de la pompe par les miroirs de l'OPO. Par soustraction entre les profils obtenus lorsque l'OPO n'oscille pas (miroir de sortie désaligné) et lorsqu'il oscille on obtient le profil temporel de l'onde de pompe résiduelle dépeuplée.

Le cristal PPRTA-2 que nous utilisons a une longueur de 20 mm, une largeur de 10 mm et une épaisseur de 3 mm. Il n'est pas traité anti-reflet. Sa période de retournement est de 39,4 μm . Il est approvisionné chez *Crystal Associates Inc.* aux États-Unis. Il émet une onde signal autour de 1,5 μm et une onde complémentaire vers 3,5 μm , donc hors de la zone d'absorption du cristal.

Le rayon à $1/e^2$ du col du faisceau de pompe, placé au niveau du cristal, est estimé à 110 μm et nous permet d'atteindre une densité de puissance crête maximale de 310 MW/cm².

Les miroirs que nous utilisons dans un premier temps sont les mêmes que pour les expériences précédentes avec le PPLN et le PPRTA-1 (Figure II-1).

Nous enregistrons pour une longueur de cavité de 28 mm et une température du cristal de 70°C la puissance du complémentaire en sortie de l'OPO pour des intensités de l'onde de pompe croissantes puis décroissantes afin de détecter d'éventuels effets thermiques. Nous reproduisons cette expérience par deux fois dans les mêmes conditions sans régler la cavité, en laissant 8 minutes entre les mesures (Figure III-2).

Sur la première courbe nous obtenons une densité de puissance au seuil d'oscillation très élevée d'environ 130 MW/cm². Le rendement maximal de 1 μm vers le complémentaire est alors de 8,8 % soit un rendement photon à photon relativement intéressant de l'ordre de 29 %. Les courbes d'efficacité pour les puissances de pompe croissante et décroissante sont peu différentes.

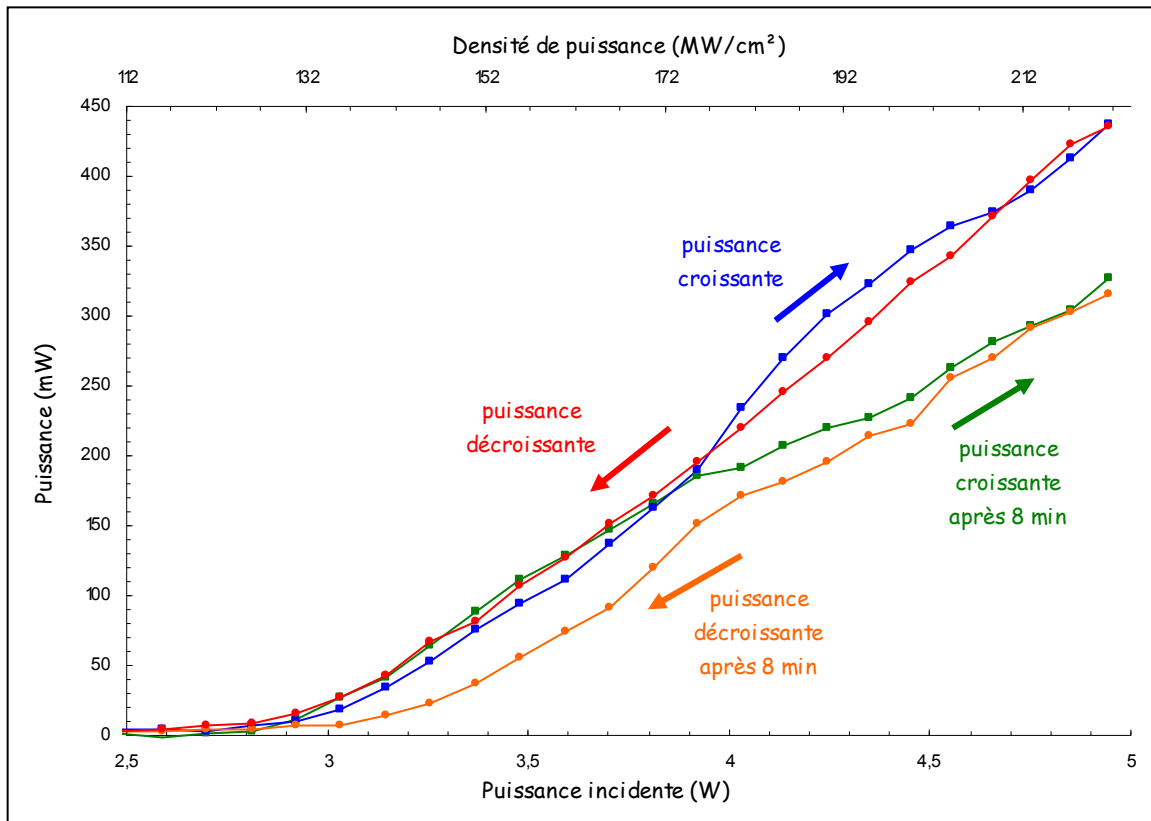


Figure III-2 – Efficacité de l'onde complémentaire de l'OPO B₂ avec le PPRTA-2 ; deux séries de courbes ont été enregistrées à 8 minutes d'écart, en faisant croître puis décroître la puissance de l'onde de pompe.

Le seuil n'est pas modifié lors de la deuxième série de mesures pour une puissance de pompe croissante, mais le rendement maximal chute à 6,6 %. D'autre part, lorsque la puissance de pompe décroît, on mesure le seuil d'oscillation pour une densité de puissance de 140 MW/cm², et la courbe se détache de la courbe obtenue pour une puissance croissante. Nous attribuons ce phénomène au vieillissement en utilisation (accéléré à cause de la haute cadence et de la densité de puissance crête non négligeable) de certains composants optiques de l'OPO.

Nous remarquons que le rendement maximal dépend énormément du point de l'ouverture du cristal qui était utilisé. Pour quantifier cette inhomogénéité, nous réalisons une cartographie de la puissance de l'onde complémentaire émise pour une puissance de l'onde de pompe fixée et une température de 70°C sur l'ouverture du cristal (Figure III-3). Chaque mesure est moyennée sur 30 secondes. Le pas de translation est de 0,5 mm dans la largeur et 0,25 mm dans l'épaisseur. Sur l'ouverture totale de 10×3 mm², seule la zone de 4,5×2,5 mm² représentée sur la figure permet d'obtenir l'oscillation. En fait, seule la partie centrale proche des bords permet d'atteindre un rendement acceptable.

Nous constatons donc bien une très mauvaise homogénéité du rendement sur la section du cristal, sans doute liée à des problèmes de retournement des domaines ferroélectriques. En effet, la polarisation du RTA n'est pas encore tout à fait maîtrisée, surtout pour une épaisseur

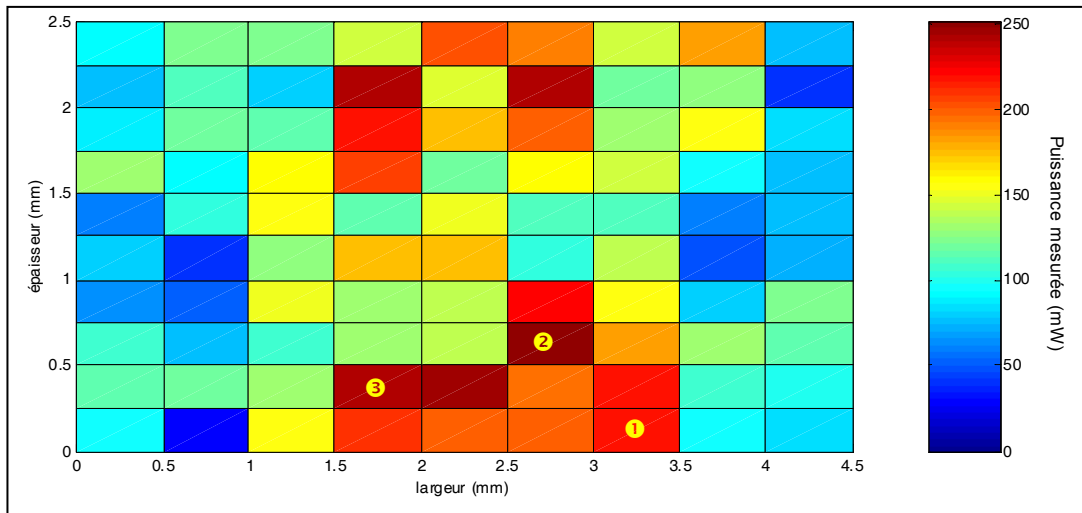


Figure III-3 – Cartographie de l'efficacité de $1\ \mu\text{m}$ vers $3,5\ \mu\text{m}$ du PPRTA-2 pour une puissance de pompe de 3 W.

de 3 mm, c'est pourquoi nous observons que le rendement est meilleur sur les bords du cristal.

Nous mesurons la longueur d'onde centrale du pic de l'onde complémentaire émise pour les trois points référencés sur la figure. Elle est respectivement de 3526 nm, 3525 nm et 3523 nm pour les points ❶, ❷ (Figure III-4) et ❸. Les trois longueurs d'onde mesurées sont donc du même ordre de grandeur, la dispersion constatée étant principalement due à la résolution du spectromètre.

Nous mesurons l'évolution spectrale des ondes complémentaire et signal émises par cet OPO en fonction de la température (Figure III-5). Nous remarquons que les pics sont relativement larges pour le complémentaire (jusqu'à 20 nm) et comportent souvent plusieurs maxima locaux (modes de la cavité). La longueur d'onde complémentaire évolue de 3580 nm à 3490 nm et la longueur d'onde signal de 1515 nm à 1525 nm lorsque la température passe de 20°C à 80°C. Nous ne parvenons pas, comme nous l'avons fait pour le cristal de PPKTP au chapitre précédent, à adapter les équations de Sellmeier et les équations de dispersion pour que les simulations correspondent à nos mesures.

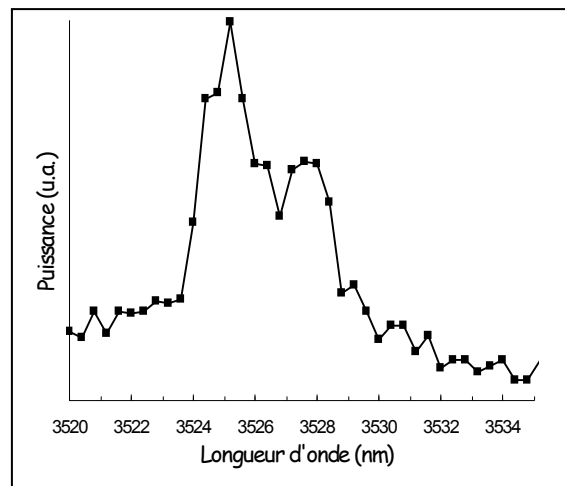


Figure III-4 – Spectre de l'onde complémentaire émise par l'OPO B₂ à 70°C (point ❷).

La puissance en sortie d'OPO n'étant pas assez stable pour nous permettre une mesure de la qualité de faisceau par les méthodes classiques décrites dans l'Annexe 2, nous déterminons la divergence du faisceau de l'onde complémentaire en mesurant sa taille en deux points. Le premier point est pris à quelques centimètres du miroir de renvoi des ondes signal et

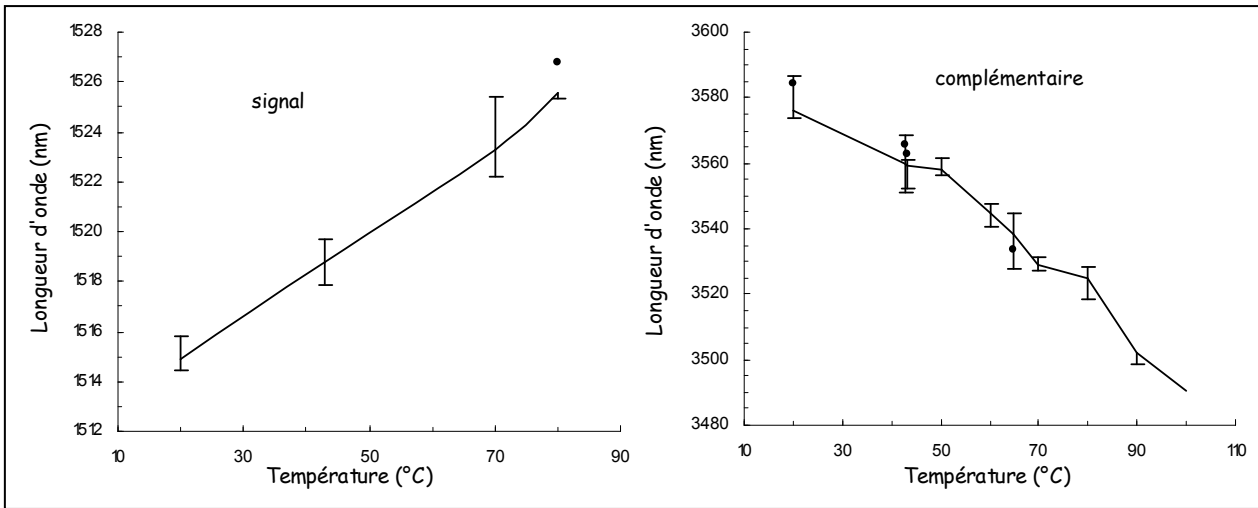


Figure III-5 – Évolution spectrale des ondes signal et complémentaire émises par l'OPO B₂ avec le PPRTA-2 en fonction de la température ; les traits relient les pics dominants, les points représentent des pics secondaires ; les barres verticales correspondent à la largeur spectrale mesurée.

complémentaire, et le second à 1 m environ de celui-ci. La taille du faisceau est estimée grâce à deux diaphragmes que nous centrons sur l'axe du faisceau et dont nous mesurons le diamètre grâce à un pied à coulisse lorsque la puissance qu'il transmet vaut 86 % de la puissance transmise lorsqu'il est complètement ouvert. Nous effectuons cette mesure pour 4 longueurs de cavité. Nous prenons pour chaque point une moyenne sur 5 mesures afin de nous affranchir des instabilités de puissance. Les résultats sont représentés Figure III-6.

On constate une diminution de la divergence du faisceau avec la longueur de la cavité. Si on considère que le diamètre du col du faisceau complémentaire est le même que celui du faisceau de pompe, le facteur M^2 , que nous majorons donc, est compris entre 1,9 et 2,3 selon la longueur de cavité.

Cette qualité de faisceau est donc très bonne, même pour la cavité la plus courte. Cependant, la stabilité en puissance est médiocre.

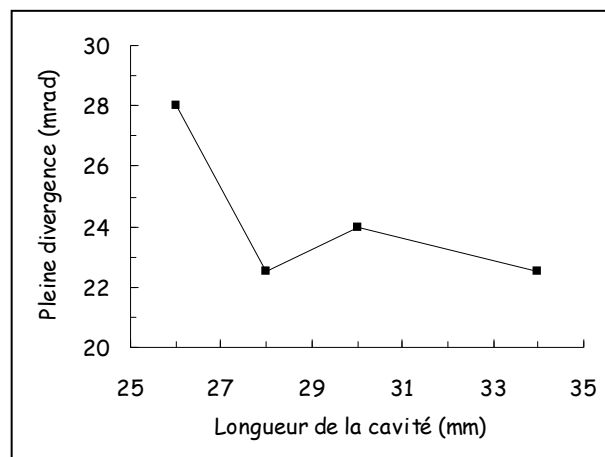


Figure III-6 – Divergence du faisceau complémentaire émis par l'OPO B₂ en fonction de la longueur de cavité.

Nous remplaçons alors le miroir d'entrée précédent par un miroir déposé sur un substrat de YAG blanc spécifié hautement transparent pour l'onde de pompe et l'onde complémentaire, et hautement réfléchissant pour l'onde signal, ce qui nous permet d'évacuer l'onde complémentaire générée lors du retour de l'onde de pompe (lors du recyclage de celle-ci) et d'améliorer a priori la stabilité temporelle en puissance en limitant la double résonance.

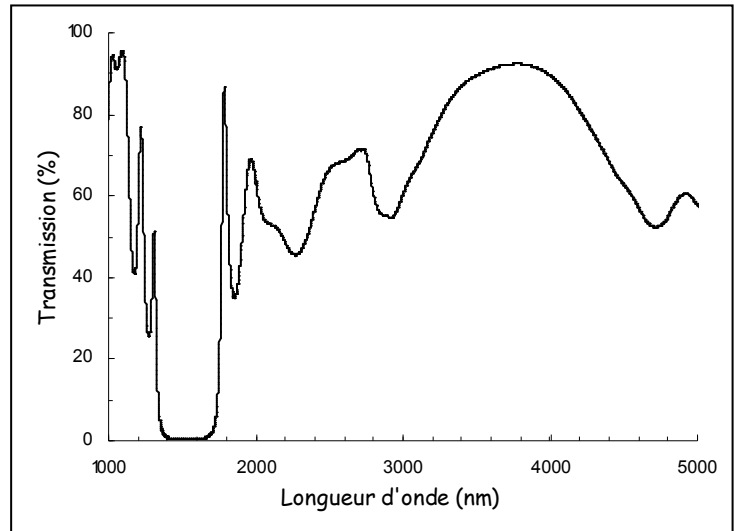


Figure III-7 - Transmission du miroir MEB₂-2.

Ce miroir référencé MEB₂-2 et approvisionné aux États-Unis transmet 92 % à 1064 nm, 0,3 % à 1520 nm et 90 % à 3,5 μm (Figure III-7).

Nous mesurons avec ce nouveau miroir l'efficacité du cristal PPRTA-2 pour une longueur de cavité de 26 mm et une température du cristal de 70°C. Cette fois on note un net hystérésis lorsqu'on fait croître puis décroître la puissance de pompe (Figure III-8). Le seuil d'oscillation est atteint pour une densité de puissance d'environ 170 MW/cm², donc largement supérieur à celui que nous observons avec le premier miroir d'entrée. La puissance maximale obtenue

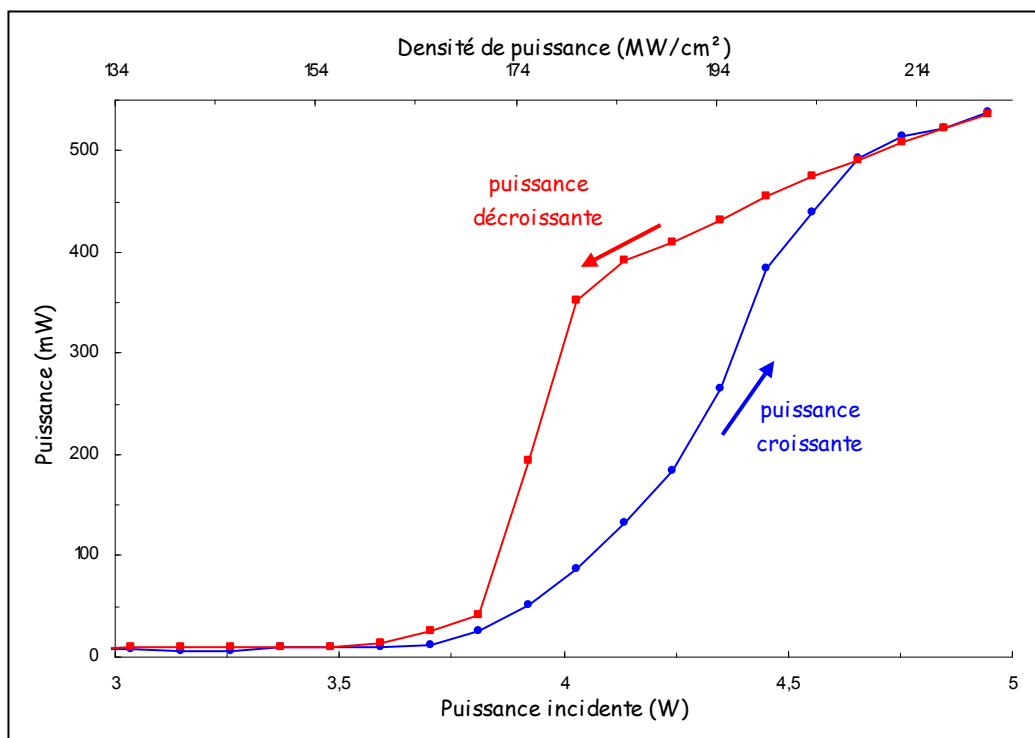


Figure III-8 - Efficacité de l'onde complémentaire de l'OPO B₂ avec le PPRTA-2 et le jeu de miroirs 2 ; hystérésis dû à une lentille thermique.

est en revanche d'environ 530 mW pour une puissance de pompe de 4,9 W, donc supérieure à la précédente. Le rendement énergétique de 1 μm vers 3,5 μm atteint 11 %. Il est donc meilleur qu'avec le miroir d'entrée précédent, et le rendement photon à photon est d'environ 36 %.

L'hystérésis que nous observons provient d'une lentille thermique qui se forme lorsqu'on augmente la puissance incidente à cause de l'absorption de l'onde complémentaire dans le cristal. Elle stabilise la cavité et accroît les performances de l'OPO jusqu'à ce que la puissance décroissante atteigne environ 4 W. Lorsqu'on reproduit l'expérience, les performances varient mais on observe toujours un phénomène d'hystérésis.

Nous enregistrons les profils temporels de l'onde de pompe avec et sans oscillation, ainsi que celui de l'onde signal (Figure III-9) pour une puissance de pompe de 4,9 W. L'échelle est différente pour le profil de l'onde signal et les profils des ondes de pompe. On remarque que la déplétion de la pompe est très importante. La durée de l'impulsion de l'onde signal est de 20 ns à mi-hauteur.

Lorsqu'on augmente la taille de la cavité à 35 mm, le seuil d'oscillation passe à 230 MW/cm², et la lentille thermique stabilise la cavité jusqu'à 210 MW/cm² lorsqu'on diminue la puissance de pompe. Le rendement maximal atteint environ 8 %.

Nous étudions la stabilité temporelle de la puissance de l'onde complémentaire émise par l'OPO pendant 4,5 millions de tirs pour une puissance de pompe incidente sur le cristal de

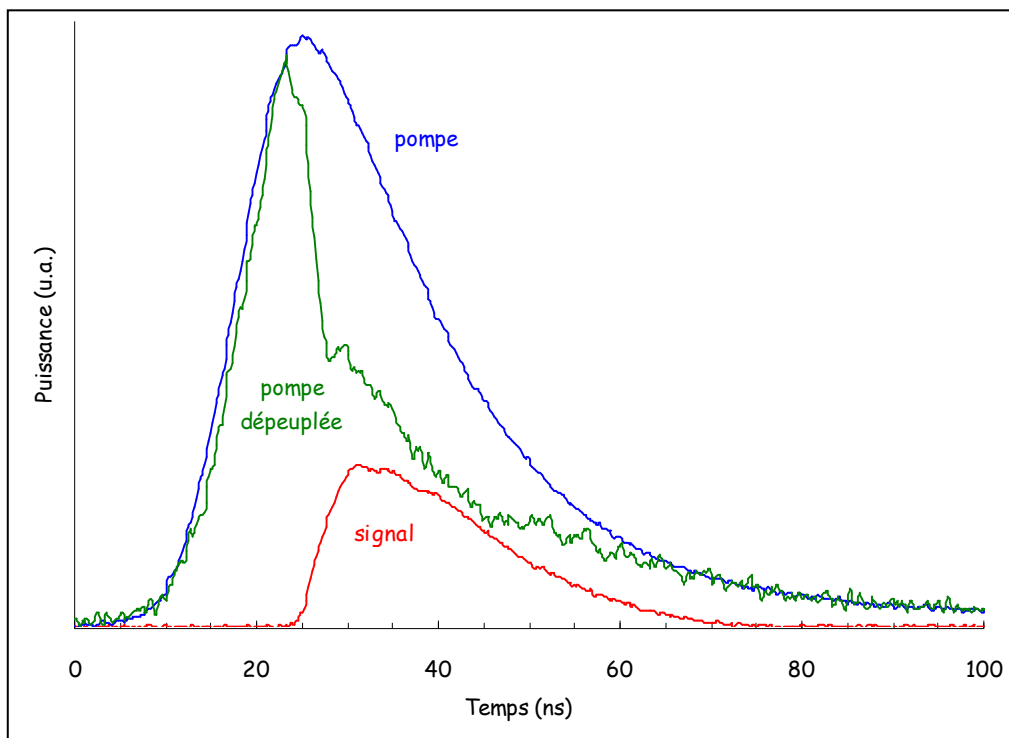


Figure III-9 – Profils temporels de la pompe et du signal de l'OPO B₂ avec le cristal PPRTA-2 et le jeu de miroirs 2 pour une cavité de 26 mm.

4,9 W et deux longueurs de cavité (Figure III-10). Pour la cavité la plus courte (26 mm), la puissance chute en de 550 mW à 460 mW au cours des 1,5 premiers millions de tirs, pour se stabiliser ensuite autour de 490 mW. Pour la cavité longue (35 mm), la puissance est très stable à 380 mW, mais, au bout de 3,5 millions de tirs, le cristal subit un dommage optique sur sa face d'entrée qui dégrade les performances et finit par couper l'oscillation en moins de 0,5 millions de tirs. La densité de puissance crête à 1,064 μm au niveau du cristal est alors de 220 MW/cm². Le cristal s'endommage relativement rapidement à haute cadence lorsque la densité de puissance de l'onde de pompe est très inférieure à celle qui est généralement spécifiée (3 GW/cm² à 1064 nm). Les dommages sont donc a priori causés par les ondes générées et non l'onde de pompe. Ils sont relevés sur sa face d'entrée, comme nous pouvons le voir Figure III-11.

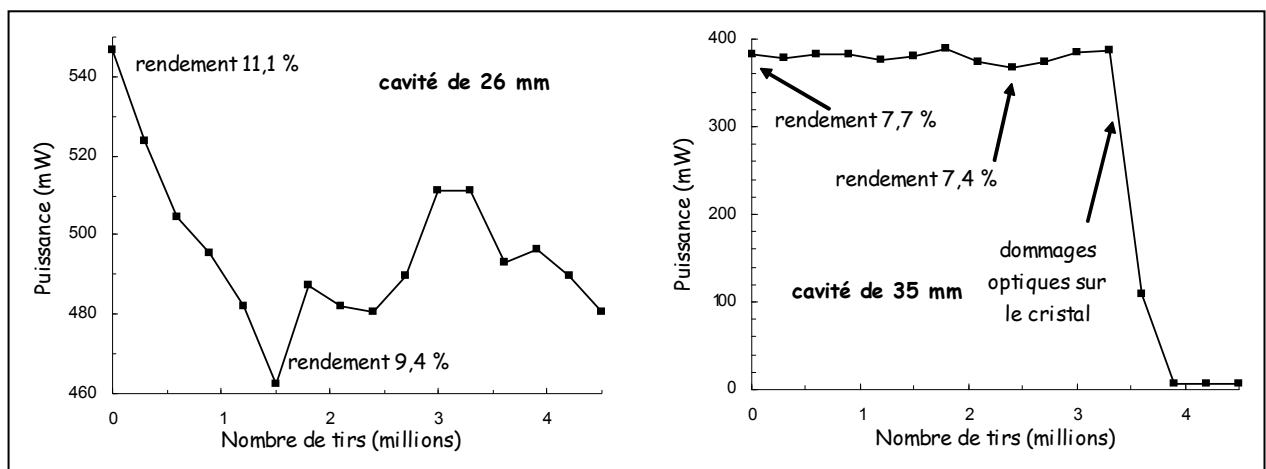


Figure III-10 – Stabilité temporelle de la puissance de l'onde complémentaire émise par l'OPO B₂ avec le PPRTA-2 et le jeu de miroirs 2 pour deux longueurs de cavité et une puissance de pompe de 4,9 W.

Ce cristal émettant autour de 3,5 μm permet d'atteindre un rendement notable de 1 μm vers l'onde complémentaire de 11 % au maximum, avec les miroirs dont nous disposons. Son homogénéité est mauvaise, indiquant bien que le retournement des domaines de tels cristaux dans une épaisseur de 3 mm n'est pas encore bien maîtrisé. De plus, le cristal lui-même est fragile, et rapidement endommagé par les ondes qu'il génère.

Après ces expériences, nous utilisons un cristal possédant un pas de retournement des domaines permettant de générer une onde complémentaire dans la bande de forte absorption du RTA, afin d'évaluer l'effet de cette absorption sur les performances de l'OPO.

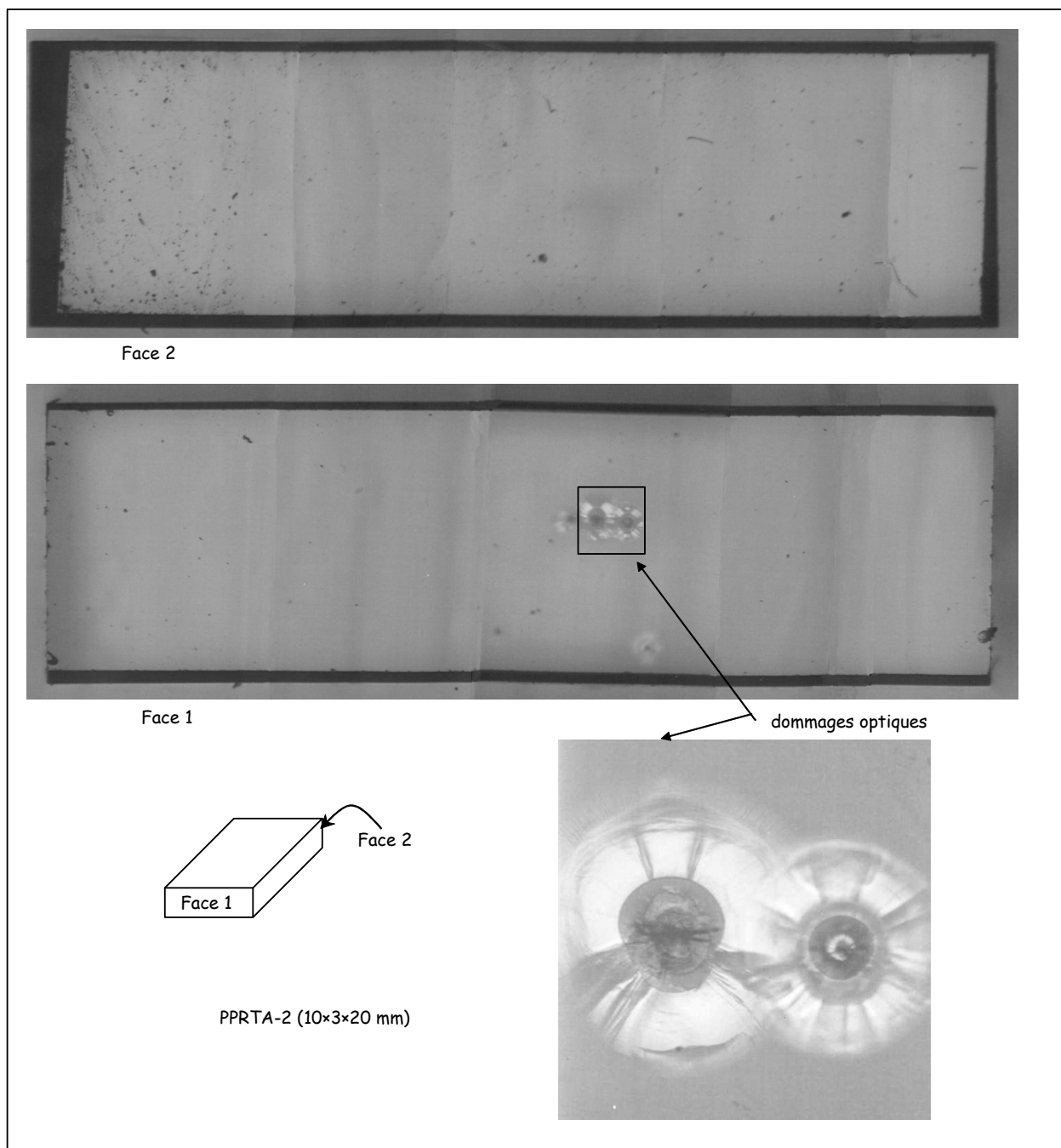


Figure III-11 – Dommages optiques sur le PPRTA-2 visualisés au microscope.

III.2 OPO avec absorption conséquente de l'onde complémentaire

Nous testons en premier lieu un cristal de PPRTA émettant entre $4\ \mu\text{m}$ et $5\ \mu\text{m}$ à basse cadence et énergie moyenne, avant de nous attacher à ses performances à haute cadence.

III.2.a Étude préliminaire à basse cadence

Nous réalisons l'étude rapide d'un cristal de PPRTA à basse cadence à l'aide du laser 4 du CEA de Saclay (800 mJ, 16 ns, 10 Hz, qualité de faisceau moyenne).

Le cristal utilisé est périodiquement polarisé avec une période de $37,4\ \mu\text{m}$. Il est approvisionné chez *Cobolt AB*. Sa longueur est de 7,5 mm, sa largeur de 5 mm et son épaisseur de 3 mm. Il n'est pas traité anti-reflet. Nous le référençons PPRTA-1.

Nous utilisons lors de cette expérience les mêmes miroirs que pour l'OPO à PPLN dans la partie précédente (Figure III-12). Le cristal est placé dans un four permettant de faire varier et de stabiliser sa température.

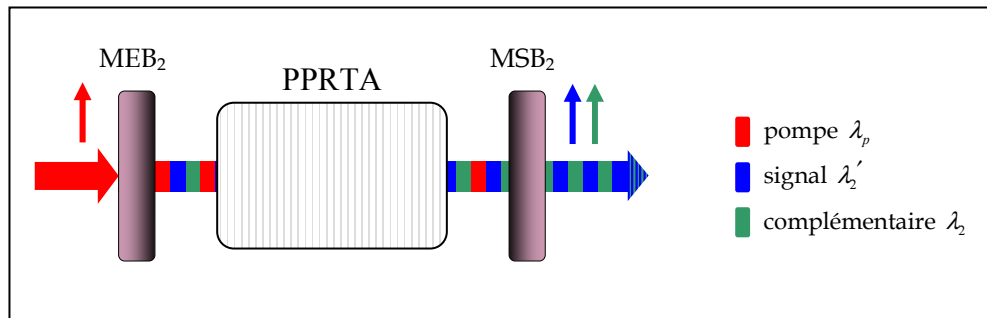


Figure III-12 – Cavité de l'OPO B₂ avec cristal de PPRTA-1.

Lorsque l'OPO se met à osciller, on remarque immédiatement une déformation de la tache verte correspondant au doublement de la fréquence de l'onde de pompe quelques centimètres derrière l'OPO, ainsi que l'apparition d'une tache orange qui provient de la somme de fréquences entre l'onde de pompe et l'onde signal (Figure III-13). On remarque cependant que ce rayonnement est très instable. Le changement brusque de la taille de la tache verte en sortie de l'OPO révèle la présence d'une lentille thermique produite dans le cristal provenant de l'absorption de l'onde complémentaire qu'il génère.

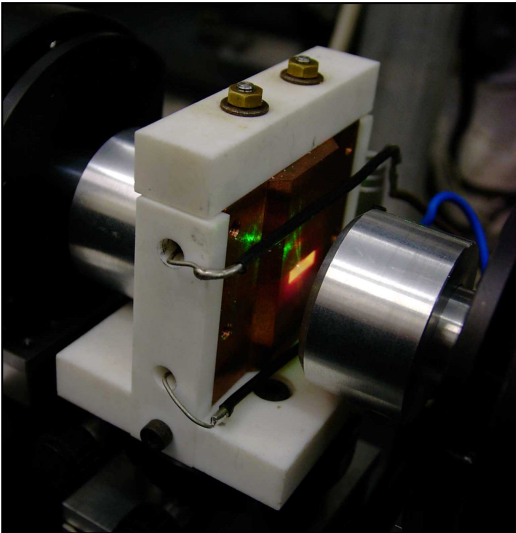


Figure III-13 – OPO B_2 à PPRTA lors de l'oscillation. Observation du doublement de fréquence de l'onde de pompe (vert) et de la somme des fréquences pompe et signal (orange).

Nous mesurons alors, derrière un miroir de haute transmission sur le signal et de haute réflexion sur la pompe, et derrière une fine lame de silicium orientée à incidence de Brewster, une énergie de 0,9 mJ pour une énergie incidente de 7 mJ à 1064 nm.

Lors de l'optimisation des réglages de l'OPO à une énergie de pompe supérieure, le miroir d'entrée subit des dommages optiques. Ce phénomène intervient même souvent dès que l'oscillation est détectée (de durée alors très courte, elle est détectée par la production du rayonnement orange).

Le seuil d'oscillation n'est pas mesuré précisément. Cependant il est établi qu'il est inférieur à 25 MW/cm² car on observe à cette densité de puissance l'émission du rayonnement orange ainsi qu'une déformation (étalement) de la tache verte correspondant au doublement de fréquence de l'onde de pompe.

Nous réalisons une analyse spectrale de l'émission du PPRTA en fonction de la température, entre 30°C et 160°C (Figure III-14). Les longueurs d'onde du signal mesuré (autour de 1,4 μm) et du complémentaire calculé (autour de 4 μm) varient respectivement d'environ 20 nm et 160 nm sur la plage de température considérée. Si l'on se fie aux simulations que nous effectuons avec le logiciel SNLO pour cette période de retournement du PPRTA, la longueur d'onde signal aurait dû varier de 7 nm, et la longueur d'onde complémentaire de 38 nm.

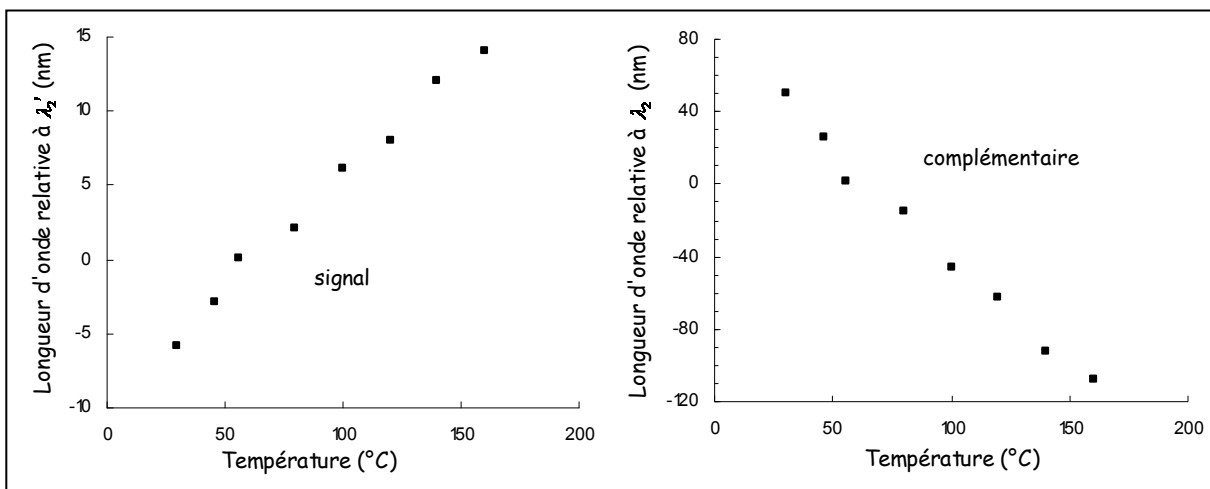


Figure III-14 – Évolution spectrale de l'OPO à PPRTA-1 à basse cadence en fonction de la température.

III.2.b Étude à haute cadence

Nous testons dans un premier temps le cristal de longueur 7 mm utilisé à basse cadence, qui n'est pas traité anti-reflet (PPRTA-1). Le laser utilisé est le laser 5 (de durée d'impulsion 23 ns, avec une excellente qualité de faisceau, fonctionnant à une cadence de quelques kilohertz).

Les miroirs employés sont les mêmes que pour l'OPO à PPLN (Figure II-1). La taille du faisceau au niveau du cristal est d'environ 125 μm .

Pour une puissance de pompe de 6 W, nous obtenons une puissance de 830 mW pour l'onde signal, et de 180 mW pour l'onde complémentaire (soit un rendement photon à photon pour l'onde signal de 19 % et pour l'onde complémentaire de 11 %).

L'hystérésis, que nous avons déjà remarquée lorsque l'absorption du RTA sur l'onde complémentaire est relativement faible, est ici beaucoup plus marquée comme nous pouvons le voir Figure III-15. Une lentille thermique stabilisant la cavité apparaît en effet brusquement pour une puissance de pompe de 5,5 W (190 MW/cm²) et ne disparaît que lorsque la puissance de l'onde de pompe décroît et atteint environ 4,4 W (155 MW/cm²).

La lentille thermique est causée par l'absorption de l'onde complémentaire dans le cristal.

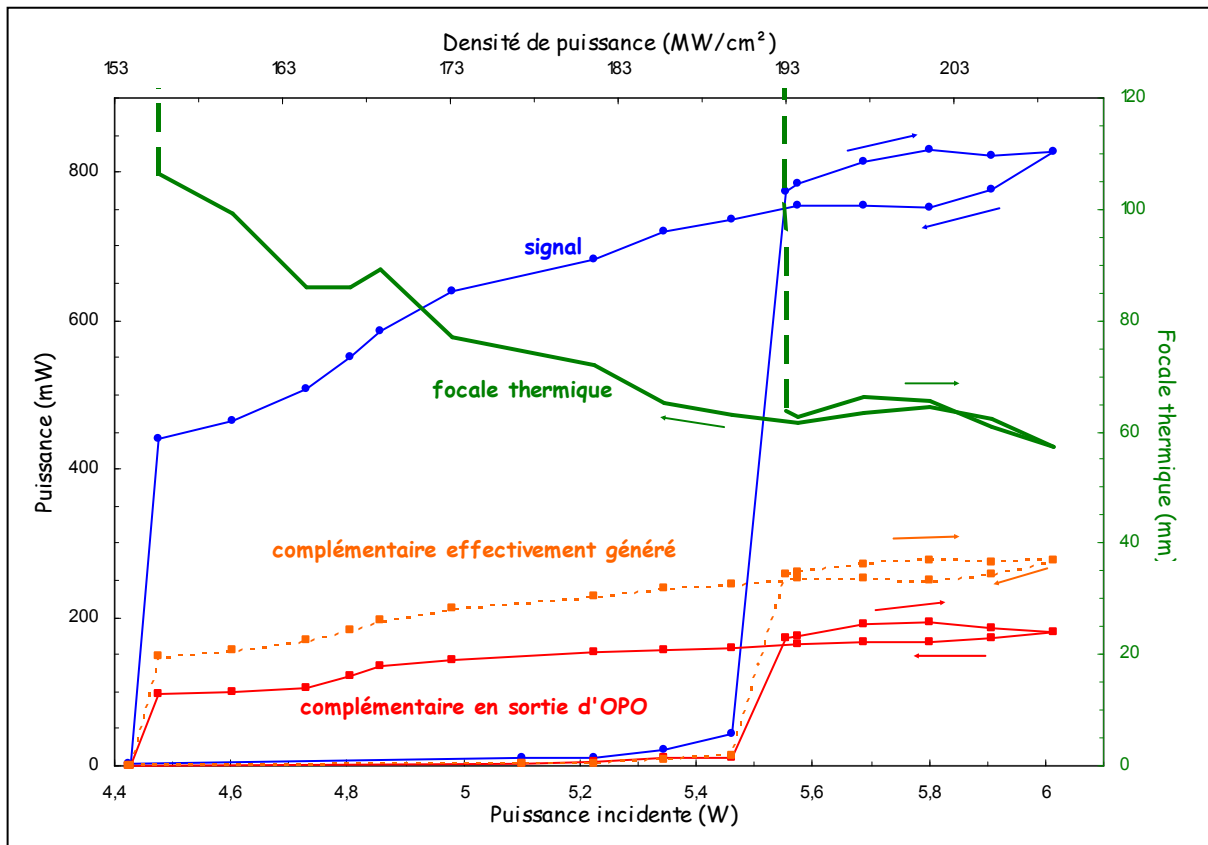


Figure III-15 – Efficacité de l'OPO B₂ avec le PPRTA-1 à haute cadence et à température ambiante (24°C) ; estimation de la puissance du complémentaire effectivement produite et de la focale thermique générée par son absorption.

L'échauffement du cristal qu'implique cette absorption induit une modification de son indice optique qui engendre un effet de lentille dont une estimation de la focale est donnée par la formule [Barnes,95] :

$$f \approx \left(\frac{\overline{\alpha PL}}{\pi w_0^2 \kappa} \frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1}, \quad (\text{III.47})$$

où $\overline{\alpha P}$ est la puissance moyenne absorbée par unité de longueur dans le cristal ; L est la longueur du cristal ; w_0 est le rayon du faisceau au niveau du cristal ; κ est la conductivité thermique dans le plan transverse ; $\frac{\partial n}{\partial T}$ est la dispersion de l'indice en fonction de la température. La formule est valable dans le cas où le profil spatial de l'impulsion qui crée la lentille thermique est gaussien.

Dans notre cas, nous mesurons la puissance émise en utilisant plusieurs combinaisons de filtres dont la transmission sur les ondes mises en jeu est connue afin de pouvoir évaluer la puissance de chacune d'elle. Ainsi en supposant que l'onde signal n'est pas (ou très peu) absorbée par le cristal, nous en déduisons la puissance du complémentaire qui a été effectivement générée par l'OPO, et donc la puissance absorbée dans l'OPO $\overline{\alpha PL}$.

Le coefficient κ vaut $1,6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [Ebbbers,96].

Nous utilisons l'équation de dispersion de l'indice du RTA suivante¹ :

$$\frac{dn_z}{dT} = n_z(20^\circ\text{C}) \cdot \beta_z \quad (\text{III.48})$$

$$\text{où} \quad \beta_z = 7,15 \cdot 10^{-6} + 5,64 \cdot 10^{-8} \cdot T - 6,35 \cdot 10^{-12} \cdot T^2. \quad (\text{III.49})$$

La température T est exprimée en $^\circ\text{C}$ et β_z en $^\circ\text{C}^{-1}$. Ces équations ont été établies pour une longueur d'onde de $3,39 \mu\text{m}$; nous la supposons toujours valable autour de $4 \mu\text{m}$. Dans notre cas, nous obtenons $\frac{dn_z}{dT} = 1,44 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Nous pouvons ainsi tracer sur la Figure III-15 l'évolution de la lentille thermique estimée au cours de la croissance puis de la décroissance de la puissance incidente. Nous remarquons que dès son établissement la focale de cette lentille est de l'ordre de 60 mm . La focale diminue légèrement lorsqu'on augmente l'intensité incidente, puis s'allonge quand la puissance décroît. Juste avant sa disparition, la focale de la lentille thermique est de l'ordre

¹ Ces données nous ont été très aimablement fournies par la société *Cristal Laser*.

de la centaine de millimètres. Ensuite, il n'y a plus suffisamment de génération d'onde complémentaire pour la maintenir.

Ces valeurs sont très approximatives étant donné le grand nombre d'opérations effectuées pour obtenir les puissances moyennes des ondes émises et les multiples estimations faites sur la dispersion, le calcul de la puissance de complémentaire et le calcul de la focale thermique. On peut considérer que l'incertitude sur la focale est de l'ordre de 40 % ; cependant son évolution relative avec la puissance incidente reste valable.

Nous tentons également de mesurer la lentille thermique en utilisant un laser à He:Ne en tant que laser de sonde, dont nous mesurons la caustique derrière un filtre interférentiel à 632 nm et une lentille de focalisation placés en aval de l'OPO lorsque celui-ci est en fonctionnement ou non. Malheureusement cette expérience ne donne rien car l'OPO émet une onde à 632 nm (en fait un continuum de longueurs d'onde visibles), et même l'utilisation d'un système de détection synchrone ne nous permet pas de mesurer correctement cette focale thermique.

La lentille thermique induite dans le cristal de PPRTA peut donc atteindre des focales relativement courtes avec une puissance moyenne incidente de 6 W. Le système final étant supposé fonctionner à plus de 100 W de puissance moyenne, cet effet sera d'autant plus fort même avec un plus grand diamètre de faisceau. Cela implique a priori d'énormes problèmes de tenue au flux des miroirs de l'OPO sur lesquels les faisceaux mis en jeu risquent de se focaliser.

Il pourrait néanmoins être intéressant, dans les conditions expérimentales dans lesquelles nous sommes, d'utiliser un miroir concave en sortie (ou en entrée) de la cavité pour la rendre stable et ainsi obtenir un seuil d'oscillation plus faible et de mieux contrôler l'effet d'hystérésis.

Nous menons une étude spectrale de l'onde signal en fonction de la température du cristal. Les longueurs d'onde sont bien les mêmes qu'à basse cadence. À 110°C, on mesure la largeur spectrale de l'onde signal à mi-hauteur à 0,9 nm, ce qui est très fin en comparaison par exemple des largeurs spectrales obtenues avec le PPKTP (Figure III-16). Cela s'explique par le fait que nous travaillons très loin de la dégénérescence afin d'émettre l'onde complémentaire entre 4 μm et 4,5 μm .

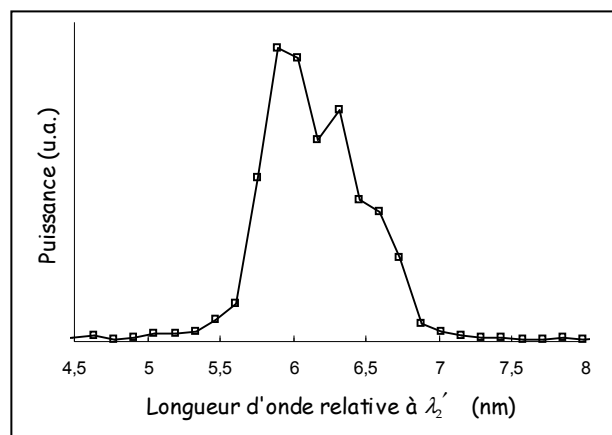


Figure III-16 – Spectre à 110°C de l'onde signal de l'OPO B₂ à cristal de PPRTA-2 à haute cadence.

En faisant passer la température de 24°C à 110°C, la longueur d'onde signal passe de $\lambda_2' - 2$ nm à $\lambda_2' + 4,3$ nm, et la longueur d'onde complémentaire de $\lambda_2 + 16$ nm à $\lambda_2 - 35$ nm.

L'instabilité de la puissance émise nous empêche d'effectuer la mesure de la qualité du faisceau généré. Nous pouvons cependant visualiser le faisceau émis grâce à une caméra de visualisation infrarouge qui n'est ni linéaire ni homogène (Figure III-17). Le pic principal que nous remarquons semble de bonne qualité, mais on ne peut pas s'avancer beaucoup plus car il a été enregistré sur très peu de pixels. Nous pouvons cependant remarquer la présence d'un pic secondaire dont nous ne connaissons pas l'origine, mais qui semble bien provenir de l'OPO.

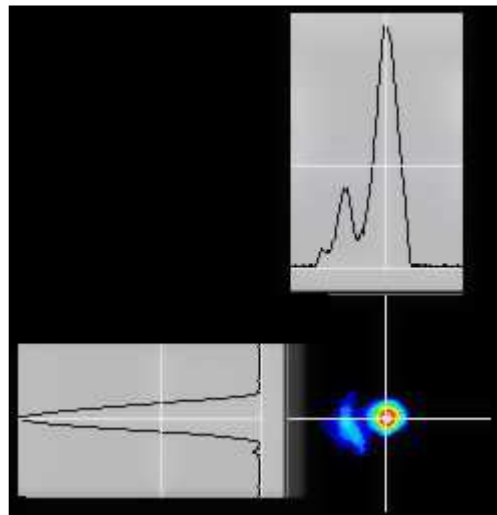


Figure III-17 – Profil spatial de l'onde à $4 \mu\text{m}$ émise par le PPRTA-1.

Les résultats que nous obtenons peuvent être comparés à ceux obtenus par Peltz et col. [Peltz,01] avec un cristal de PPRTA traité anti-reflet pour les ondes pompe et signal, de 7 mm de long et 3 mm d'épaisseur en cavité stable avec un rayon de col au niveau du cristal de $80 \mu\text{m}$. Le seuil est obtenu pour 4 W de puissance de pompe, et l'OPO génère 1 W de signal et 0,27 W de complémentaire pour une puissance de pompe de 8 W. Nos résultats, obtenus en cavité plan-plan avec une taille de faisceau plus importante sont donc légèrement moins bons, sans doute car nous utilisons une densité de puissance crête de pompe largement plus faible ($540 \text{ MW}/\text{cm}^2$ pour eux contre $210 \text{ MW}/\text{cm}^2$ pour nous), et car notre cristal n'est pas traité anti-reflet.

Par la suite, les performances observées ne sont plus que d'une puissance de 30 mW d'onde complémentaire pour environ 6 W de puissance de pompe, juste avant l'intervention de dommages optiques sur le miroir de sortie de l'OPO ainsi que sur la face de sortie du cristal lui-même. Nous ne parvenons plus à faire osciller l'OPO avec ce cristal, trop endommagé.

Nous changeons donc de cristal.

Le nouveau cristal PPRTA-3 que nous utilisons a une longueur de 20 mm, une largeur de 5 mm et une épaisseur de 1 mm. Il provient de *Cobolt AB* (en prêt, en attendant la réalisation de notre commande d'un cristal d'épaisseur 3 mm). La période de retournement de ses domaines ferroélectriques est de $38,7 \mu\text{m}$. Il n'est pas traité anti-reflet. Nous l'utilisons avec le même montage que précédemment. Nous mesurons la puissance émise derrière un miroir de sortie supplémentaire dont la transmission est estimée à 37 % pour signal et complémentaire, la température du cristal étant fixée à 110°C.

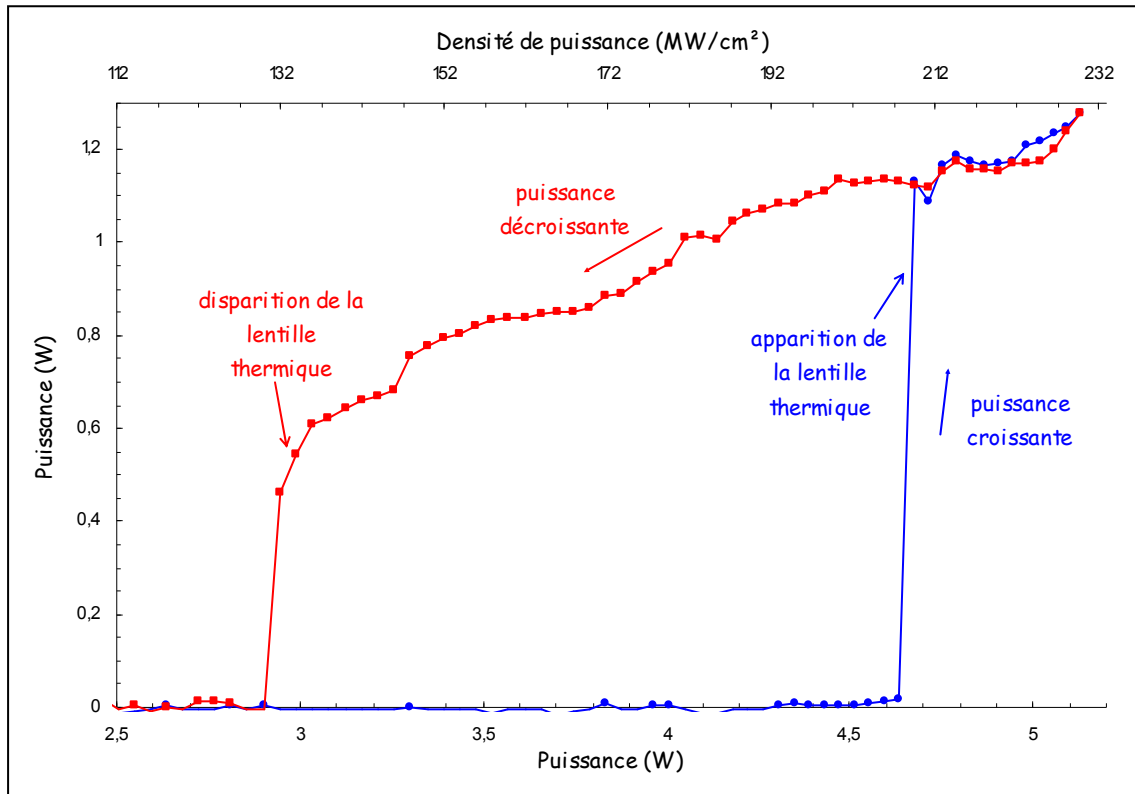


Figure III-18 – Efficacité de la conversion de $1 \mu\text{m}$ de l'OPO B₂ avec le PPRTA-3 pour une puissance de pompe croissante puis décroissante ; très fort hystérésis dû à la lentille thermique.

Pour une puissance incidente de 5,1 W nous obtenons une puissance de 1,28 W au total, ce qui correspond à un rendement énergétique total de 25 % (Figure III-18). La stabilité de la puissance moyenne émise pendant 15 minutes est d'environ 6 %, donc très bonne.

L'hystérésis est ici également très grande. La lentille thermique stabilisant la cavité apparaît en effet brusquement pour une puissance de pompe de 4,6 W ($\sim 210 \text{ MW/cm}^2$) et ne disparaît que lorsque la puissance de pompe décroît et atteint environ 3 W ($\sim 130 \text{ MW/cm}^2$).

De même que pour le cristal PPRTA-2, l'homogénéité du rendement sur l'ouverture du cristal est très mauvaise. Nous effectuons comme précédemment une cartographie de la puissance de sortie du complémentaire pour une puissance incidence de 5 W et une température de 110°C (Figure III-19). Le meilleur point correspond à la mesure précédente.

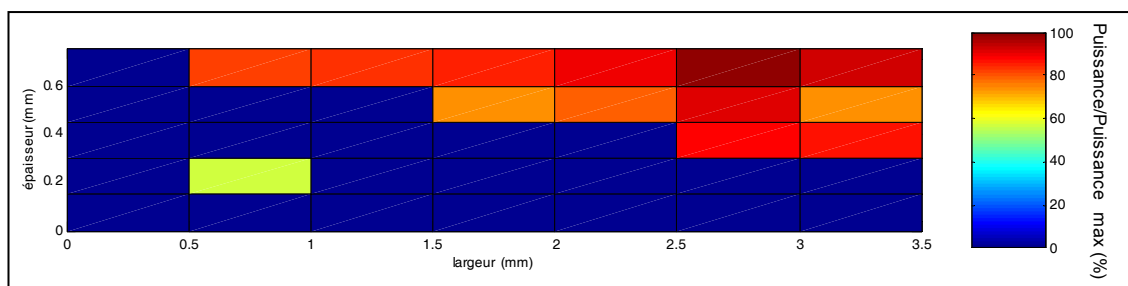


Figure III-19 – Cartographie de l'efficacité relative par rapport à la puissance maximale obtenue en sortie de l'OPO B₂ avec le PPRTA-3 à 110°C pour une puissance de pompe de 5 W.

Chaque mesure est moyennée sur 30 secondes. Le pas de translation du cristal est de 0,5 mm dans la largeur et 0,15 mm dans l'épaisseur. Nous observons qu'il n'y a qu'une zone où le cristal semble être polarisé correctement. Son homogénéité est cependant meilleure que celle du PPRTA-2, ce qui est rassurant étant donné que son épaisseur n'est que de 1 mm. Ceci met de nouveau en évidence les difficultés rencontrées par les fournisseurs lors du retournement des domaines ferroélectriques.

III.3 Conclusion sur l'OPO B₂ à PPRTA

Pour conclure, nous pouvons dire que la maturité technologique de la fabrication du PPRTA n'est pas encore atteinte comme nous avons pu le constater sur les cristaux que nous avons pu tester. L'effet de l'absorption du complémentaire dans le cristal, s'il permet de stabiliser la cavité, est un élément très gênant en ce qui concerne la fiabilité du dispositif, puisque la lentille thermique qu'il induit n'est pas très stable et risque de provoquer d'importants dégâts optiques. Il serait intéressant de tester ce cristal en cavité stable, puisque les rendements obtenus sont conformes aux performances voulues : nous obtenons un rendement énergétique de l'onde de pompe vers l'onde complémentaire de 11 %.

IV Conclusion : OPO à cristaux en quasi-accord de phase

Les résultats obtenus avec le PPKTP en quasi-accord de phase de type 1 sont tout à fait convenables puisque les performances énergétiques que nous attendions ont été atteintes à basse cadence (rendement de 30 %). À haute cadence, nous obtenons un rendement énergétique total de près de 50 %. Il serait cependant intéressant de tester cet OPO en cavité stable afin d'améliorer la qualité de faisceau, mais les dommages optiques que nous avons rencontrés avec une cavité plan-plan rendraient l'OPO encore moins fiable qu'il ne l'est actuellement, car cela nous imposerait une taille de faisceau inférieure à celle que nous utilisons, alors que l'énergie nominale du système final devrait être supérieure. Il faudrait donc compter sur une amélioration de la tenue au flux des traitements optiques des miroirs et du cristal pour qu'une telle configuration soit vraiment envisageable.

Les essais de filtrage spatial par insertion d'un cristal de KTP massif n'ayant rien donné, nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'un cristal de PPKTP en quasi-accord de phase de type 2. Nous avons vérifié que la largeur spectrale des ondes émises par l'OPO est alors très faible, et pourrait éventuellement nous permettre de pomper un OPO à ZGP. Avec un cristal dont la longueur n'est pas optimisée, nous avons obtenu un rendement de l'ordre de 20 %. Le PPKTP de type 2 est donc potentiellement une solution viable à haute cadence, et pourrait être inséré dans une cavité coudée telle que présentée au chapitre III.

Le PPLN pourrait convenir pour l'OPO B_2 sous la réserve qu'il puisse être polarisé sur une épaisseur de 3 mm, ou que l'empilement et le soudage de plusieurs cristaux de 1 mm ^[Missey,97] soit rendu plus efficace qu'il ne l'est actuellement. Nous avons en effet obtenu un rendement énergétique de 9 % de 1 μm vers 4,2 μm .

Le PPRTA quant à lui semble être un cristal qui peut générer les puissances que nous attendons pour le système final, le rendement énergétique que nous avons observé atteignant 11 % de 1 μm vers λ_2 . Cependant ce cristal génère une lentille thermique importante à la puissance limitée que nous utilisons (6 W maximum). Pour la puissance nominale que nous envisageons pour le système final, cet effet risque d'être très amplifié, rendant l'OPO très peu fiable à cause des dommages optiques qu'elle pourrait causer sur les miroirs et le cristal lui-même. Cette lentille thermique étant due à l'absorption de l'onde complémentaire qui ne peut pas être diminuée car elle est intrinsèque au cristal, elle est inévitable. On pourrait tenter de limiter son effet en utilisant une cavité stable (qui n'aurait donc pas besoin de la lentille thermique pour se stabiliser), mais dans une telle configuration les problèmes liés à la tenue au flux des cristaux se feraient plus marqués. Ce problème nous

semble irrémédiablement devoir invalider cette solution dans le système final, d'autant plus que l'homogénéité des cristaux que nous avons pu tester n'est absolument pas satisfaisante, même si des progrès sont à venir en ce qui concerne la polarisation des domaines ferroélectriques.

On pourrait essayer d'utiliser pour cet OPO une série de cristaux de RTA ou de LiNbO_3 soudés en compensation de double réfraction. L'angle de double réfraction étant très important ces cristaux devront nécessairement être très courts, donc nombreux afin de pouvoir disposer de suffisamment de milieu non linéaire pour assurer un rendement satisfaisant. On risque cependant de se heurter également à des problèmes thermiques.

Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était d'étudier la faisabilité d'une source de rayonnement cohérent basée sur des oscillateurs paramétriques optiques permettant, à base d'une onde de pompe à la longueur d'onde de 1064 nm, de générer simultanément une onde autour de 2 μm et une onde entre 3,5 et 5 μm .

Nous avons présenté dans la première partie quelques éléments théoriques de l'optique non linéaire en rapport avec les oscillateurs paramétriques optiques. Après un court rappel historique sur l'optique non linéaire, nous avons donné les équations de propagation de trois ondes couplées en milieu non linéaire, nous avons exposé le principe de l'accord de phase par biréfringence et celui du quasi-accord de phase, puis nous avons donné des solutions analytiques aux équations de propagation dans le cas des ondes planes. Nous avons ensuite présenté les différents processus paramétriques du deuxième ordre permettant d'exploiter les propriétés des cristaux non linéaires.

La deuxième partie donnait le contexte et le cahier des charges de l'étude menée dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et la société CILAS. Après un état de l'art sur les expériences publiées concernant la génération d'ondes entre 2 μm et 5 μm , nous avons présenté les deux configurations qui nous ont semblé pouvoir répondre au mieux aux spécifications.

Dans la troisième partie, nous avons développé les expériences menées sur la première configuration n'utilisant que des cristaux en accord de phase par biréfringence. Son principe résidait en la mise en série d'un OPO à base de KTP et d'un OPO à base de ZGP. Pour le premier OPO, nous avons démontré que l'utilisation de plusieurs cristaux de KTP montés en compensation de double réfraction permettait d'atteindre un **rendement énergétique de 1 μm vers une seule onde (l'onde complémentaire) de 29 %, soit un rendement photon à photon de près de 60 %**. Ces performances ont été atteintes à basse cadence et énergie de pompe moyenne (37 mJ) à partir de deux paires de cristaux soudés en compensation de double réfraction montés dans une cavité simplement résonante. La qualité de faisceau et la largeur spectrale obtenues étaient tout à fait convenables pour utiliser cet OPO en tant que source de pompage pour l'OPO à base de ZGP. Avec ce deuxième OPO, nous avons obtenu un rendement maximal de 2 μm vers la bande 4-5 μm de 48 %, puisqu'à partir de 5 mJ de pompe nous avons produit une énergie de 2,4 mJ. Nous avons donc pu évaluer le **rendement énergétique total de 1 μm vers la bande 4-5 μm à 12 %**. Cependant, la qualité de faisceau en

sortie de cet OPO était relativement médiocre, et le spectre des ondes en sortie était extrêmement large. Ces problèmes pourraient être atténués par l'utilisation d'un système de remise en forme de son faisceau de pompe nous permettant d'utiliser l'OPO au niveau du col du faisceau.

La quatrième partie concernait les expériences menées sur la seconde configuration, constituée de deux OPO mis en parallèle à base de cristaux en quasi-accord de phase.

Nous avons d'abord évalué les performances d'un OPO à base de PPKTP. Nous avons obtenu à haute cadence une puissance de **3,2 W à 2 μm pour 6,6 W de pompe**, soit un **rendement énergétique de 48 %**, rendement qui n'a pas été atteint à notre connaissance (à haute cadence) dans un tel cristal au vu des publications concernant ce cristal. La qualité de faisceau en sortie était excellente. La mesure de l'évolution spectrale des longueurs d'onde émises nous a permis d'ajuster l'équation de dispersion de l'indice n_z du cristal de KTP utilisé en fonction de la température. La largeur spectrale des ondes issues de cet OPO ne nous permettant pas de pomper un OPO à ZGP, nous avons testé pour la première fois dans un oscillateur paramétrique optique un **cristal en quasi-accord de phase de type 2**. Les résultats obtenus avec un cristal de PPKTP très court ont été très prometteurs, puisque la largeur spectrale des ondes qui en étaient issues ne dépassait pas 1,5 nm. L'approvisionnement d'un cristal plus long nous permettrait d'utiliser la cavité coudée simplement résonante de la première configuration à haute cadence et énergie réduite. Cependant, la réalisation de cristaux de PPKTP dans une épaisseur de 3 mm n'est pas encore tout à fait arrivée à maturité. Des efforts sont donc encore à produire concernant ce problème afin que des cristaux épais puissent être intégrés dans des systèmes industriels.

Nous avons ensuite étudié les performances à haute cadence d'un OPO à base de PPLN pompé à 1 μm . Nous avons généré une puissance de 240 mW pour l'onde complémentaire vers 4 μm pour une puissance de pompe de 2,65 W. La qualité de faisceau était néanmoins relativement médiocre.

Nous avons enfin exposé les performances de plusieurs OPO à base de cristaux de PPRTA. Nous avons constaté qu'un effet de lentille thermique permettait de stabiliser la cavité lorsque l'onde complémentaire était en partie absorbée par le cristal. Nous avons remarqué une grande inhomogénéité dans l'ouverture des cristaux qui nous ont été fournis, ce qui a mis une nouvelle fois en évidence la difficulté de fabrication de tels cristaux. Le rendement de 1 μm vers les ondes générées a atteint environ 25 %, avec une répartition de puissance entre signal et complémentaire d'environ 5 pour 1. Ces performances étaient donc meilleures que celles que nous avons pu obtenir avec le PPLN dans la même gamme de longueurs d'onde. Elles pourraient sans doute être améliorées par l'utilisation d'une cavité stable (mais

avec une énergie de pompe plus réduite), qui permettrait de réduire l'effet de la lentille thermique.

La configuration à deux OPO en parallèle utilisait donc des cristaux en quasi-accord de phase qui n'étaient pas encore tout à fait mûrs technologiquement et présentaient d'énormes problèmes d'homogénéité. De plus il subsistait des problèmes de tenue au flux des cristaux eux-mêmes ainsi que des traitements optiques déposés sur leurs faces. Cette solution est néanmoins prometteuse, si l'on se fie aux nombreux progrès effectués dans la réalisation de tels cristaux ces dernières années.

En définitive, c'est la première configuration à deux OPO en série qui a le mieux répondu aux exigences du cahier des charges, comme nous avons pu le constater lors de nos expériences à basse cadence. Cependant, la largeur spectrale des ondes entre 4 et 5 μm était très étendue : il faudrait prévoir un système de filtrage afin de la réduire, sans pour autant négliger la qualité de faisceau ni l'énergie émise. Un allongement de la cavité compensé par une plus grande longueur de cristal pourrait être une première approche. Il est à noter malgré tout que les cristaux de ZGP ne sont actuellement pas disponible chez un fournisseur européen, ce qui est gênant en cas d'application militaire.

Il serait intéressant de tester à haute cadence les performances de l'OPO à base de ZGP afin d'évaluer son comportement thermique à forte puissance moyenne, en utilisant par exemple en tant que source de pompage l'OPO à base de PPKTP de type 2.

Annexes

Annexe 1

Caractéristiques des lasers utilisés pour le pompage des OPO

Nous décrivons dans cette annexe les différents lasers de pompe utilisés au cours des trois ans de travaux.

Les principales caractéristiques de ces lasers, que nous numérotions de 1 à 5, sont résumées dans le Tableau 3.

Nous utilisons derrière tous les lasers un isolateur de Faraday pour éviter le retour de l'onde pompe (car nous utilisons quasiment toujours des OPO avec recyclage) dans la cavité du laser.

N°	Type	Pompage	Énergie à 1064 nm	Durée d'impulsion	Cadence	Qualité de faisceau	Fabricant	Localisation
1	Nd:YAG	flash	45 mJ	10 ns	10 ou 20 Hz	Mauvaise	Quantel	IOTA Orsay
2	Nd:YAG	flash	60 mJ	6 ns	20 Hz	Bonne	BMI	IOTA Orsay
3	Nd:YAG	flash	60 mJ	16 ns	10 Hz	Très bonne	BMI	IOTA Orsay
4	Nd:YAG	flash	800 mJ	16 ns	10 Hz	Moyenne	BMI	CEA Saclay
5	Nd:YVO ₄	diodes	2 mJ max.	23 ns	1 Hz à 300 kHz	Très bonne	Spectra-Physics	CILAS Orléans

Tableau 3 – Caractéristiques principales des lasers utilisés.

I Laser 1

Le laser 1, installé à l'Institut d'Optique, est un laser de fabrication *Quantel* à YAG dopé néodyme pompé par flash, qui délivre à l'origine un énergie de plus de 300 mJ par impulsion avec une qualité de faisceau très dégradée (modèle YG-585 compact). Une remise à niveau de ce laser a été effectuée afin d'en améliorer le profil spatial à l'aide d'un diaphragme circulaire intracavité. Après cette opération, le laser délivre au maximum une énergie de 45 mJ à la longueur d'onde de 1064 nm et à la cadence au choix de 10 ou 20 Hz.

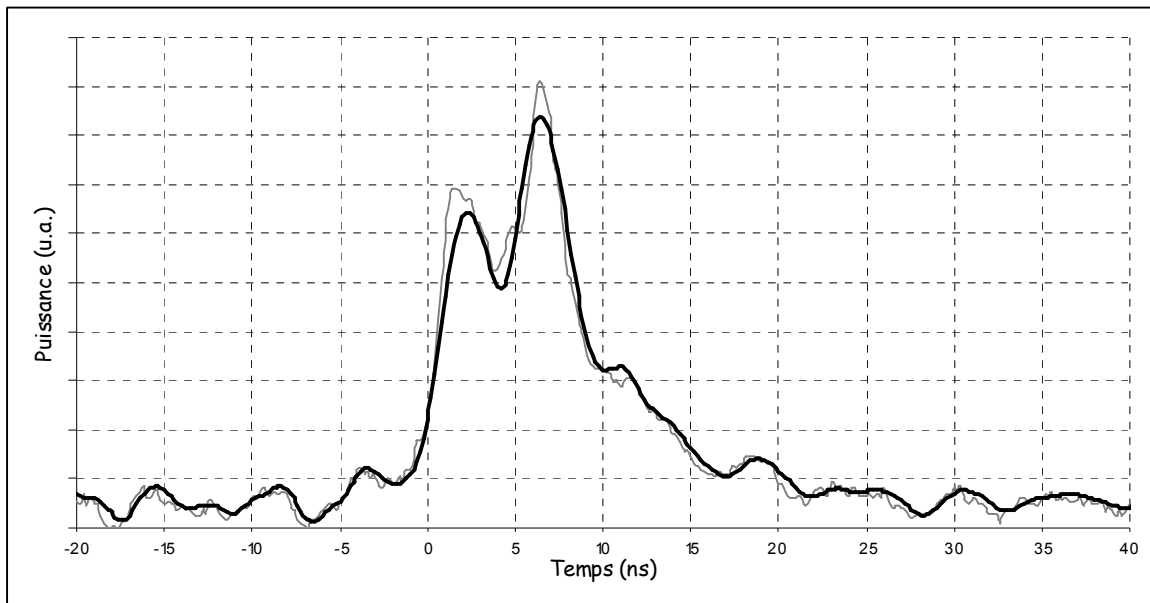


Figure 1 – Profils temporel du laser 1 ; en trait fort en moyenne sur 512 coups ; en trait fin une impulsion typique.

La durée d'impulsion à mi-hauteur, mesurée à l'aide d'une photodiode au silicium de temps de montée inférieur à la nanoseconde, est d'environ 10 ns (Figure 1). On peut également remarquer le caractère multimode spectral du laser. Le profil temporel est relativement instable (la puissance se répartit aléatoirement entre les différents modes longitudinaux).

Nous avons également mesuré (avec la méthode de la caméra) la qualité de faisceau de ce laser en traçant la caustique d'évolution du rayon du faisceau en fonction de la distance derrière une lentille convergente (Figure 2). Nous pouvons remarquer que l'ajustement effectué sur les points dans les deux directions (mais surtout selon x) est correct sur les points en amont du point de focalisation, mais que le rayon du faisceau augmente de manière surprenante en aval de ce point, puis diverge dans une direction non symétrique par rapport à la divergence en amont. Le faisceau présente en effet des distorsions de phase (nous le supposons) très importantes, qui dégradent énormément le profil spatial derrière le point de

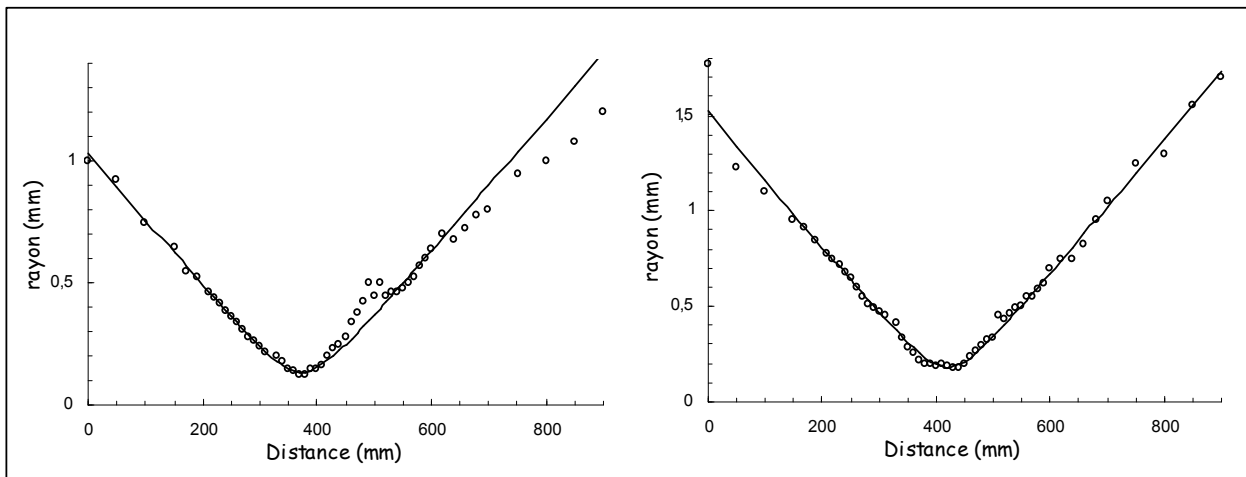


Figure 2 – Caustiques du faisceau du laser 1 suivant ses deux directions principales x (à gauche) et y (à droite). Les points représentent les mesures et le trait représente l'ajustement.

focalisation, alors qu'il reste de bonne qualité avant ce point (Figure 3). En ce qui concerne le facteur de qualité, l'ajustement représenté Figure 2 nous donne $M_x^2 \approx 1,1$ et $M_y^2 \approx 1,9$, mais ces valeurs ne tiennent pas vraiment compte des distorsions que nous venons de mentionner.

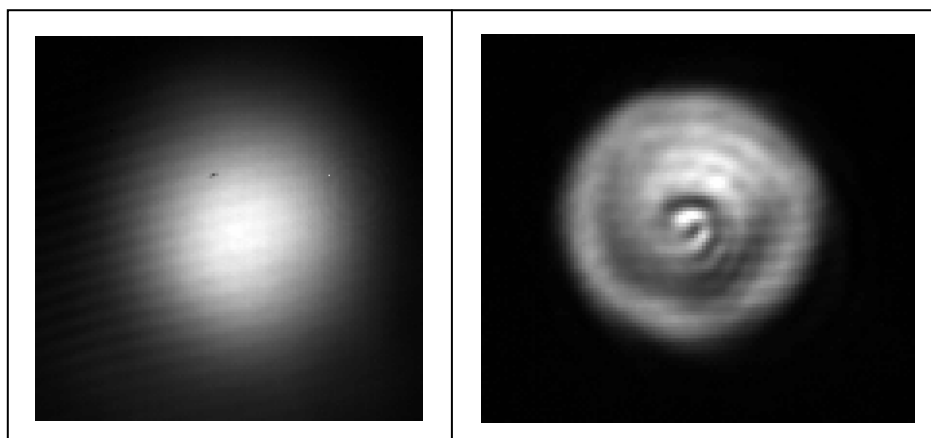


Figure 3 – Profil spatial du faisceau du laser 1 en amont (à gauche) et en aval (à droite) du point de focalisation de la lentille (on peut remarquer des franges d'interférences dues à la fenêtre placée devant la matrice CCD de la caméra).

II Laser 2

Le laser 2, installé à l'Institut d'Optique, est un laser de fabrication BMI à YAG dopé néodyme pompé par flash (oscillateur en cavité plan-plan avec trou de filtrage intracavité), qui délivre une énergie d'environ 62 mJ par impulsion à la longueur d'onde de 1064 nm et à la cadence de 20 Hz. Derrière l'isolateur de Faraday utilisé pour éviter le retour du faisceau dans le laser (lors de l'utilisation d'un OPO à recyclage de pompe), le système de remise en forme du faisceau et le système de contrôle de l'énergie incidente, il reste au maximum une énergie de 38,5 mJ par impulsion pour pomper un OPO.

La durée d'impulsion à mi-hauteur, mesurée à l'aide d'une photodiode au silicium de temps de montée inférieur à la nanoseconde est d'environ 6 ns (Figure 4). On note le caractère multimode spectral du laser.

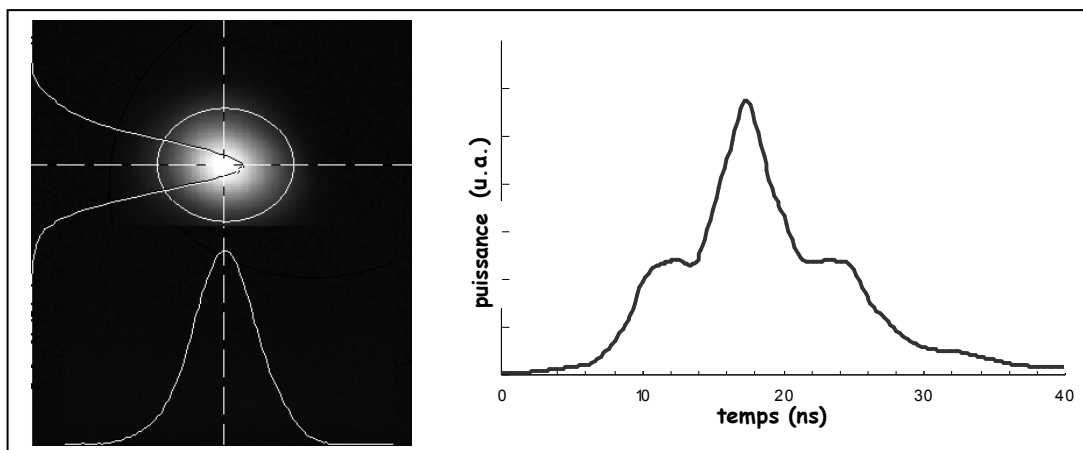


Figure 4 – Profil spatial et profil temporel du laser 2 moyenné sur 64 impulsions.

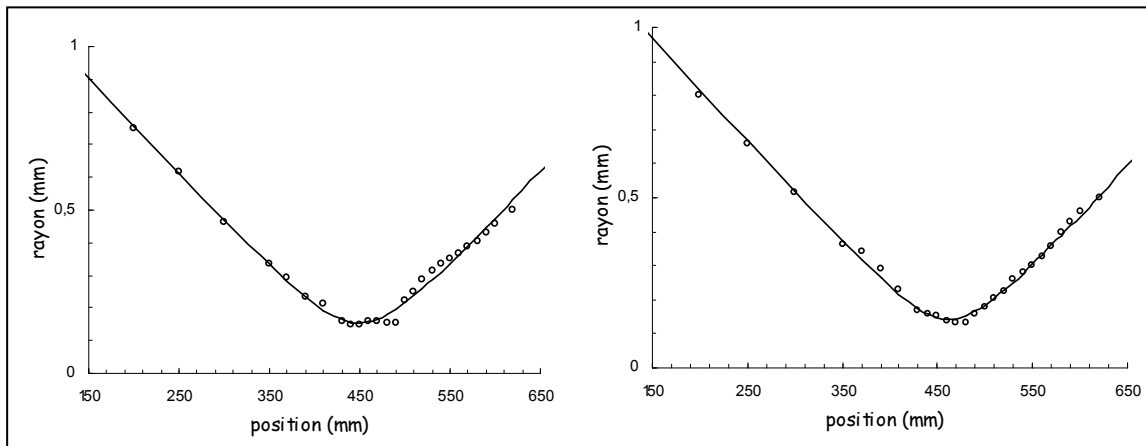


Figure 5 - Caustiques du faisceau du laser 2 suivant ses deux directions principales x (à gauche) et y (à droite). Les points représentent les mesures et le trait représente l'ajustement.

En ce qui concerne le facteur de qualité, l'ajustement représenté Figure 5 nous donne $M_x^2 \approx M_y^2 \approx 1,3$, ce qui est le signe cette fois d'une bonne qualité de faisceau. En effet, comme on peut le voir Figure 6 sur le profil spatial et les coupes transversales, le faisceau est légèrement elliptique mais gaussien.

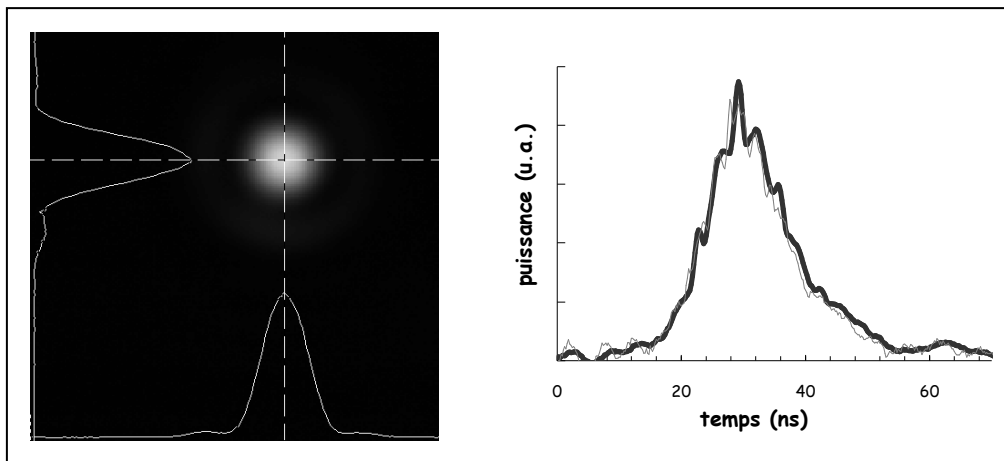


Figure 6 – Profil spatial et profil temporel du laser 3 ; en trait fort moyenne sur 32 impulsions ; en trait fin une impulsion typique.

III Laser 3

Le laser 3, installé à l'Institut d'Optique, est un laser de fabrication BMI à YAG dopé néodyme pompé par flash qui émet à la longueur d'onde de 1064 nm et à la cadence de 10 Hz. Il est multimode spectral.

Ce laser constitué d'un oscillateur et d'un amplificateur a dû être modifié spécialement afin d'obtenir une bonne qualité de faisceau. Derrière l'isolateur de Faraday et le système de contrôle de l'énergie incidente, il reste au maximum une énergie de 40 mJ par impulsion pour pomper un OPO.

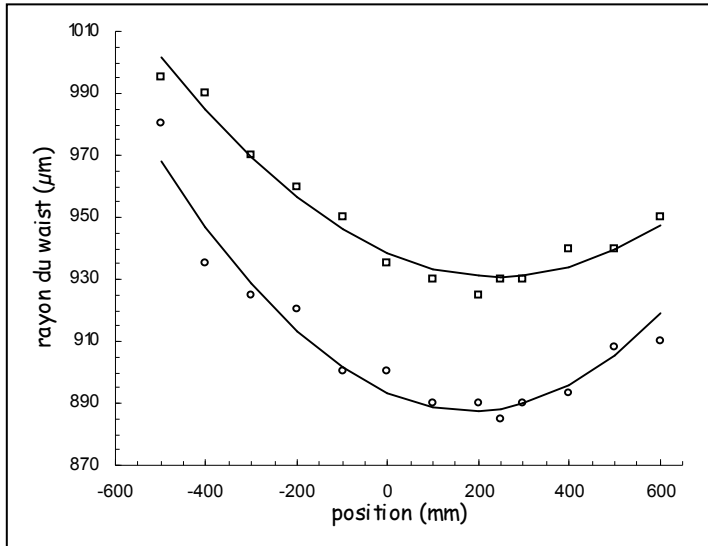


Figure 7 - Caustiques du faisceau du laser 3 suivant ses deux directions principales x (ronds) et y (carrés). Les points représentent les mesures et le trait représente l'ajustement.

La durée d'impulsion est d'environ 16 ns (Figure 6). L'ajustement effectué sur la mesure des caustiques du faisceau (Figure 7) nous donne $M_x^2 \approx 1,5$ et $M_y^2 \approx 1,4$.

La distribution spatiale d'intensité est quasiment gaussienne.

La stabilité énergétique d'impulsion à impulsion est d'environ 6 % (1,3 % RMS).

IV Laser 4

Le laser 4, installé au CEA de Saclay, est un laser de fabrication BMI à YAG dopé néodyme pompé par flash, qui délivre une énergie de plus de 600 mJ par impulsion, et qui peut être injecté ou non. Pour notre application, nous nous limitons à une énergie de 30 mJ par impulsion en utilisant un atténuateur (miroir qui réfléchit 92 % de l'énergie incidente).

Il est à noter qu'au moment de nos expériences sur ce laser (qui ont duré une dizaine de jours), l'énergie de sortie présentait une instabilité d'environ 10 % d'une impulsion à l'autre (problème dans l'amplificateur du laser), ce qui s'est répercuté sur la stabilité en sortie des OPO.

La durée d'impulsion à mi-hauteur, mesurée à l'aide d'une photodiode au silicium de temps

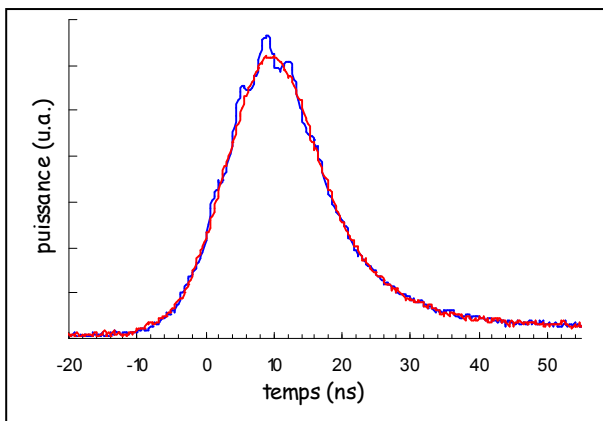


Figure 8 – Profils temporels du laser 4 injecté (en rouge) et non injecté (en bleu).

de montée inférieur à la nanoseconde est d'environ 16 ns, que le laser soit injecté ou non (Figure 8). On peut également remarquer le caractère multimode temporel du laser lorsque le laser n'est pas injecté. En revanche, l'utilisation de l'injection rend le profil temporel lisse.

Les profils spatiaux représentés Figure 9 ont été enregistrés avec une caméra Spiricon qui n'a pas une très bonne résolution, et qui lisse

artificiellement le faisceau. Cependant nous pouvons remarquer que le faisceau n'est pas gaussien en sortie du laser ; nous manquons malheureusement de résolution pour évaluer précisément la forme du profil au niveau de l'OPO.

Nous n'avons pas effectué de caustique du faisceau par manque de temps, mais nous avons rapidement évalué sa qualité grâce à la caméra. Derrière un système de lentilles permettant d'adapter la taille du faisceau au niveau de l'OPO, son rayon au niveau du col est d'environ 650 μm et sa divergence en champ lointain d'environ 1 mrad, ce qui correspond à $M^2 \approx 1,9$.

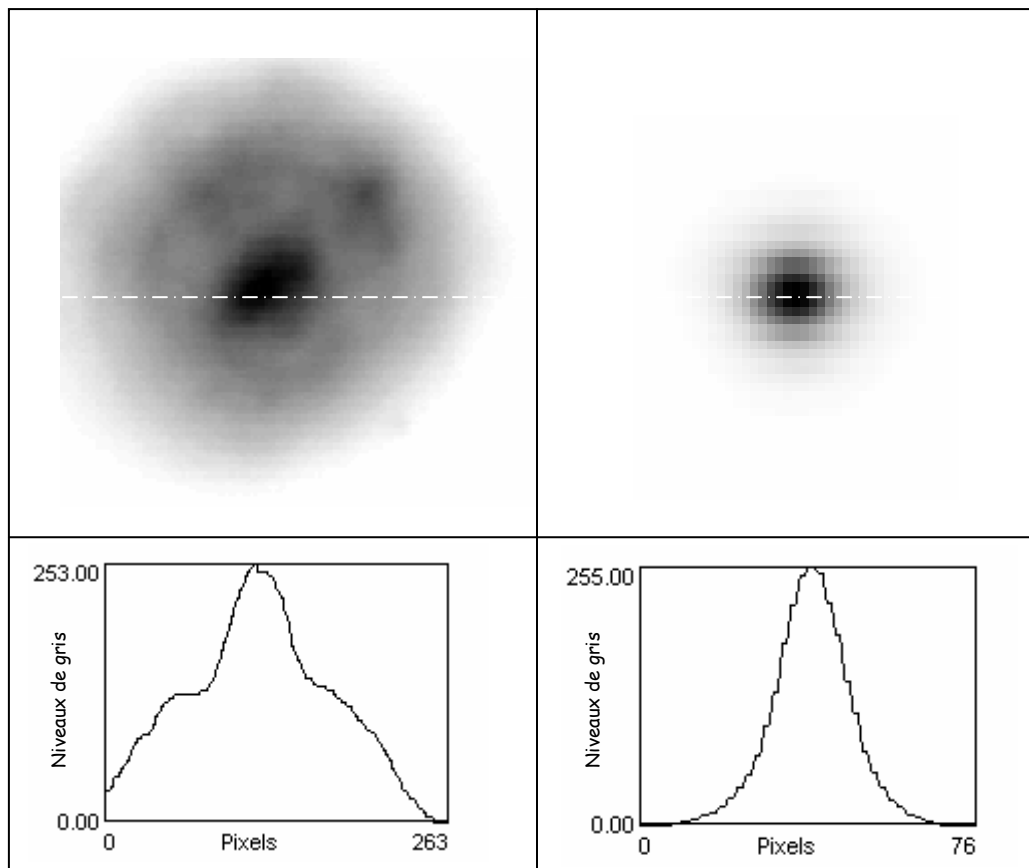


Figure 9 – Distributions spatiales de l'intensité du faisceau et profils "horizontaux" du laser 4 ; à gauche en sortie du laser, à droite au niveau de l'OPO (diamètre 1,3 mm).

V Laser 5

Le laser 5, installé sur le site de CILAS à Orléans, est un laser commercial *Spectra-Physics* modèle T80-YHP70-106Q à Nd:YVO₄ pompé par diodes, dont la cadence peut être choisie entre 1 Hz et 350 kHz et peut fonctionner en régime continu (le changement s'effectue via un logiciel de pilotage installé sur un PC).

Nous avons mesuré la puissance, la forme et la durée des impulsions pour différentes cadences, ce qui nous a permis de déterminer l'énergie disponible en sortie du laser à chaque

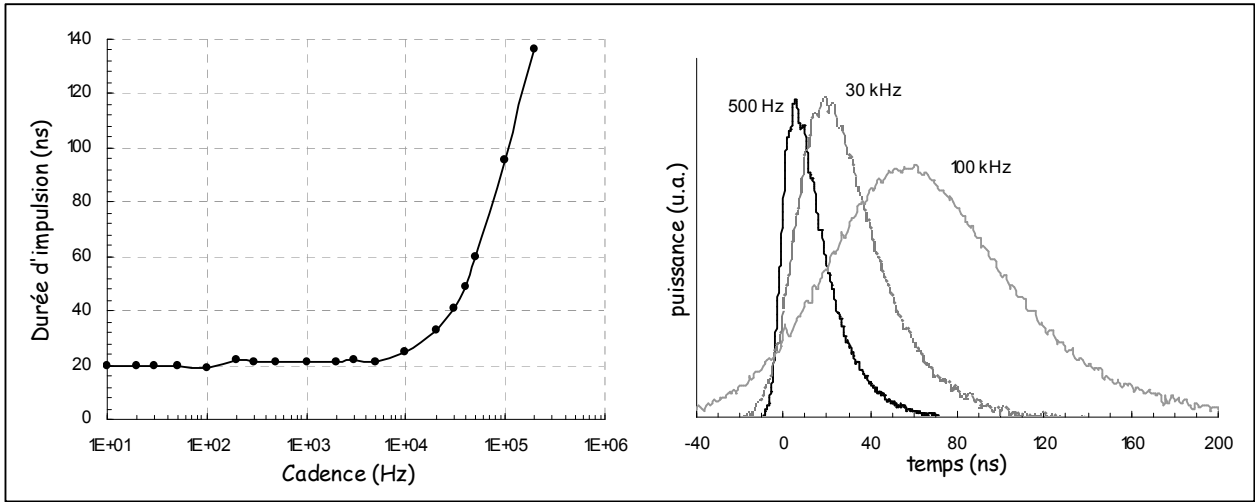


Figure 10 – Évolution de la durée et de la forme des impulsions du laser 5 en fonction de la cadence.

cadence (Figure 10 et Figure 11). On peut remarquer le caractère multimode des impulsions sur la représentation des profils temporels.

Ainsi, la durée des impulsions est d'environ 20 ns de 1 Hz à 5 kHz puis augmente fortement pour arriver à 25 ns à 10 kHz et à 95 ns à 100 kHz. La puissance moyenne maximale en sortie, obtenue à 100 kHz, est de 21,4 W.

La qualité de faisceau a été étudiée à plusieurs cadences. Quelle que soit la cadence et quelle que soit la direction étudiée, on trouve $M^2 \leq 1,1$ (en régime continu on trouve $M^2 \approx 1,6$). Le faisceau est donc d'excellente qualité.

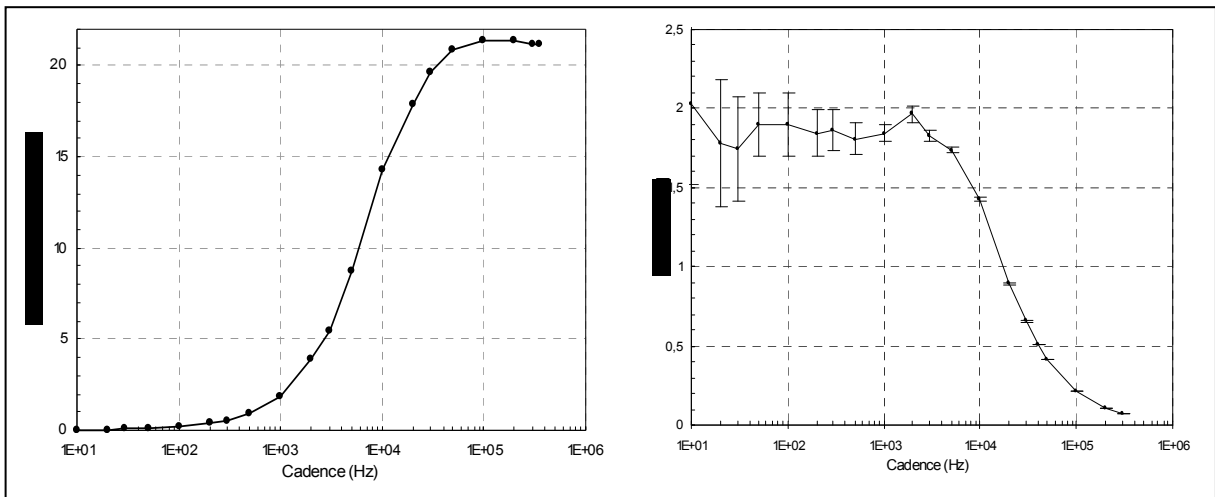


Figure 11 – Évolution de la puissance moyenne et de l'énergie par impulsion du laser 5 en fonction de la cadence.

Annexe 2

Mesure du facteur de qualité d'un faisceau

Nous définissons dans cette annexe le facteur de qualité d'un faisceau et les différentes méthodes que nous avons utilisées pour le mesurer.

I Facteur de qualité d'un faisceau

On définit M^2 le **facteur de qualité**, ou **facteur relatif à la diffraction** d'un faisceau par la relation :

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} w_0 \theta .$$

Cette quantité (inverse du **facteur de propagation** du faisceau, K) sans unité est liée :

- au rayon du col à $1/e^2$: w_0 ;
- au demi-angle de divergence du faisceau : θ ;
- à sa longueur d'onde λ .

Il est à noter que la définition du M^2 n'est en principe strictement valable que dans le cas où le faisceau est de profil gaussien. Cependant on utilisera quand même cette quantité pour des faisceaux quelconques par souci de simplicité et pour pouvoir aisément comparer les résultats.

Pour des faisceaux quelconques on peut préférentiellement utiliser comme facteur de qualité d'un faisceau le produit "diamètre au col \times divergence du faisceau" : $4w_0\theta$, exprimé en *mm.mrad*.

Le M^2 traduit l'écart à la diffraction d'un faisceau quelconque. Pour un faisceau gaussien parfait "limité par la diffraction", $M^2 = 1$.

Pour une même taille de col de faisceau, entre un faisceau gaussien parfait et un faisceau quelconque, on a $M^2 = \frac{\theta_{\text{faisceau}}}{\theta_{\text{faisceau parfait}}}$.

L'évolution du rayon de col à $1/e^2$ en fonction de la distance z selon l'axe de propagation est donnée par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0^2} (z - z_0) \right)^2},$$

où z_0 est la position du col du faisceau. Ainsi, si on mesure l'évolution de la taille du col au cours de la propagation on peut revenir à la valeur de son M^2 .

Pour mesurer le M^2 d'un faisceau, on utilise le fait que celui-ci est invariant lorsque le faisceau passe par des systèmes optiques paraxiaux non aberrants et ne limitant pas l'ouverture. En effet, comme la mesure du rayon de col d'un faisceau est souvent irréalisable car celui-ci est soit trop gros ou trop petit, soit dans une région du banc inaccessible, on a recours en général à une lentille convergente pour ramener le col dans une zone correcte et avec un diamètre mesurable. Si la lentille présente des aberrations (ce qui est souvent le cas lors des mesures), le faisceau est dégradé à sa sortie et on obtient une majoration du M^2 .

L'obtention du facteur de qualité peut donc se faire ainsi : on mesure dans un premier temps le diamètre du faisceau à proximité du col, pour en obtenir la taille la plus précise possible, puis on le fait loin du col (en dehors de la zone de Rayleigh), pour obtenir la divergence θ .

On fait ensuite une adaptation entre les points mesurés et l'équation donnant l'évolution de la taille du col en fonction de la distance parcourue en utilisant comme paramètres M^2 , z_0 et w_0 .

Il convient donc d'utiliser des méthodes pratiques et précises de mesure du rayon des faisceaux. Notons que pour des ondes de grande largeur spectrale, nous utiliserons pour le calcul du M^2 la longueur d'onde centrale.

II Mesure du rayon des faisceaux

Lors de nos expériences, nous avons utilisé plusieurs méthodes pour mesurer la taille des faisceaux : avec une caméra, par la méthode de la lame mobile, puis par la méthode du trou mobile. Chacune de ces méthodes présente ses avantages et ses inconvénients.

II.1 Méthode utilisant une caméra

Cette première méthode permet de visualiser "en direct" le profil spatial du faisceau et ses instabilités éventuelles, grâce à une caméra CCD (*Figure 1*). Pour que la mesure soit valable, il est indispensable que la réponse de la caméra soit linéaire en fonction de l'intensité de son illumination, ou que sa non-linéarité soit corrigée par le logiciel de traitement.

Le groupe *ELSA* dispose pour ces mesures de caméras CCD *COHU* à matrice au silicium linéaires accompagnées du logiciel d'acquisition *Spiricon*. Le logiciel permet d'effectuer en temps réel une approximation du faisceau mesuré par un faisceau gaussien, et donne directement une mesure de sa largeur à mi-hauteur.

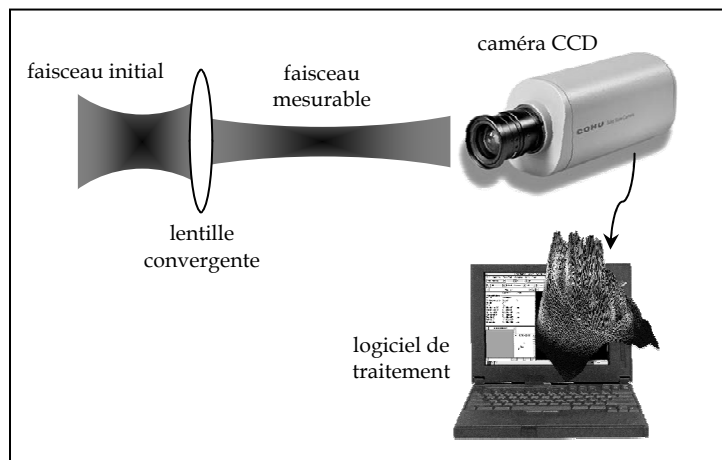


Figure 1 – Mesure du rayon du faisceau à l'aide d'une caméra CCD.

Il est préférable de ne pas utiliser de densités optiques pour atténuer la puissance du faisceau, car celles-ci en dégradent le profil spatial. Il est plus approprié d'utiliser plusieurs miroirs faiblement réfléchissants à la longueur d'onde voulue et de se baser sur le faisceau réfléchi.

La principale limitation de cette méthode vient de la sensibilité spectrale de la caméra. Ainsi, cette méthode ne pourra être utilisée dans notre cas que pour évaluer le profil spatial de l'onde de pompe à 1064 nm car les caméras à matrice au silicium ne permettent pas de visualiser les faisceaux à une longueur d'onde supérieure à 1,2 μm .

II.2 Méthode de la lame mobile

Une lame mobile coupe le faisceau devant un détecteur fixe positionné de manière à récupérer toute la puissance incidente sans la lame (Figure 2). Le rayon r non corrigé du faisceau est donné par la distance entre les deux emplacements de la lame qui transmettent 84 % et 16 % de la puissance initiale.

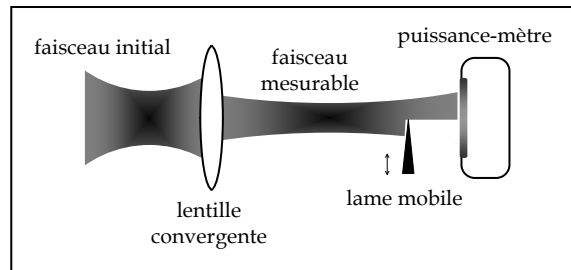


Figure 2 – Mesure du rayon du faisceau par la méthode de la lame mobile.

Pour obtenir les dimensions dans les deux directions transverses, si le faisceau est elliptique, on effectue la mesure en translatant la lame selon les deux axes principaux du faisceau.

L'ensemble des valeurs de r trouvées le long de l'axe de propagation du faisceau permettent alors d'évaluer le paramètre $M_{non\ corrigé}^2$. On obtient finalement la valeur du M^2 par la formule [Norme 11146,99] :

$$M^2 = \left[0,81(M_{non\ corrigé}^2 - 1) + 1 \right]^2.$$

Les véritables rayons du faisceau sont alors donnés par :

$$w = r \sqrt{\frac{M^2}{M_{non\ corrigé}^2}}.$$

Cette méthode est très rapide à mettre en œuvre, mais sa précision, qui est dépendante de la stabilité et de la précision de la translation micrométrique utilisée (qui est en général de 10 μm pour chaque mesure), n'est en général pas très bonne.

De plus, il est nécessaire alors de supposer que le faisceau est uniforme et quasi-gaussien dans les deux directions.

II.3 Méthode automatisée (méthode du trou mobile)

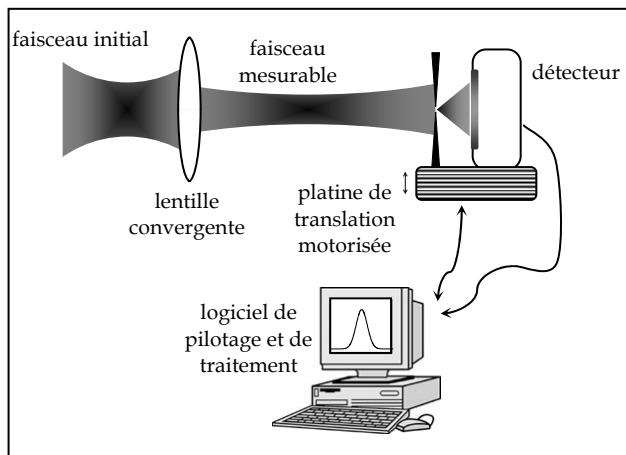


Figure 3 - Mesure du rayon du faisceau par la méthode du trou mobile.

Cette méthode consiste à obtenir le profil du faisceau en tradant un trou circulaire dans le faisceau.

Le système détecteur et trou, motorisé à l'aide de deux translations micrométriques orthogonales, est préalablement centré sur l'axe du faisceau, puis se déplace de manière à acquérir le profil spatial du faisceau dans les deux directions (Figure 3).

Le logiciel a été développé sous *LabView* et est entièrement paramétrable. La précision de la mesure dépend de la taille du trou et du pas de la translation.

Il est néanmoins important de choisir un trou de diamètre suffisamment grand pour que le rapport signal à bruit du détecteur soit suffisant.

L'intérêt de ce système réside dans son automatisation, et dans sa précision, puisque le pas est limité par le pas minimal des platines de translation. Le principal problème est le positionnement initial sur l'axe du faisceau. Pour que celui-ci soit le plus précis possible, il est souvent nécessaire d'effectuer plusieurs acquisitions avec peu de points sur chaque profil, après avoir grossièrement centré le trou sur le faisceau "à la main", ce qui rend la mesure d'un profil relativement longue.

Cette méthode est néanmoins la plus précise que nous pouvions utiliser pour les faisceaux de longueur d'onde supérieure à $1,5 \mu\text{m}$.

Annexe 3

Mesures spectrales

Les mesures spectrales ont pu être effectuées à l'aide de trois spectromètres.

- Monochromateur Jobin-Yvon HR25

Ce spectromètre est entièrement manuel. Nous l'avons utilisé au début de la thèse à l'Institut d'Optique en attendant le spectromètre automatisé. Il est équipé d'un réseau de 600 traits, et sa résolution est relativement médiocre.

- Monochromateur Jobin-Yvon Triax 180

Les fentes et la tourelle comportant deux réseaux de diffraction (de 600 traits/mm et 150 traits/mm permettant ainsi de couvrir la plage 1-5 μm) de ce spectromètre situé à l'IOTA sont motorisées et pilotées par PC via un logiciel développé sous *LabView*. Sa réponse percussionnelle a été mesurée en acquérant le spectre d'un laser à Nd:YAG. Nous avons représenté *Figure 1* les spectres obtenus avec le réseau de

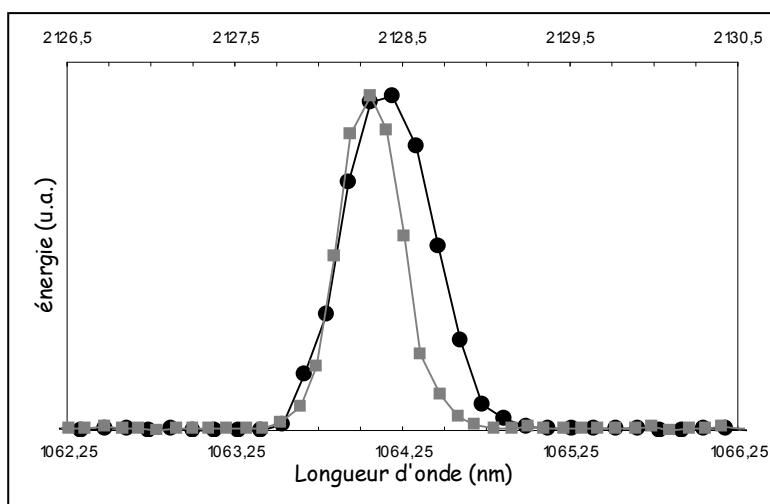


Figure 1 - Spectre du Nd:YAG mesuré par le spectromètre Triax 180 ; en noir à l'ordre 1 (échelle inférieure) et en gris à l'ordre 2 (échelle supérieure).

600 traits/mm à l'ordre 1 et à l'ordre 2 : on remarque que la largeur des deux spectres est sensiblement la même aux deux ordres, ce qui signifie que nous observons la réponse percussionnelle du spectromètre : la résolution de ce spectromètre ne permet pas de mesurer de largeur spectrale inférieure à 1,5 nm. On peut considérer que pour le réseau de

150 traits/mm, cette largeur passe à 6 nm. Le détecteur utilisé est une photodiode à InSb refroidie à l'azote liquide.

- Monochromateur Jobin-Yvon Triax 320

Ce spectromètre situé dans les locaux de CILAS à Orléans est le même que le précédent, avec une plus grande longueur focale et donc une précision supérieure. Il est équipé de deux réseaux de diffraction (600 traits/mm et 150 traits/mm) et piloté via un logiciel fourni par Jobin-Yvon. Nous utilisons un détecteur à HgCdTe refroidi par effet Peltier.

Annexe 4

Transmission des cristaux utilisés

Nous présentons dans cette annexe les transmissions des cristaux de KTP, RTA, LiNbO₃ et ZGP et issues du programme *SNLO*.

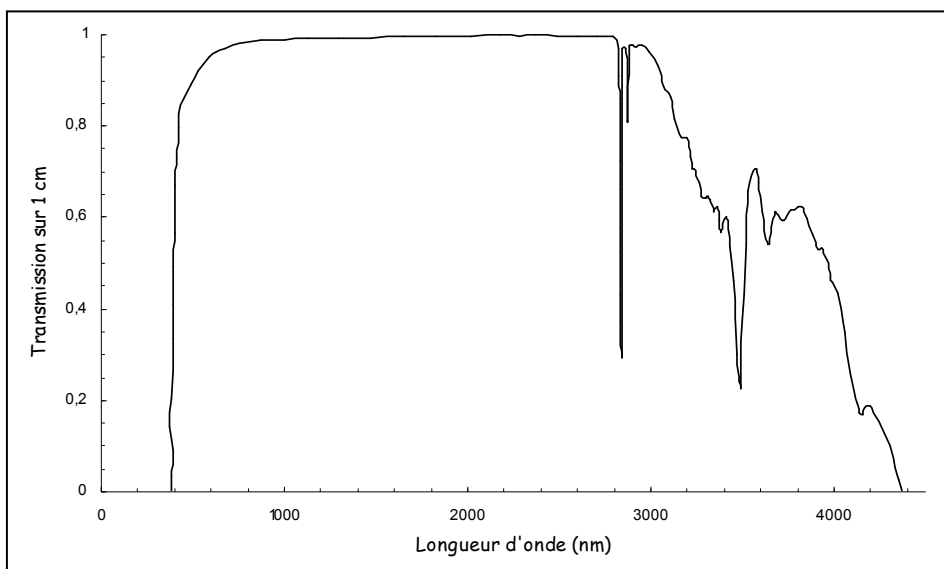


Figure 1 – Transmission du KTP sur 1 cm.

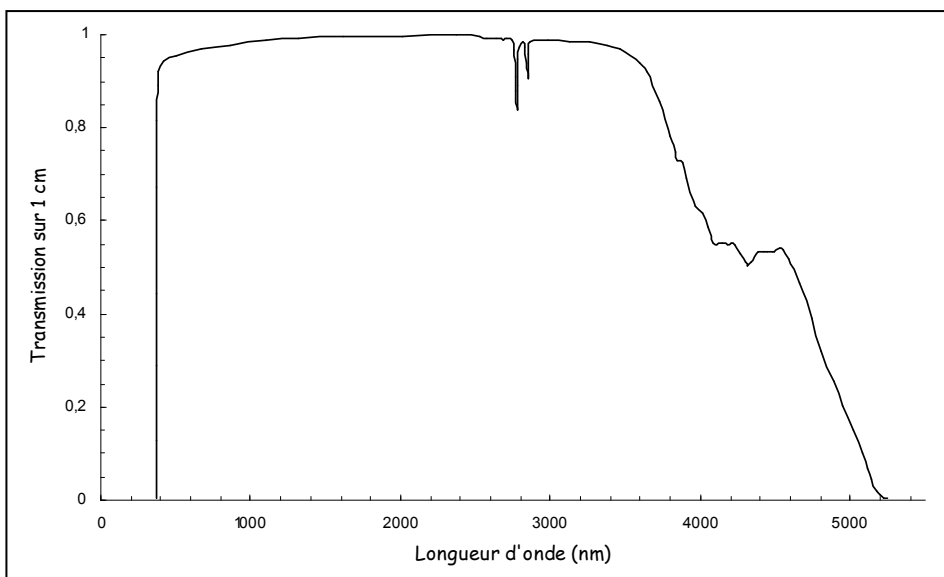


Figure 2 – Transmission du RTA sur 1 cm.

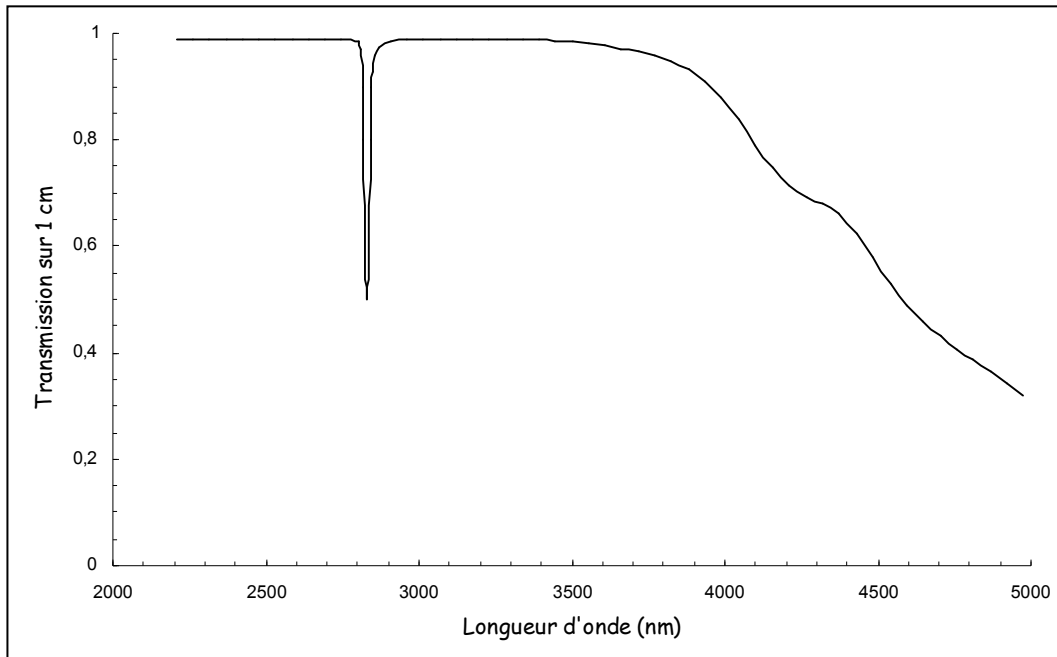


Figure 3 – Transmission du LiNbO_3 sur 1 cm.

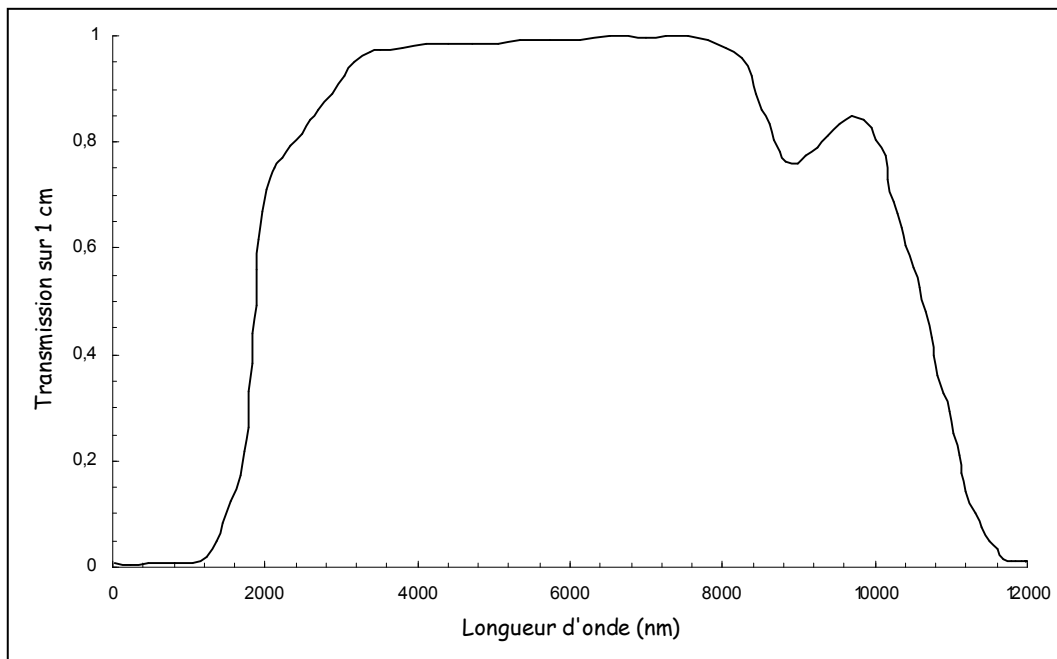


Figure 4 – Transmission du ZGP sur 1 cm.

Annexe 5

Analyse du miroir d'entrée de l'OPO A₂

Le miroir MEA₂ fabriqué par le groupe de traitements optiques de CILAS a été passé au microscope électronique à balayage (MEB) au Centre de Microscopie Électronique de l'Université d'Orléans. Ce miroir n'a pas été utilisé lors d'expériences, mais tous les miroirs issus de la même cloche de traitements présentent les mêmes anomalies.

Les images auxquelles le texte fait référence se trouvent à la fin de l'annexe.

Il est à noter que le miroir n'avait pas subi d'évaporation de carbone avant l'analyse, et que son substrat est isolant (infrasil). La mesure a donc été destructrice par un effet de charge (sur les images, les charges se manifestent par des "traînées"). Le miroir n'est pas récupérable, d'autant plus que sa face arrière (traitement anti-reflet) a dû être collée au support.

La face traitée observée, présentant à l'œil nu des "points noirs", est constituée d'un empilement de couches de ZnS et de YF₃, ceci sur une épaisseur mécanique d'environ 10 µm.

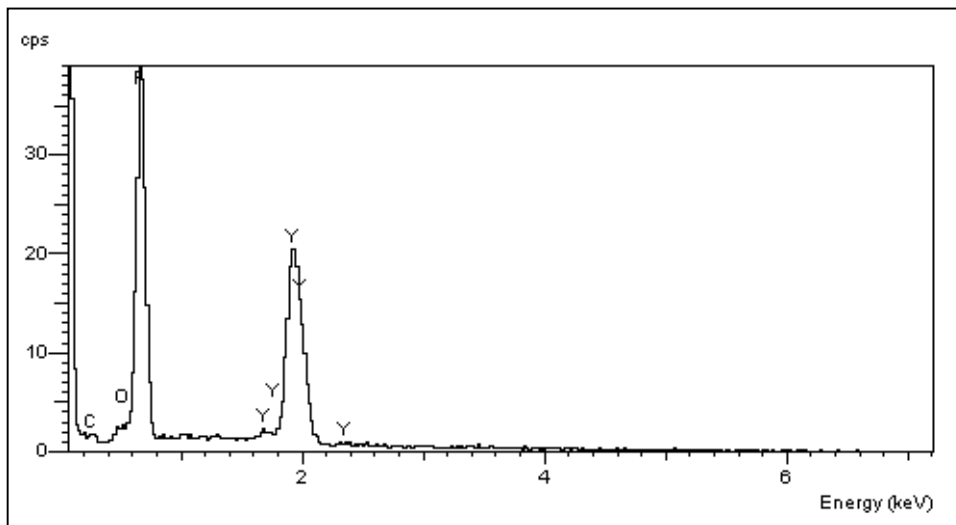
Le MEB permet d'effectuer une analyse spectrale des éléments sur une zone donnée (récupération des photons X) ou une cartographie d'une zone atome par atome (récupération des électrons secondaires). L'analyse se fait sur une profondeur de l'ordre du micromètre.

Les images que nous avons prises (*images 1, 2, 3 et 4*) ne sont pas des cartographies mais des images "brutes" de récupération d'électrons secondaires sur lesquelles les éléments lourds paraissent plus foncés que les éléments légers. On peut également avoir une idée du relief grâce aux positions des zones d'ombre, car le détecteur d'électrons secondaires se trouve sur la droite des images que nous avons acquises. Nous n'avons pas pu effectuer d'analyse atomique quantitative, car cette mesure aurait été destructive et surtout très peu fiable (trop d'énergie). Les mesures que nous avons pu effectuer, même qualitatives et utilisant des faisceaux d'électrons assez peu énergétiques, causaient déjà une charge non négligeable

L'*image 1* présente une vue assez globale des défauts que nous avons pu trouver sur le traitement. La surface observée fait environ 1,5 mm × 1,1 mm. Les lignes verticales sont des

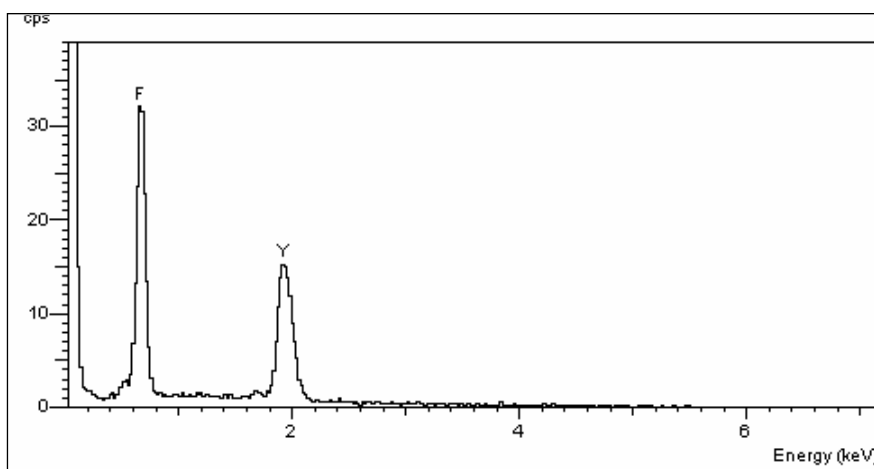
artefacts de l'imagerie et ne sont pas liés aux défauts. La densité des défauts est assez importante et ceux-ci atteignent parfois une taille proche de 100 μm (tache allongée en haut à gauche). Ce sont sans doute les défauts visibles à l'œil (taches noires). Sur certaines zones nous avons pu remarquer des rayures en creux, vraisemblablement causées par le nettoyage (pas d'image).

Une analyse spectrale effectuée sur une zone sans défaut (*Spectre 1*) a montré que les éléments présents sont l'Yttrium (Y) et le Fluor (F). Nous remarquons également cependant de faibles pics de Carbone (C) et d'Oxygène (O), mais ceux-ci sont sans doute dus au déplacement du substrat pendant l'analyse (à cause de sa charge).

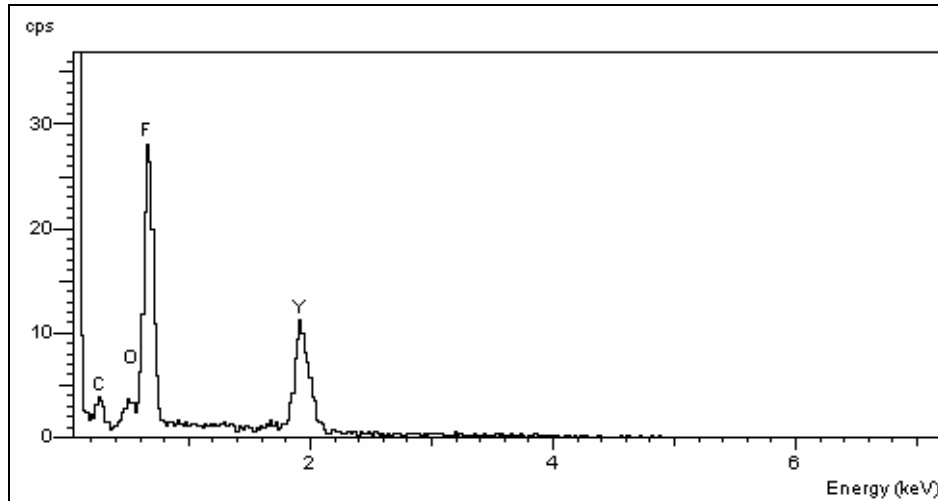


Spectre 1 : zone sans défaut.

Nous avons ensuite effectué une analyse en plusieurs points au niveau d'un renflement, comme nous pouvons en voir *image 2* (zone de 40 μm \times 30 μm). Les spectres obtenus (*spectres 2 et 3*) nous donnent Y et F en majorité, et sur le *spectre 3* on dénote la présence de C et de O.

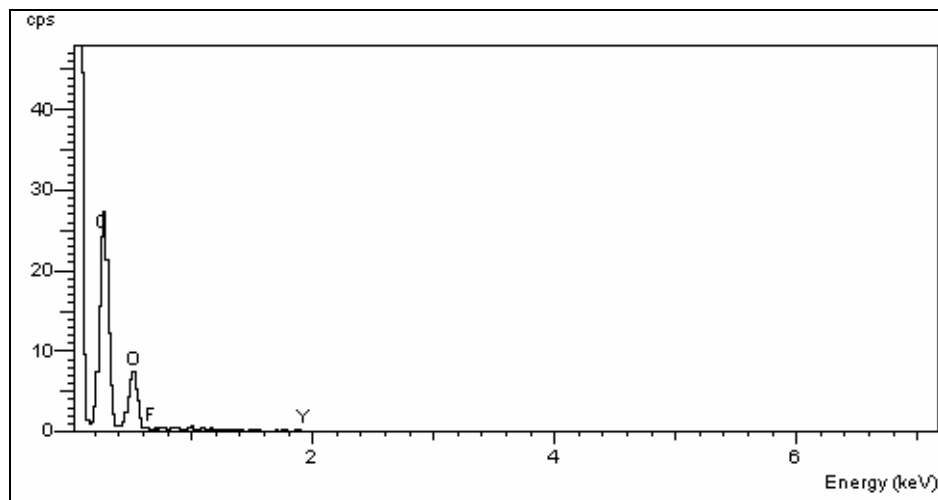


Spectre 2 : nodule.



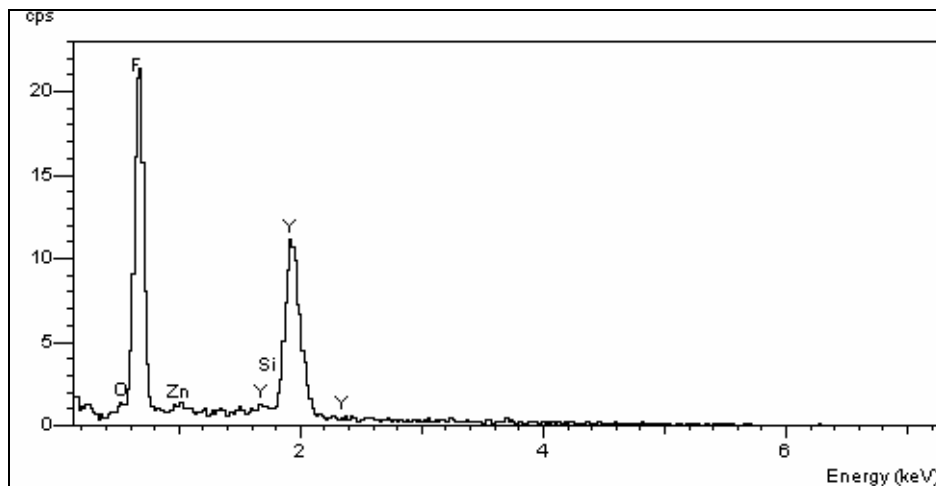
Spectre 3 : nodule.

Sur certaines zones encore, au niveau de certains nodules, on ne récupérait que du C et du O, il semblerait que ces zones soient des poussières (spectre 4).



Spectre 4 : poussière.

Nous avons également pu visualiser des trous sur la surface du traitement, comme représenté sur les images 3 et 4 (respectivement $20\ \mu\text{m} \times 15\ \mu\text{m}$ et $41\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$). Le premier a une forme conique, et on peut distinguer les différentes couches du traitement. On observe moins de couches sur le second, mais on observe des craquelures au "fond". Il s'agit vraisemblablement de nodules ayant été arrachés lors du nettoyage. Un spectre a été effectué au centre du second trou (spectre 5), et on y a observé du Y et du F, un peu de Zinc (Zn), du C et du O, ce qui indique que la couche au fond est du YF_3 , qu'il y a un résidu de la couche du dessus ou des atomes de la couche du dessous vus à travers les craquelures (ZnS), et peut-être un peu de poussière (la charge a en effet causé un déplacement de l'échantillon pendant la mesure qui pourrait expliquer cela).



Spectre 5 : dans le trou.

En résumé, outre les défauts visibles à l'œil nu, d'autres défauts qui sont à l'échelle de la longueur d'onde (2 ou 4 μm) sont présents sur ce miroir. Les causes peuvent en être une pollution du bâti de traitement, ou des problèmes de nettoyage après traitement.

Ce phénomène est inquiétant quant à la tenue au flux optique des miroirs possédant de telles propriétés. Cependant nous n'avons observé aucun problème de ce type lors de nos expériences.

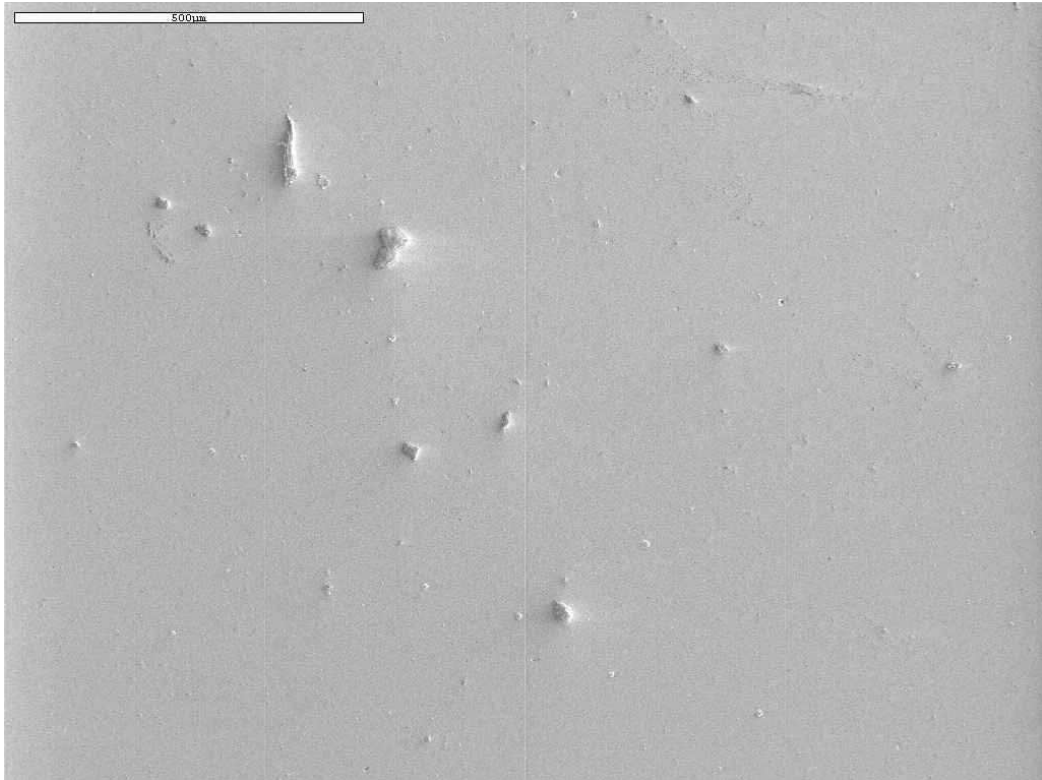


Image 1 : vue globale des défauts.

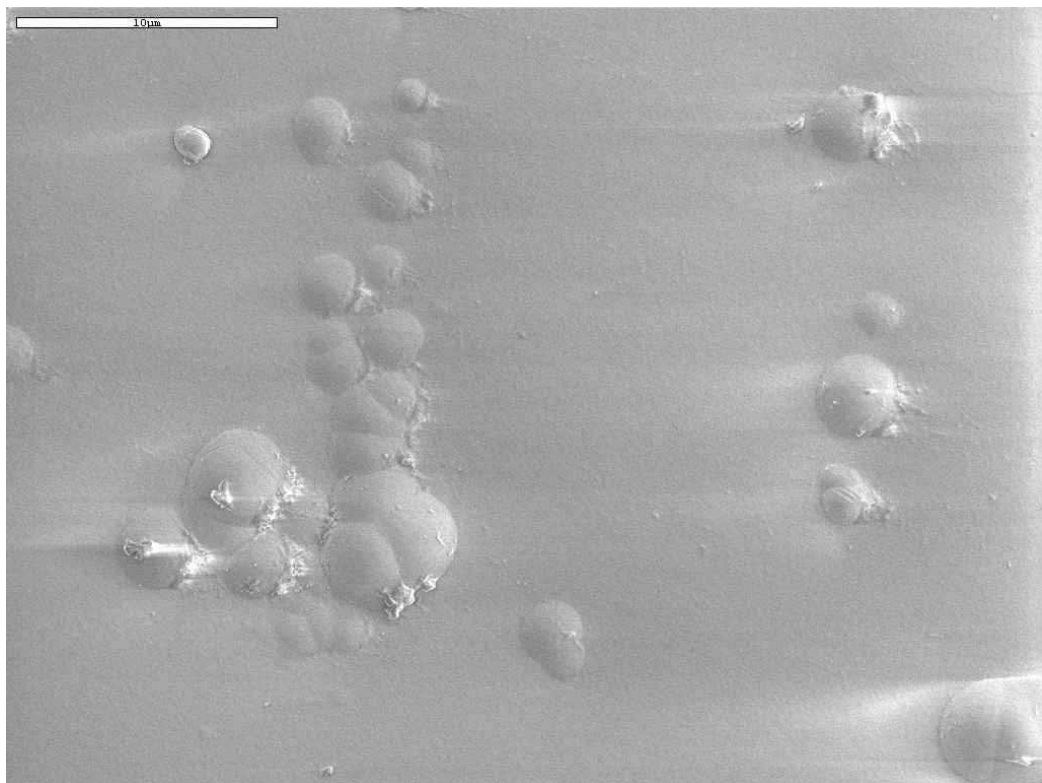


Image 2 : nodules.



Image 3 : trou à la surface du traitement.

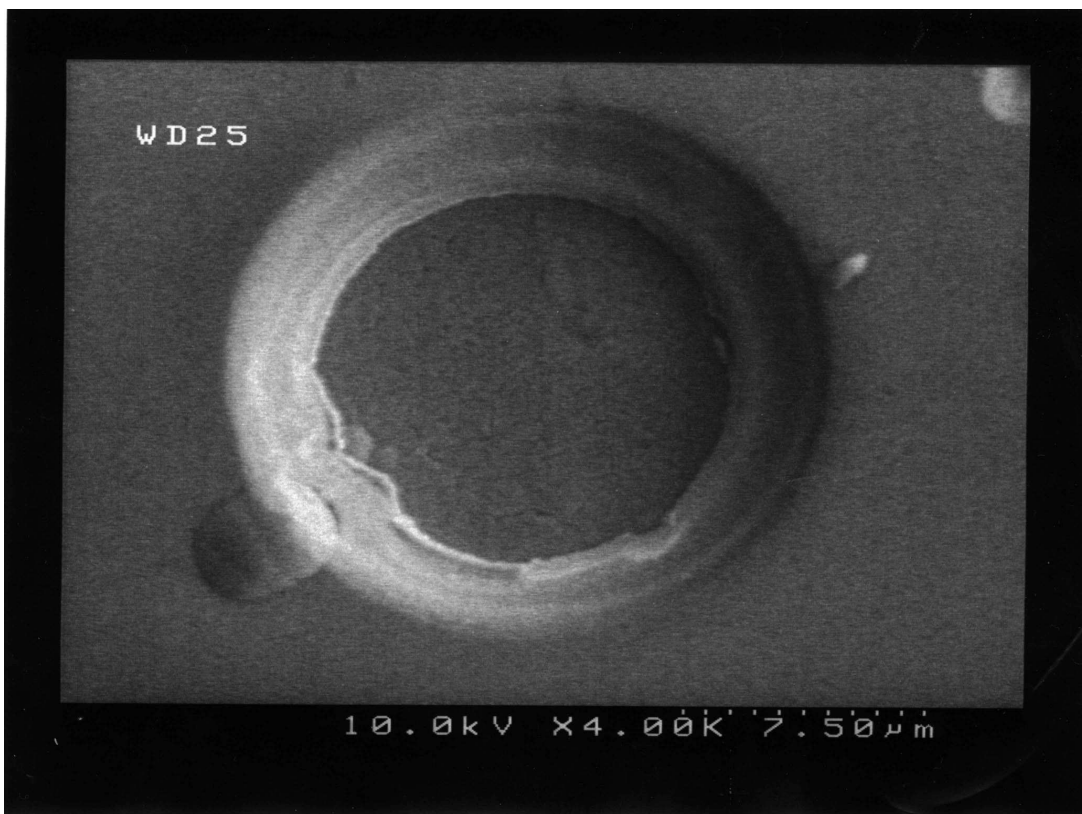


Image 4 : trou à la surface du traitement.

Annexe 6

Transmission du germanium

Afin de mettre en évidence et de quantifier les problèmes d'absorption thermo-induite dans une lame de germanium nous avons mesuré la transmission d'une lame de 4,2 mm d'épaisseur en fonction de sa température. La lame était montée dans un four que nous avons placé dans un spectromètre en transmission. Nous avons ainsi pu mesurer la transmission de la lame à partir de la température ambiante et jusqu'à 157°C (Figure 1).

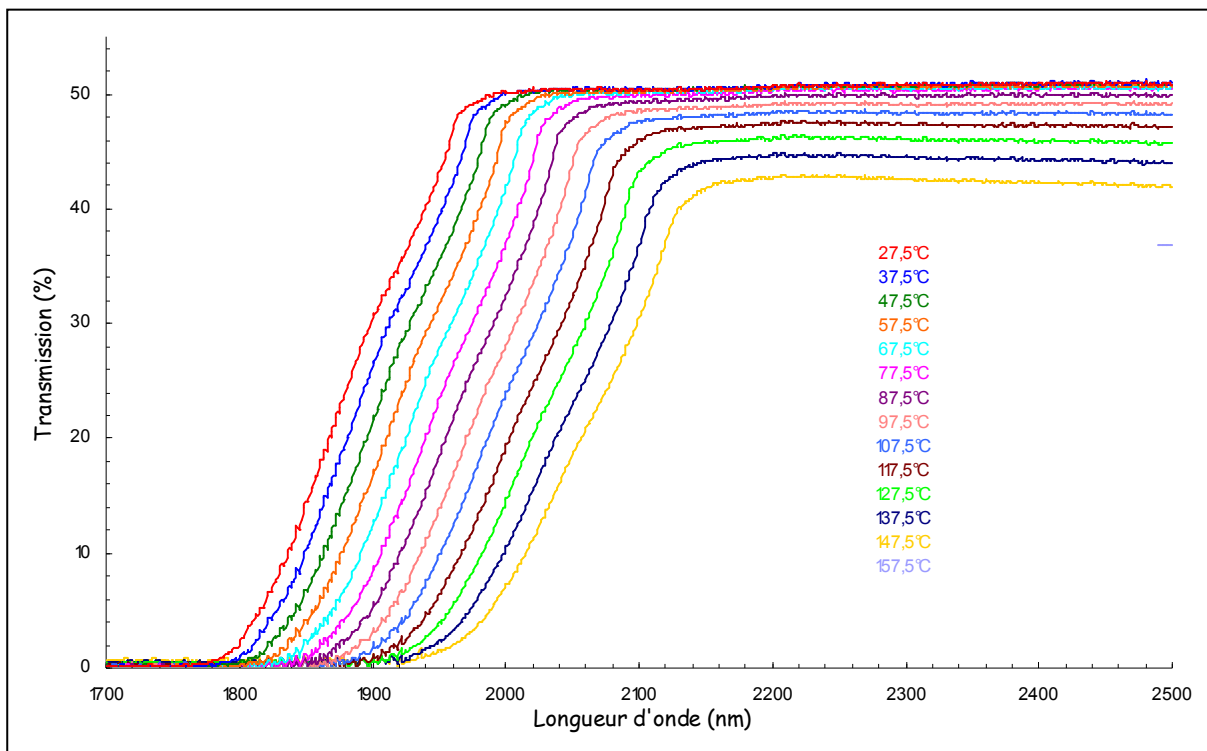


Figure 1 – Transmission du germanium pour une épaisseur de 4,2 mm en fonction de la température.

La lame que nous avons utilisée avait une ouverture dans le spectromètre de 5×5 mm², et une épaisseur de 4,2 mm. Les mesures que nous avons effectuées ne sont pas absolues étant donné que nous n'avions pas suffisamment d'ouverture pour obtenir des valeurs de transmission correctes.

En effet, si on prend les équations de Sellmeier du germanium données par Barnes en 1979, [Barnes,79], l'indice pour une longueur d'onde de 2,5 μm vaut 3,94, ce qui implique une transmission à travers deux dioptres air/germanium de 42 % à 27°C, alors que la transmission que nous avons mesurée est de 50,9 %.

Cependant on peut considérer que l'évolution en température est valable.

Nous définissons donc un coefficient d'absorption relatif dû à la température t à la longueur d'onde de 2,5 μm par :

$$\alpha_{temp}(t) = -\frac{1}{\text{épaisseur}} \ln \left(\frac{T_{relative}(t)}{T_{interfaces}(t)} \right),$$

où

$$T_{relative}(t) = \frac{T_{mesurée}(t)}{T_{maximale\ mesurée}} \cdot T_{interfaces\ pour\ 27,5^{\circ}\text{C}}$$

en considérant $T_{mesurée}$ la valeur de la transmission mesurée au spectromètre ; $T_{maximale\ mesurée}$ la valeur de transmission mesurée maximale, ici à 27,5°C ; $T_{interfaces\ pour\ 27,5^{\circ}\text{C}}$ la transmission par les dioptres air/germanium et germanium/air calculée à partir des indices donnés par l'équation de Sellmeier sus citée à 27,5 °C ; $T_{interfaces}$ la transmission par les dioptres air/germanium et germanium/air à la température considérée.

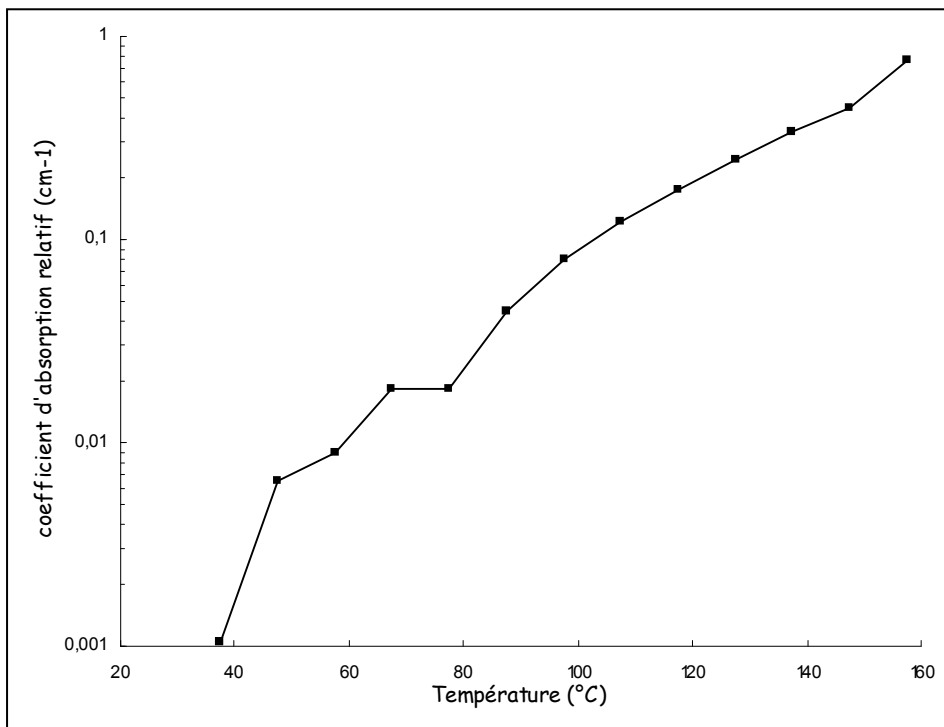


Figure 2 – évolution du coefficient d'absorption relatif en fonction de la température.

Nous avons représenté l'évolution du coefficient α_{temp} en fonction de la température *Figure 2*. Nous pouvons remarquer qu'il croît quasiment exponentiellement sur la plage de températures allant de 50°C à la température maximale.

Bibliographie

- [Akagawa,97] Akagawa, Wada, Tashiro, "High-speed optical parametric oscillator pumped with an electronically tuned Ti:sapphire laser", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 10, 234-237 (1997)
- [Akhmanov,62] Akhmanov, Khokhlov, "Concerning one possibility of amplification of light waves", J. Exptl. Theoret. Phys., Vol. 16, No. 1, 252-254 (1963) [translated from J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.), Vol. 43, 351-353 (1962)]
- [Akhmanov,66] Akhmanov, Kovrygin, Kolosov, Piskarskas, Fadeev, Khokhlov, "Tunable parametric light generator with KDP crystal", J. Exptl. Theoret. Phys. Letters, Vol. 3, 241 (1966)
- [Akhmanov,75] Akhmanov, Kovrygin, Sukhorukov, "Optical harmonic generation and optical frequency multipliers", in "Quantum electronics: a treatise", Vol. I Nonlinear optics, Part B, Academic Press Inc., New York, 475-586 (1975)
- [Allik,98] Allik, Chandra, Schunemann, Ketteridge, Lee, Pollak, Chicklis, Hutchinson, "3.5 μm pumped NCPM ZnGeP₂ OPO", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 19, 230-232 (1998)
- [Allik,99] Allik, Ahl, Chandra, Hutchinson, Hovis, Fox, Newman, "Refinements and additional characterization of an 8 - 12 μm tandem OPO design", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 26, 525-528 (1999)
- [Arbore,97a] Arbore, Marco, Fejer, "Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings", Opt. Lett., Vol. 22, No. 12, 865-867 (1997)
- [Arbore,97b] Arbore, Galvanauskas, Harter, Chou, Fejer, "Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate", Opt. Lett., Vol. 22, No. 17, 1341-1343 (1997)
- [Arisholm,00] Arisholm, Lippert, Rustad, Stenersen, "Effect of resonator length on a doubly resonant optical parametric oscillator pumped by a multilongitudinal-mode beam", Opt. Lett., Vol. 25, No. 22, 1654-1656 (2000)
- [Arisholm,02a] Arisholm, "Optical parametric oscillator for narrow-band conversion to a single polarization", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 68, 93-97 (2002)
- [Arisholm,02b] Arisholm, Lippert, Rustad, Stenersen, "Efficient conversion from 1 to 2 μm by a KTP-based ring optical parametric oscillator", Opt. Lett., Vol. 27, No. 15, 1336-1338 (2002)
- [Armstrong,62] Armstrong, Bloembergen, Ducuing, Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", Phys. Review, Vol. 127, No. 6, 1918-1939 (1962)

- [Armstrong,97] Armstrong, Alford, Raymond, Smith, Bowers, "Parametric amplification and oscillation with walkoff-compensating crystals", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 4, No. 2, 460-474 (1997)
- [Armstrong,02] Armstrong, Smith, "Demonstration of improved beam quality in an image-rotating optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 1, 40-42 (2002)
- [Artigas,02] Artigas, Reid, Fejer, Torner, "Pulse compression and gain enhancement in a degenerate optical parametric amplifier based on aperiodically poled crystals", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 6, 4442-444 (2002)
- [Barnes,76] Barnes, Corcoran, "Parametric generation processes: spectral bandwidth and acceptance angles", *Appl. Opt.*, Vol. 15, No. 3, 696-699 (1976)
- [Barnes,79] Barnes, Piltch, "Temperature-dependant Sellmeier coefficients and nonlinear optics average power limit for germanium", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 69, No. 1, 178-180 (1979)
- [Barnes,95] Barnes, Williams-Byrd, "Average power effects in parametric oscillators and amplifiers", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, No. 1, 124-131 (1995)
- [Barraco,01] Barraco, "Sources laser tout solide accordables à base de matériau Nd:PPLN", thèse de doctorat, École Polytechnique, Palaiseau (2001)
- [Barraco,02] Barraco, Grisard, Lallier, Bourdon, Pocholle, "Self-optical parametric oscillation in periodically poled neodymium-doped lithium niobate", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 17, 1540-1542 (2002)
- [Bass,62] Bass, Franken, Hill, Peters, Weinreich, "Optical mixing", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 8, No. 1, 18 (1962)
- [Bey,67] Bey, Giuliani, Rabin, "Generation of a phase-matched optical third harmonic by introduction of anomalous dispersion into a liquid medium", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 19, No. 15, 819-821 (1967)
- [Bhar,72] Bhar, Hanna, Luther-Davies, Smith, "Tunable down-conversion from an optical parametric oscillator", *Opt. Commun.*, Vol. 6, No. 4, 323-326 (1972)
- [Bhar,90] Bhar, Chatterjee, "Analyses of phase-matching for noncollinear three-wave mixing in uniaxial crystals", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 29, No. 6, 1103-1107 (1990)
- [Bierlein,89] Bierlein, "Potassium Titanyl Phosphate (KTP): properties, recent advances and new applications", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 1104, 2-12 (1989)
- [Bjorkholm,69] Bjorkholm, Danielmeyer, "Frequency control of a pulsed parametric oscillator by radiation injection", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 15, 171 (1969)
- [Bortz,94] Bortz, Fujimura, Fejer, "Increased acceptance bandwidth for quasi-phases-matched second harmonic generation in LiNbO_3 waveguides", *Electron. Lett.*, Vol. 30, No. 1, 34-35 (1994)
- [Bosenberg,96a] Bosenberg, Drobshoff, Myers, "High-power, high-repetition-rate optical parametric oscillator based on periodically-poled LiNbO_3 ", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 1, 32-34 (1996)
- [Bosenberg,96b] Bosenberg, Drobshoff, Alexander, Myers, Byer, "Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO_3 ", *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 10, 713-715 (1996)

- [Bourliaguet,99] Bourliaguet, Mugnier, Kermène, Barthélémy, Froehly, "Pulsed OPO brightness improvement by means of intracavity spatial filtering", *Opt. Commun.*, Vol. 167, 177-182 (1999)
- [Boyd,65] Boyd, Ashkin, Dziedzic, Kleinman, "Second-harmonic generation of light with double refraction", *Phys. Rev.*, Vol. 137, No. 4, A1305-A1320 (1965)
- [Boyd,66a] Boyd, Patel, "Enhancement of optical second-harmonic generation (SHG) by reflection phase matching in ZnS and GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 8, No. 12, 313-315 (1966)
- [Boyd, 66b] Boyd, Ashkin, "Theory of parametric oscillator threshold with single-mode optical masers and observation of amplification in LiNbO₃", *Phys. Rev.*, Vol. 146, No. 1, 187-198 (1966)
- [Boyd,92] Boyd, "Nonlinear Optics", Academic Press Inc., San Diego (1992)
- [Bréhat,89] Bréhat, Wyncke, "Calculation of double-refraction walk-off angle along the phase-matching directions in non-linear biaxial crystals", *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, Vol. 22, 1891-1898 (1989)
- [Brosnan,79] Brosnan, Byer, "Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 15, No. 6, 415-431 (1979)
- [Brown,97] Brown, Bowers, "High energy, near diffraction limited output from optical parametric oscillators using unstable resonators", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 2986, 113-122 (1997)
- [Brown,99] Brown, "High energy, tunable, single frequency optical parametric oscillator system", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 26, 522-524 (1999)
- [Budni,97] Budni, Pomeranz, Schunemann, Pollak, Chicklis, "Saturated gain in ZnGeP₂ optical parametric amplifiers", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 256-258 (1997)
- [Butterworth,94] Butterworth, McCarthy, Hanna, "Efficient operation of an all-solid-state synchronously-pumped lithium triborate optical parametric oscillator", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 20, 421-424 (1994)
- [Burnham,89] Burnham, Dlabal, Koechner, Stolzenberger, Pinto, "Optical parametric conversion in KTiOPO₄ (KTP)", in *Growth, characterization, and applications of laser host and nonlinear crystals*, SPIE, 33-43 (1989)
- [Burns,94] Burns, McElhanon, Goldberg, "Second harmonic generation in field poled, quasi-phase-matched, bulk LiNbO₃", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 6, No. 2, 252-254 (1994)
- [Byer,68a] Byer, Harris, "Power and bandwidth of spontaneous parametric emission", *Phys. Rev.*, Vol. 168, No. 3, 1064-1068 (1968)
- [Byer,68b] Byer, Oshman, Young, Harris, "Visible CW parametric oscillator", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 13, 109 (1968)
- [Byer,77] Byer, "Parametric oscillators and nonlinear materials", *Nonlinear Optics*, edited by Harper and Wherrett, 47-160 (1977)
- [Cassedy,79] Cassedy, Jain, "A theoretical study of injection tuning of optical parametric oscillators", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 15, 1290 (1979)

- [Chandra,96] Chandra, Allik, Hutchinson, Bowers, "Improved OPO brightness with a GRM non-confocal unstable resonator", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 1, 177-178 (1996)
- [Chandra,97] Chandra, Allik, Hutchinson, Utano, Catella, "OPO performance in the 6-14 μm band from 1.57 μm pumped AgGaSe₂", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 10, 270-273 (1997)
- [Chen,89] Chen, Wu, Jiang, Wu, You, Li, Lin, "New nonlinear-optical crystal: LiB₃O₅", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 6, No. 4, 616-621 (1989)
- [Chen,94] Chen, Risk, "Periodic poling of KTiOPO₄ using an applied electric field", Electron. Lett., Vol. 30, No. 18, 1516-1517 (1994)
- [Chen,00] Chen, Masters, "CW 4.3 μm intracavity difference frequency generation in an optical parametric oscillator", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 34, 262-265 (2000)
- [Chen,01] Chen, Mouret, Boucher, Tittel, "Mid-infrared gas detection using continuous-wave difference frequency generation in periodically poled RbTiOAsO₄", Appl. Phys. B, Vol. 72, 873-876 (2001)
- [Cheung,99] Cheung, Palese, Injeyan, Hoefer, Hilyard, Komine, Berg, Bosenberg, "High power conversion to mid-IR using KTP and ZGP OPOs", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 19, 514-517 (1999)
- [Chou,99] Chou, Parameswaran, Fejer, Brener, "Multiple-channel wavelength conversion by use of engineered quasi-phase-matching structures in LiNbO₃ waveguides", Opt. Lett., Vol. 24, No. 16, 1157-1159 (1999)
- [Chuang,97] Chuang, Burnham, Jones, "All solid-state mid infrared laser source", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 10, 262-264 (1997)
- [Chuang,98] Chuang, Burnham, "Multiband mid infrared OPO using PPLN pumped at 1.54 μm ", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 19, 249-252 (1998)
- [Chuang,99] Chuang, Burnham, "High electrical-to-optical efficiency, mid infrared intracavity OPO using periodically poled lithium niobate", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 26, 534-541 (1999)
- [Colville,94] Colville, Padgett, Dunn, "Smooth frequency tuning from optical parametric oscillators: the transition from single- to dual-cavity oscillators", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 20, 438-442 (1994)
- [Dearborn,98] Dearborn, Koch, Moore, Diels, "Greater than 100% photon-conversion efficiency from an optical parametric oscillator with intracavity difference-frequency mixing", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 19, 240-244 (1998)
- [Debuisschert,96] Debuisschert, Raffy, Pocholle, Papuchon, "Intracavity optical parametric oscillator: study of the dynamics in pulsed regime", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 13, No. 7, 2569-1587 (1996)
- [Debuisschert,98] Debuisschert, Raffy, Becouarn, Lallier, Pocholle, "High beam quality unstable cavity infrared optical parametric oscillator", Proceedings of the SPIE, Vol. 3267, 170-180 (1998)
- [Debuisschert,00] Debuisschert, Raffy, Dupont, Pocholle, "Nanosecond optical parametric oscillators", C. R. Acad. Sci. Paris, t. 1, Série IV, 561-583 (2000)

- [Dolinchuk,94] Dolinchuk, Kornienko, Zadorozhnyi, "Noncritical vectorial phase matchings in nonlinear optics of crystals and infrared up-conversion", *Infrared Phys. Technol.*, Vol. 35, No. 7, 881-895 (1994)
- [Drag,02] Drag, Desormeaux, Lefebvre, Rosencher, "Entangled-cavity optical parametric oscillator for mid-infrared pulsed single-longitudinal-mode operation", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 14, 1238-1240 (2002)
- [Dubois,97a] Dubois, Lépine, Georges, Brun, "OPO radiance optimization using a numerical model", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 394-398 (1997)
- [Dubois,97b] Dubois, "Étude expérimentale et simulations numériques d'oscillateurs paramétriques optiques en régime nanoseconde", thèse de doctorat n°5084, Université Paris-Sud, Orsay (1997)
- [Dubois,98] Dubois, Victori, Lépine, Georges, Brun, "High-repetition-rate eyesafe intracavity optical parametric oscillator", *Appl. Phys. B*, Vol. 67, 181-183 (1998)
- [Ebbbers,96] Ebbbers, Velsko, "Optical and thermo-optical characterization of KTP and its isomorphs for 1.06 μm pumped OPO's", in *Nonlinear Frequency Generation and Conversion (SPIE)*, 227-239 (1996)
- [Ebrahimzadeh,99] Ebrahimzadeh, Turnbull, Edwards, Stothard, Lindsay, Dunn, "Intracavity continuous-wave singly resonant optical parametric oscillators", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, No. 9, 1499-1511 (1999)
- [Eckardt,91] Eckardt, Nabors, Kozlovsky, Byer, "Optical parametric oscillator frequency tuning and control", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, No. 3, 646-667 (1991)
- [Elder,00] Elder, Terry, "Efficient conversion into the near- and mid-infrared using a PPLN OPO", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol. 2, L19-L23 (2000)
- [Englander,96] Englander, Lavi, Lallouz, "Efficient tunable intra-cavity OPO in the mid-IR", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 1, 155-157 (1996)
- [Ewbank,97] Ewbank, Rosker, Bennett, "Frequency tuning a mid-infrared optical parametric oscillator by the electro-optic effect", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 14, No. 3, 666-671 (1997)
- [Falk,69] Falk, Murray, "Single-cavity noncollinear optical parametric oscillation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 14, No. 8, 245-247 (1969)
- [Falk,71] Falk, "Instabilities in the doubly resonant parametric oscillator: a theoretical analysis", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 7, No. 6, 230-235 (1971)
- [Farmer,99] Farmer, Bowers, Scharpf, "High brightness eyesafe optical parametric oscillator using confocal unstable resonators", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 26, 567-571 (1999)
- [Fedulov,65] Fedulov, Shapiro, Ladyzhinskii, "The growth of crystals of LiNbO_3 , LiTaO_3 and NaNbO_3 by the Czochralski method", *Sov. Phys. - Crystallography*, Vol. 10, No. 2, 218-220 (1965)
- [Feisst,85] Feisst, Koidl, "Current induced periodic ferroelectric domain structures in LiNbO_3 applied for efficient nonlinear optical frequency mixing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 47, No. 11, 1125-1127 (1985)

- [Fejer,92] Fejer, Magel, Jundt, Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 8, No. 11, 2631-2654 (1992)
- [Feng,80] Feng, Ming, Hong, Yang, Zhu, Yang, Wang, "Enhancement of second-harmonic generation in LiNbO₃ crystals with periodic laminar ferroelectric domains", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 37, No. 7, 607-609 (1980)
- [Fève,01] Fève, Pacaud, Boulanger, Ménaert, Hellström, Pasiškevičius, Laurell, "Widely and continuously tunable optical parametric oscillator based on a cylindrical periodically poled KTiOPO₄ crystal", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 23, 1882-1884 (2001)
- [Fève,02] Fève, Pacaud, Boulanger, Ménaert, Renard, "Tunable phase-matched optical parametric oscillators based on a cylindrical crystal", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, No. 2, 222-233 (2002)
- [Fix,96] Fix, Wallenstein, "Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators: experimental investigation and numerical analysis", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 3, No. 11, 2484-2497 (1996)
- [Fradkin,99] Fradkin, Arie, Skliar, Rosenman, "Tunable midinfrared source by difference frequency generation in bulk periodically poled KTiOPO₄", *Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 7, 914-916 (1999)
- [Fradkin-Kashi,01] Fradkin-Kashi, Arie, Urenski, Rosenman, "Characterization of optical and nonlinear properties of periodically-poled RbTiOAsO₄ in the mid-infrared range via difference-frequency generation", *Appl. Phys. B*, Vol. 71, 251-255 (2001)
- [Franken,61] Franken, Hill, Peters, Weinreich, "Generation of optical harmonics", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 7, No. 4, 118-119 (1961)
- [Ganikhanov,01] Ganikhanov, Caughey, Vodopyanov, "Narrow-linewidth middle-infrared ZnGeP₂ optical parametric oscillator", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, No. 6, 818-822 (2001)
- [Gerstenberger,93] Gerstenberger, Wallace, "Continuous-wave operation of a doubly resonant lithium niobate optical parametric oscillator system tunable from 966 to 1185 nm", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 10, No. 9, 1681-1683 (1993)
- [Giallorenzi,68] Giallorenzi, Tang, "Quantum theory of spontaneous parametric scattering of intense light", *Phys. Rev.*, Vol. 166, No. 2, 225-233 (1968)
- [Gibson,98] Gibson, Turnbull, Ebrahimzadeh, Dunn, Karlsson, Arvidsson, Laurell, "Temperature-tuned difference-frequency mixing in periodically poled KTiOPO₄", *Appl. Phys. B*, Vol. 67, 675-677 (1998)
- [Giordmaine,62] Giordmaine, "Mixing of light beams in crystals", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 8, No. 1, 19-20 (1962)
- [Giordmaine,65] Giordmaine, Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 14, No. 24, 973-976 (1965)
- [Giordmaine,66] Giordmaine, Miller, "Optical parametric oscillation in the visible spectrum", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 9, 298 (1966)
- [Goldberg,95] Goldberg, Burns, McElhanon, "Difference-frequency generation of tunable mid-infrared radiation in bulk periodically poled LiNbO₃", *Opt. Lett.*, Vol. 20, No. 11, 1280-1282 (1995)

- [Gordon,63] Gordon, Louisell, Walker, "Quantum fluctuations and noise in parametric processes. II.", *Phys. Rev.*, Vol. 129, No. 1, 481-485 (1963)
- [Gordon,93] Gordon, Woods, Eckardt, Route, Feigelson, Fejer, Byer, "Diffusion-bonded stacked GaAs for quasi-phase-matched second-harmonic generation of a carbon dioxide laser", *Electron. Lett.*, Vol. 29, No. 22, 1942-1944 (1993)
- [Greiner,97] Greiner, Klingenberg, "Picosecond intracavity optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 1, 43-45 (1997)
- [Grisard,01] Grisard, Lallier, Polgar, Peter, "3 mm-thick periodically poled lithium niobate", *Conference on Laser and Electro Optics*, paper CWA37 (2001)
- [Gupta,93] Gupta, Risk, Nutt, Lau, "Domain inversion in KTiOPO_4 using electron beam scanning", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 63, No. 9, 1167-1169 (1993)
- [Haidar,99] Haidar, Nakamura, Niwa, Masumoto, Ito, "Mid-infrared (5-12 μm) and limited (5.5-8.5- μm) single-knob tuning generated by difference-frequency mixing in single-crystal AgGaS_2 ", *Appl. Opt.*, Vol. 38, No. 9, 1798-1801 (1999)
- [Hanna,71] Hanna, Smith, Stanley, "Generation of tunable medium infrared radiation by optical mixing in proustite", *Opt. Commun.*, Vol. 4, No. 4, 300-303 (1971)
- [Hansson,97] Hansson, Smith, "2 μm wavelength pumped optical parametric oscillator using periodically-poled LiNbO_3 ", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 238-240 (1997)
- [Hansson,98] Hansson, Smith, "Mid-infrared-wavelength generation in 2- μm pumped periodically poled lithium niobate", *Appl. Opt.*, Vol. 37, No. 24, 5743-5746 (1998)
- [Harris,68] Harris, Wallace, Quate, "Acoustooptic tuning of optical parametric oscillators", *IEEE J. Quantum Electron.* (International Quantum Electron. Conference), Vol. 4, 354-355 (1968)
- [Harris,69] Harris, "Tunable optical parametric oscillators", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 57, No. 12, 2096-2113 (1969)
- [Harris,71] Harris, Miles, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 19, 385 (1971)
- [Hatanaka,00] Hatanaka, Nakamura, Taniuchi, Ito, Furukawa, Kitamura, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric LiTaO_3 ", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 9, 651-653 (2000)
- [Haycock,86] Haycock, Townsend, "A method of poling LiNbO_3 and LiTaO_3 below T_c ", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 48, No. 11, 698-700 (1986)
- [Hellström,99] Hellström, Pasiškevičius, Laurell, Karlsson, "Efficient nanosecond optical parametric oscillators based on PPKTP emitting in the 1.8-2.5- μm spectral region", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 17, 1233-1235 (1999)
- [Hellström,00a] Hellström, Pasiškevičius, Karlsson, Laurell, "High-power optical parametric oscillation in large-aperture periodically poled KTiOPO_4 ", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 3, 174-176 (2000)
- [Hellström,00b] Hellström, Pasiškevičius, Karlsson, Tellefsen, Laurell, "High power optical parametric oscillator with large aperture periodically poled KTiOPO_4 ", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 34, 275-279 (2000)

- [Helmfrid,91] Helmfrid, Arvidsson, "Influence of randomly varying domain lengths and nonuniform effective index on second-harmonic generation in quasi-phase-matching waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 8, No. 4, 797-804 (1991)
- [Herbst,74] Herbst, Fleming, Byer, "A 1.4-4 μm high-energy angle-tuned LiNbO_3 parametric oscillator", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 25, No. 9, 520-522 (1974)
- [Holtom,94] Holtom, Crowell, Xie, "Non-critically phase-matched femtosecond optical parametric oscillator near 3 microns", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 20, 407-409 (1994)
- [Hsu,01] Hsu, Yang, "Broadband infrared generation with noncollinear optical parametric processes on periodically poled LiNbO_3 ", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 18, 1412-1414 (2001)
- [Ishigame,91] Ishigame, Suhara, Nishihara, " LiNbO_3 waveguide second-harmonic generation device phase matched with a fan-out domain-inverted grating", *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 6, 375-377 (1991)
- [Isyanova,96] Isyanova, Rines, Welford, Moulton, "Tandem OPO source generating 1.5-10- μm wavelengths", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 1, 174-176 (1996)
- [Isyanova,99] Isyanova, Dergachev, Welford, Moulton, "Multi-wavelength, 1.5-10- μm tunable, tandem OPO", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 26, 548-553 (1999)
- [Isyanova,00] Isyanova, Moulton, "Injection-seeded, pump-enhanced, tunable KTA OPO", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 34, 280-285 (2000)
- [Ito,75] Ito, Naito, Inaba, "Generalized study on angular dependence of induced second-order nonlinear optical polarizations and phase matching in biaxial crystals", *J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 9, 3992-3998 (1975)
- [Ito,91] Ito, Takyu, Inaba, "Fabrication of periodic domain grating in LiNbO_3 by electron beam writing for application of nonlinear optical processes", *Electron. Lett.*, Vol. 27, No. 14, 1221-1222 (1991)
- [Jundt,91] Jundt, Magel, Fejer, Byer, "Periodically poled LiNbO_3 for high-efficiency second-harmonic generation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 59, No. 21, 2657-2659 (1991)
- [Jundt,99] Jundt, "Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate", *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 20, 1553-1555 (1999)
- [Karlsson,96] Karlsson, Laurell, Henriksson, Arvidsson, "Frequency doubling in periodically poled RbTiOAsO_4 ", *Electron. Lett.*, Vol. 32, No. 6, 556-557 (1996)
- [Karlsson,99a] Karlsson, Laurell, Cheng, "Periodic poling of RbTiOPO_4 for quasi-phase matched blue light generation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 11, 1519-1521 (1999)
- [Karlsson,99b] Karlsson, Olson, Arvidsson, Laurell, Bäder, Borsutzky, Wallenstein, Wickström, Gustafsson, "Nanosecond optical parametric oscillator based on large-aperture periodically poled RbTiOAsO_4 ", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 5, 330-332 (1999)
- [Kartaloğlu,98] Kartaloğlu, Köprülü, Aytür, Sundheimer, Risk, "Femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled KTiOPO_4 ", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 1, 61-63 (1998)

- [Kato,92] Kato, "Temperature Insensitive SHG at 0,5321 μm in KTP", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 28, No. 10, 1974-1976 (1992)
- [Kaz,94a] Kaz, Burnham, Marshall, Pinto, "Non-critically phase-matched, degenerate 4 μm optical parametric oscillator", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 20, 443-446 (1994)
- [Kaz,94b] Kaz, Marshall, Pinto, Utano, "Scaling optical parametric oscillators in power, energy, and beam quality", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 20, 466-470 (1994)
- [Kennedy,98] Kennedy, Reid, Miller, Ebrahimzadeh, Karlsson, Arvidsson, Laurell, "Near- to mid-infrared picosecond optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄", Opt. Lett., Vol. 23, No. 7, 503-505 (1998)
- [Kitamura,98] Kitamura, Furukawa, Niwa, Gopalan, Mitchell, "Crystal growth and low coercive field 180° domain switching characteristics of stoichiometric LiTaO₃", Appl. Phys. Lett., Vol. 73, No. 21, 3073-3075 (1998)
- [Kitaoka,96] Kitaoka, Mizuuchi, Yamamoto, Kato, Sasaki, "Intracavity second-harmonic generation with a periodically domain-inverted LiTaO₃ device", Opt. Lett., Vol. 21, No. 24, 1972-1994 (1996)
- [Klein,01] Klein, Robertson, Tremont, Wallenstein, Boller, "Rapid infrared wavelength access with a picosecond PPLN OPO synchronously pumped by a mode-locked diode laser", Appl. Phys. B, Vol. 73, 1-10 (2001)
- [Kleinman,62a] Kleinman, "Nonlinear dielectric polarization in optical media", Phys. Rev., Vol. 126, No. 6, 1977-1979 (1962)
- [Kleinman,62b] Kleinman, "Theory of second harmonic generation of light", Phys. Rev., Vol. 128, No. 4, 1761-1775 (1962)
- [Kleinman,68] Kleinman, "Theory of optical parametric noise", Phys. Rev., Vol. 174, No. 3, 1027-1041 (1968)
- [Koch,95] Koch, Moore, Cheung, "Optical parametric oscillation with intracavity difference-frequency mixing", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 12, No. 11, 2268-2273 (1995)
- [Kreuzer,67] Kreuzer, "Ruby-laser-pumped optical parametric oscillator with electro-optic effect tuning", Appl. Phys. Lett., Vol. 10, No. 12, 336-338 (1967)
- [Kroll,62] Kroll, "Parametric amplification in spatially extended media and application to the design of tuneable oscillators at optical frequencies", Phys. Rev., Vol. 127, No. 4, 1207-1211 (1962)
- [Lallier,98] Lallier, Becouarn, Brévignon, Lehoux, "Infrared difference frequency generation with quasi-phase-matched GaAs", Electron. Lett., Vol. 34, No. 16, 1609-1611 (1998)
- [Lavi,96] Lavi, Englander, Lallouz, "Highly efficient low-threshold tunable all-solid-state intracavity optical parametric oscillator in the mid infrared", Opt. Lett., Vol. 21, No. 11, 800-802 (1996)
- [Lee,93] Lee, Wong, "Stabilization and tuning of a doubly resonant optical parametric oscillator", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 10, No. 9, 1659-1667 (1993)
- [Lee,98] Lee, Wong, "Tuning characteristics of a cw dual-cavity KTP optical parametric oscillator", Appl. Phys. B, Vol. 66, 133-143 (1998)

- [Lin,90] Lin, Montgomery, "Generation of tunable mid-IR (1.8-2.4 μm) laser from optical parametric oscillator in KTP", *Opt. Commun.*, Vol. 75, No. 3, 315-320 (1990)
- [Louisell,61] Louisell, Yariv, Siegman, "Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I.", *Phys. Rev.*, Vol. 124, No. 6, 1646-1654 (1961)
- [Loza-Alvarez,99] Loza-Alvarez, Reid, Ebrahimzadeh, Sibbett, Karlsson, Henriksson, Arvidsson, Laurell, "Periodically poled RbTiOAsO₄ femtosecond optical parametric oscillator tunable from 1.38 to 1.58 μm ", *Appl. Phys. B*, Vol. 68, 177-180 (1999)
- [Lu,99] Lu, Zheng, Lu, Ming, Xu, "Frequency tuning of optical parametric generator in periodically poled optical superlattice LiNbO₃ by electro-optic effect", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, No. 1, 123-125 (1999)
- [Maeda,99] Maeda, Susuki, Kogoshi, "Efficiency map of quasi-phase-matched device", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 26, 594-598 (1999)
- [Magde,67] Magde, Scarlet, Mahr, "Noncollinear parametric scattering of visible light", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 11, No. 12, 381-383 (1967)
- [Magel,90] Magel, Fejer, Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO₃", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, No. 2, 108-110 (1990)
- [Maker,62] Maker, Terhune, Nisenoff, Savage, "Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 8, No. 1, 21-22 (1962)
- [Manley,56] Manley, Rowe, "Some general properties of nonlinear elements - part 1 : general energy relations", *Proceedings of the IRE*, Vol. 44, 904-914 (1956)
- [Marshall,93] Marshall, Kaz, "Eye-safe output from noncritically phase-matched parametric oscillators", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 10, No. 9, 1730-1736 (1993)
- [Matthews,97] Matthews, Marshall, Myers, Ewing, "Six-wavelength PPLN OPO", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 244-246 (1997)
- [McEwan,00] McEwan, Terry, "A tandem periodically-poled lithium niobate (PPLN) optical parametric oscillator (OPO)", *Opt. Commun.*, Vol. 182, 423-432 (2000)
- [McIlroy,91] McIlroy, Nesbitt, "Narrow band 1.2-2.2 μm light via cw Nd:YAG/dye laser difference frequency generation: application to the overtone absorption spectrum of ArHF", *Chem. Phys. Lett.*, Vol. 187, 215 (1991)
- [McMullen,75] McMullen, "Optical parametric interactions in isotropic materials using a phase-corrected stack of nonlinear dielectric plates", *J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 7, 3076-3081 (1975)
- [Meng,01] Meng, Diels, Kuehlke, Batchko, Byer, "Bidirectional, synchronously pumped, ring optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 5, 265-267 (2001)
- [Mennerat,98] Mennerat, Kupecek, "High-energy narrow-linewidth tunable source in the mid infrared", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 19, 269-272 (1998)
- [Mennerat,00] Mennerat, "Conception, modélisation et réalisation d'une source cohérente de forte énergie accordable dans le moyen infrarouge", thèse de doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2000)

- [Mertz,91] Mertz, Debuisschert, Heidmann, Fabre, Giacobino, "Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams", *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 16, 1234-1236 (1991)
- [Meyn,99] Meyn, Klein, Woll, Wallenstein, "Periodically poled potassium niobate for second-harmonic generation at 463 nm", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 16, 1154-1156 (1999)
- [Michael,86] Michael, Kolenbrander, Lisy, "New cavity design for a LiNbO₃ optical parametric oscillator", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 57, No. 6, 1210-1212 (1986)
- [Micheli,95] de Micheli, "Oscillateur paramétrique optique en configuration de quasi-accord de phase", *Ann. Phys. Fr.*, Vol. 20, 517-526 (1995)
- [Midwinter,65] Midwinter, Warner, "The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization", *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 16, 1135-1142 (1965)
- [Midwinter,69] Midwinter, "Infrared up conversion in lithium-niobate with large bandwidth and solid acceptance angle", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 14, No. 1, 29-32 (1969)
- [Miller,62] Miller, Savage, "Harmonic generation and mixing of CaWO₄:Nd³⁺ and ruby pulsed laser beams in piezoelectric crystals", *Phys. Rev.*, Vol. 128, No. 5, 2175-2179 (1962)
- [Miller,64] Miller, "Optical harmonic generation in single crystal BaTiO₃", *Phys. Rev.*, Vol. 134, No. 5, A1313-A1319 (1964)
- [Miller,66] Miller, Savage, "Temperature dependence of the optical properties of ferroelectric LiNbO₃ and LiTaO₃", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 9, No. 4, 169-171 (1966)
- [Missey,97] Missey, Dominic, Myers, Littell, Eckardt, "High-energy OPO based on a diffusion-bonded stack of PPLN plates", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 247-252 (1997)
- [Missey,98] Missey, Dominic, Myers, Eckardt, "Diffusion-bonded stacks of periodically poled lithium niobate", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 9, 664-666 (1998)
- [Missey,00] Missey, Dominic, Powers, Schepler, "Aperture scaling effects with monolithic periodically poled lithium niobate optical parametric oscillators and generators", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 4, 248-250 (2000)
- [Mizuuchi,98] Mizuuchi, Yamamoto, "Waveguide second-harmonic generation device with broadened flat quasi-phase-matching response by use of a grating structure with located phase shifts", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 24, 1880-1882 (1998)
- [Mollow,67] Mollow, Glauber, "Quantum theory of parametric amplification. I", *Phys. Rev.*, Vol. 160, No. 5, 1076-1096 (1967)
- [Momose,96] Momose, Wakabayashi, Shida, "Tunable-narrow-linewidth continuous-wave mid-infrared light generation by difference-frequency mixing", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 13, No. 8, 1706-1711 (1996)
- [Montant,01] Montant, Guillet de Chatellus, Freysz, "Laser-induced quasi-phase matching in thermally poled glasses", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 11, 837-839 (2001)
- [Moore,93] Moore, Koch, "Optical parametric oscillation with intra-cavity sum-frequency generation", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 29, 961-969 (1993)

- [Moore,96] Moore, Koch, "The tandem optical parametric oscillator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 32, No. 12, 2085-2094 (1996)
- [Mukherjee,90] Mukherjee, Brueck, Wu, "Electric field induced second harmonic generation in PLZT", *Opt. Commun.*, Vol. 76, No. 3, 220-223 (1990)
- [Muzart,72] Muzart, Bellon, Argüello, Leite, "Génération de seconde harmonique non colinéaire et colinéaire dans ZnS. Accord de phase ("phase matching") par la structure lamellaire du cristal", *Opt. Commun.*, Vol. 6, No. 4, 329-332 (1972)
- [Myers,91] Myers, Mukherjee, Brueck, "Large second-order nonlinearity in poled fused silica", *Opt. Lett.*, Vol. 16, No. 22, 1732-1734 (1991)
- [Myers,95a] Myers, Eckardt, Fejer, Byer, Bosenberg, Pierce, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, No. 11, 2102-2116 (1995)
- [Myers,95b] Myers, Miller, Eckardt, Fejer, Byer, Bosenberg, "Quasi-phase-matched 1.064- μ m-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃", *Opt. Lett.*, Vol. 20, No. 1, 52-54 (1995)
- [Myers,96a] Myers, Eckardt, Fejer, Byer, Bosenberg, "Multigrating quasi-phase-matched optical parametric oscillator in periodically poled LiNbO₃", *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 8, 591-593 (1996)
- [Myers,96b] Myers, Bosenberg, Alexander, Arbore, Fejer, Byer, "CW singly resonant optical parametric oscillators based on 1.064- μ m-pumped periodically poled LiNbO₃", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 1, 35-37 (1996)
- [Myers,97] Myers, Bosenberg, "Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 33, No. 10, 1663-1672 (1997)
- [Nabors,97] Nabors, Frangineas, "OPO with bi-noncollinear, Porro prism cavity", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 90-93 (1997)
- [Neuman,96] Neuman, Velsko, "Effect of cavity design on optical parametric oscillator performance", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 17, 179-181 (1996)
- [Norme 11146,99] Norme Internationale ISO 11146, "Lasers et équipements associés aux lasers - Méthodes d'essai des paramètres des faisceaux laser - Largeurs du faisceau, angle de divergence et facteur de propagation du faisceau", 1999
- [O'Brien,99] O'Brien, Missey, Powers, Dominic, Schepler, "Electro-optic spectral tuning in a continuous-wave, asymmetric-duty-cycle, periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 23, 1750-1752 (1999)
- [Okada,76] Okada, Takizawa, Ieiri, "Second harmonic generation by periodic laminar structure of nonlinear optical crystal", *Opt. Commun.*, Vol. 18, No. 3, 331-334 (1976)
- [Pacaud,00a] Pacaud, Boulanger, Fève, Ménaert, "First OPO based on a cylindrical optical crystal", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 34, 312-314 (2000)
- [Pacaud,00b] Pacaud, Fève, Boulanger, Ménaert, "Cylindrical KTiOPO₄ crystal for enhanced angular tunability of phase-matched optical parametric oscillators", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 10, 737-739 (2000)

- [Pacaud,01] Pacaud, "Oscillateurs paramétriques optiques basés sur des cristaux de géométrie cylindrique", thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble (2001)
- [Paiss,00] Paiss, Lebiush, Tzuk, Ehrlich, Lavi, "Continuous wave intra-cavity periodically-poled lithium niobate optical parametric oscillator", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 34, 293-299 (2000)
- [Pasiškevičius,00a] Pasiškevičius, Freitag, Karlsson, Hellström, Laurell, "Low-threshold mid-infrared optical parametric oscillation in periodically poled KTiOPO₄", Proceedings of the SPIE, Vol. 3928, 2-8 (2000)
- [Pasiškevičius,00b] Pasiškevičius, Hellström, Wang, Tellefsen, Laurell, Smilgevičius, Stabinis, Piskarskas, "Broadly tunable noncollinear optical parametric oscillator with periodically poled KTiOPO₄", in "Nonlinear materials, devices, and applications", Proceedings of the SPIE, Vol. 3928, 37-42 (2000)
- [Pasiškevičius,02] Pasiškevičius, Holmgren, Wang, Laurell, "Simultaneous second-harmonic generation with two orthogonal polarization states in periodically poled KTP", Opt. Lett., Vol. 27, No. 18, 1628-1630 (2002)
- [Peltz,01] Peltz, Bäder, Borsutzky, Wallenstein, Hellström, Karlsson, Pasiškevičius, Laurell, "Optical parametric oscillators for high pulse energy and high average power operation based on large aperture periodically poled KTP and RTA", Appl. Phys. B, Vol. 73, 663-670 (2001)
- [Persephonis,98] Persephonis, Peter, "CW laser at 1.6 to 1.9 μm through cascaded fiber Raman", Proc. SPIE Vol. 3423, 65-67 (1998)
- [Phua,98a] Phua, Lai, Wu, Chong, "Coupled tandem optical parametric oscillator (OPO): an OPO within an OPO", Opt. Lett., Vol. 23, No. 16, 1262-1264 (1998)
- [Phua,98b] Phua, Wu, Fong, Chong, "Nanosecond MIR AgGaS₂ OPO and its numerical modelling", OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers, Vol. 19, 273-281 (1998)
- [Phua,99] Phua, Lai, Wu, Chong, "High-efficiency mid-infrared ZnGeP₂ optical parametric oscillator in a multimode-pumped tandem optical parametric oscillator", Appl. Opt., Vol. 38, No. 3, 563-565 (1999)
- [Phua,00] Phua, Lai, Wu, "Multiwatt high-repetition-rate 2- μm output from an intracavity KTiOPO₄ optical parametric oscillator", Appl. Opt., Vol. 39, No. 9, 1435-1439 (2000)
- [Piltch,76] Piltch, Cantrell, Sze, "Infrared second-harmonic generation in nonbirefringent cadmium telluride", J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 8, 3514-3517 (1976).
- [Pine,74] Pine, "Doppler-limited molecular spectroscopy by difference-frequency mixing", J. Opt. Soc. Am., Vol. 64, No. 12, 1683-1690 (1974)
- [Podlipensky,01] Podlipensky, Shcherbitsky, Kuleshov, Levchenko, Mond, Heumann, Huber, Kretschmann, Kück, "Efficient laser operation and continuous-wave diode pumping of Cr²⁺:ZnSe single crystals", Appl. Phys. B, Vol. 72, 253-255 (2001)
- [Porzio,01] Porzio, Sciarrino, Chiummo, Fiorentino, Solimeno, "Twin beam correlation and single beam noise for triply resonant KTP OPOs", Opt. Commun., Vol. 194, 373-379 (2001)

- [Powers,98] Powers, Kulp, Bisson, "Continuous tuning of a continuous-wave periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator by use of a fan-out grating design", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 3, 159-161 (1998)
- [Raffy,93] Raffy, Debuisschert, Pocholle, Papuchon, "AgGaSe₂ OPO pumped by a LiNbO₃ OPO", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 15, 127-130 (1993)
- [Raffy,94] Raffy, Debuisschert, Pocholle, Papuchon, "Tunable IR laser source with optical parametric oscillators in series", *Appl. Opt.*, Vol. 33, No. 6, 985-987 (1994)
- [Reid,97] Reid, Penman, Ebrahimzadeh, Sibbett, Karlsson, Laurell, "Broadly tunable infrared femtosecond optical parametric oscillator based on periodically poled RbTiOAsO₄", *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 18, 1397-1399 (1997)
- [Restoin,01] Restoin, Darraud-Taupiac, Decossas, Vareille, Couderc, Barthélémy, Martinez, Hauden, "Electron-beam poling on Ti:LiNbO₃", *Appl. Opt.*, Vol. 40, No. 33, 6056-6061 (2001)
- [Richman,00] Richman, Aniolek, Kulp, Bisson, "Continuously tunable, single-longitudinal-mode, pulsed mid-infrared optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, No. 7, 1233-1239 (2000)
- [Richy,95] Richy, Petsas, Giacobino, Fabre, Lugiato, "Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, No. 3, 456-461 (1995)
- [Rosenman,99] Rosenman, Skliar, Findling, Urenski, Englander, Thomas, Hu, "Periodically poled KTiOAsO₄ crystals for optical parametric oscillation", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 32, L49-L52 (1999)
- [Samanta,90] Samanta, Yanagawa, Yamamoto, "Technique for enhanced second harmonic output power", *Opt. Commun.*, Vol. 76, No. 3, 250-252 (1990)
- [Scharpf,98] Scharpf, Ferguson, Boczar, Bowers, Brown, "An eyesafe KTA OPO with an unstable resonator", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 19, 189-191 (1998)
- [Schiller,93] Schiller, Byer, "Quadruply resonant optical parametric oscillation in a monolithic total-internal-reflection resonator", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 10, No. 9, 1696-1707 (1993)
- [Schiller,99] Schiller, Schneider, Mlynek, "Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, No. 9, 1512-1524 (1999)
- [Schlup,00] Schlup, Baxter, McKinnie, "Single mode near- and mid-infrared periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator", *Opt. Commun.*, Vol. 176, 267-271 (2000)
- [Schneider,98] Schneider, Kramper, Mor, Schiller, Mlynek, "Continuous-wave, single-frequency parametric oscillator for the 1,45-4 μ m spectral range using PPLN", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 19, 256-258 (1998)
- [Schunemann,97] Schunemann, Budni, Pomeranz, Knights, Pollak, Chicklis, "Improved ZnGeP₂ for high-power OPO's", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 253-255 (1997)
- [Shen,84] Shen, "The Principles of Nonlinear Optics", Wiley-Interscience, New-York (1984)
- [Siegman,86] Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley CA, chapter 16 (1986)

- [Skauli,02] Skauli, Vodopyanov, Pinguet, Schober, Levi, Eyres, Fejer, Harris, Gerard, Becouarn, Lallier, Arisholm, "Measurement of the nonlinear coefficient of orientation-patterned GaAs and demonstration of highly efficient second-harmonic generation", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 8, 628-630 (2002)
- [Smilgevičius,00] Smilgevičius, Stabinis, Piskarskas, Pasiškevičius, Hellström, Wang, Laurell, "Noncollinear optical parametric oscillator with periodically poled KTP", *Opt. Commun.*, Vol. 173, 365-369 (2000)
- [Smith,63] Smith, Braslau, "Observation of an optical difference frequency", *J. Appl. Phys.*, Vol. 34, No. 2, 2105-2106 (1963)
- [Smith,68a] Smith, Geusic, Levinstein, Rubin, Singh, Van Uitert, "Continuous optical parametric oscillation in Ba₂NaNb₅O₁₅", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 12, 308 (1968)
- [Smith,68b] Smith, Skinner, Geusic, Nilsen, "Observation of noncollinear phase matching in optical parametric noise emission", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 12, No. 3, 97-100 (1968)
- [Smith,68c] Smith, Geusic, Levinstein, Rubin, Singh, Van Uitert, "Continuous optical parametric oscillation in Ba₂NaNb₅O₁₅", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 12, No. 9, 308-310 (1968)
- [Smith,70] Smith, "Effects of momentum mismatch on parametric gain", *J. Appl. Phys.*, Vol. 41, No. 10, 4121-4124 (1970)
- [Smith,73] Smith, "A study of factors affecting the performance of a continuously pumped doubly resonant optical parametric oscillator", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 9, 530-541 (1973)
- [Smith,01] Smith, Bowers, "Image-rotating cavity designs for improved beam quality in nanosecond optical parametric oscillators", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, No. 5, 706-713 (2001)
- [Souilhac,90] Souilhac, Billerey, "Efficient acousto-optically phase-matched non collinear optical second harmonic generation in tellurium", in "Nonlinear optical materials III", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 1273, 162-173 (1990)
- [Souilhac,93] Souilhac, Billerey, "Efficient acoustooptically phase-matched noncollinear optical second harmonic generation in tellurium", in "Nonlinear optical properties of advanced materials", *Proceedings of the SPIE*, Vol. 1852, 206-226 (1993)
- [Stultz,96] Stultz, Ehritz, "Temperature (-32°C to +90°C) performance of a 20 Hz potassium titanyl phosphate optical parametric oscillator", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 1, 147-149 (1996)
- [Szilagyi,76] Szilagyi, Hordvik, Schlossberg, "A quasi-phase-matching technique for efficient optical mixing and frequency doubling", *J. Appl. Phys.*, Vol. 47, No. 5, 2025-2032 (1976)
- [Taya,96] Taya, Bashaw, Fejer, "Photorefractive effects in periodically poled ferroelectrics", *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 12, 857-859 (1996)
- [Terhune,62] Terhune, Maker, Savage, "Optical harmonic generation in calcite", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 8, No. 10, 404-406 (1962)
- [Terry,98] Terry, McEwan, Payne, "A tandem OPO route to the mid-IR", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 19, 236-239 (1998)

- [Thompson,76] Thompson, McMullen, Anderson, "Second-harmonic generation in GaAs "stack of plates" using high-power CO₂ laser radiation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 29, No. 2, 113-115 (1976)
- [Umegaki,72] Umegaki, Yabumoto, Tanaka, "Noncollinearly phase-matched second-harmonic generation in LiIO₃", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 21, No. 8, 400-402 (1972)
- [Urschel,97] Urschel, Bäder, Borsutzky, Wallenstein, "Pulsed optical parametric oscillators with noncollinear phase matching", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 94-96 (1997)
- [Utano,97] Utano, Ferry, "8-12 μm generation using difference frequency generation in AgGaSe₂ of a Nd:YAG pumped KTP OPO", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 10, 267-269 (1997)
- [Vaidyanathan,97] Vaidyanathan, Eckardt, Dominic, Myers, Grayson, "Cascaded optical parametric oscillations", *Optics Express*, Vol. 1, No. 2, 49-53 (1997)
- [Victori,01] Victori, "Étude de l'affinement spectral d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) en régime nanoseconde par insertion d'un cristal photoréfractif. Modélisation des OPO monomodes", thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Orsay (2001)
- [Victori,02] Victori, Lépine, Georges, Brun, "Self-spectral narrowing of continuous wave lasers and nanosecond lasers and OPO (Optical Parametric Oscillator) using an intracavity photorefractive crystal", *Opt. Commun.*, to be published
- [Vodopyanov,95] Vodopyanov, "Wide tuning range OPG's pumped by short Er-laser pulses at λ=2.8μm", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 24, 194-197 (1995)
- [Vodopyanov,99] Vodopyanov, Maffetone, Zwieback, Ruderman, "AgGaS₂ optical parametric oscillator continuously tunable from 3.9 to 11.3 μm", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 75, No. 9, 1204-1206 (1999)
- [Vodopyanov,00] Vodopyanov, Ganikhanov, Maffetone, Zwieback, Ruderman, "ZnGeP₂ optical parametric oscillator with 3.8-12.4-μm tunability", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 11, 841-843 (2000)
- [Wang,65] Wang, Racette, "Measurement of parametric gain accompanying optical difference frequency generation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 6, No. 8, 169-171 (1965)
- [Wang,99] Wang, Pasiškevičius, Hellström, Laurell, Karlsson, "First-order type II quasi-phase-matched UV generation in periodically poled KTP", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 14, 978-980 (1999)
- [Wang,01] Wang, Qian, Zhu, Hou, Li, "Beam-quality improved efficient second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings", *Opt. Commun.*, Vol. 188, 213-217 (2001)
- [Webjörn,94] Webjörn, Pruneri, Russell, Barr, Hanna, "Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquid electrodes", *Electron. Lett.*, Vol. 30, No. 11, 894-895 (1994)
- [Weiss,01] Weiss, Torosyan, Meyn, Wallenstein, Beigang, Avctisyan, "Tuning characteristics of narrowband THz radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate", *Optics Express*, Vol. 8, No. 9, 497-502 (2001)

- [Wilhelm,97] Wilhelm, Piel, Riedle, "Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter", *Opt. Lett.*, Vol. 22, No. 19, 1494-1496 (1997)
- [Wong,96] Wong, "Effects of plate thickness and stack distribution of quasi-phase-matched materials on nonlinear frequency generation", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 32, No. 9, 1560-1569 (1996)
- [Wu,00a] Wu, Phua, Lai, "Intracavity KTP OPO within a thermal bifocussing and birefringence compensated Nd:YAG laser cavity", *OSA TOPS on Advanced Solid State Lasers*, Vol. 34, 290-292 (2000)
- [Wu,00b] Wu, Phua, Lai, Lim, Lau, Chng, Bonnin, Lupinski, "Compact 21-W 2- μ m intracavity optical parametric oscillator", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 19, 1460-1462 (2000)
- [Yamada,93] Yamada, Nada, Saitoh, Watanabe, "First order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, No. 5, 435-436 (1993)
- [Yang,99] Yang, Velsko, "Frequency-agile kilohertz repetition-rate optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 3, 133-135 (1999)
- [Yao,01] Yao, Ding, Qiao, Yang, Hsu, Hsu, "Pump-tuning optical parametric oscillation and sum-frequency mixing with KTP pumped by a Ti:sapphire laser", *Opt. Commun.*, Vol. 192, 407-416 (2001)
- [Yuan,02] Yuan, Ren, Luo, Pan, Xu, Zhu, Zhu, "Fabrication of periodic domain structure in β' -Gd₂(MoO₄)₃ crystal", *J. Cryst. Growth*, Vol. 243, 185-189 (2002)
- [Zenzie,94] Zenzie, Moulton, "Tunable optical parametric oscillators pumped by Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, Vol. 19, No. 13, 963-965 (1994)
- [Zernike,65] Zernike, Berman, "Generation of far infrared as a difference frequency", *Phys. Rev. Letters*, Vol. 15, No. 26, 999-1001 (1965)
Erratum: *Phys. Rev. Letters*, Vol. 16, No. 23, 117 (1966)
- [Zhang,01] Zhang, Gu, "Optimal design of aperiodically poled lithium niobate crystals for multiple wavelengths parametric amplification", *Opt. Commun.*, Vol. 192, 417-425 (2001)
- [Zheng,98] Zheng, Gordon, Wu, Feigelson, Fejer, Byer, Vodopyanov, "16- μ m infrared generation by difference-frequency mixing in diffusion-bonded-stacked GaAs", *Opt. Lett.*, Vol. 23, No. 13, 1010-1012 (1998)
- [Zhu,95] Zhu, Zhu, Zhang, Shu, Wang, Hong, Ge, Ming, "LiTaO₃ crystal periodically poled by applying an external pulsed field", *J. Appl. Phys.*, Vol. 77, No. 10, 5481-5483 (1995)
- [Zimmermann,02] Zimmermann, Struckmeier, Hofmann, Meyn, "Tunable blue laser based on intracavity frequency doubling with a fan-structured periodically poled LiTaO₃ crystal", *Opt. Lett.*, Vol. 27, No. 8, 604-606 (2002)
- [Zondy,94] Zondy, Abed, Khodja, "Twin-crystal walk-off-compensated type-II second-harmonic generation: single pass and cavity-enhanced experiments in KTiOPO₄", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 11, No. 12, 2368-2379 (1994)

- [Zondy,96] Zondy, Abed, Khodja, Bonnin, Rainaud, Albrecht, Lupinsky, "Walkoff-compensated type-I and type-II SHG using twin-crystal AgGaSe₂ and KTiOPO₄ devices", Proceedings of the SPIE, Vol. 2700, 66-72 (1996)
- [Zumsteg,76] Zumsteg, Bierlein, Gier, "K_xRb_{1-x}TiOPO₄: a new nonlinear optical material", J. Appl. Phys., Vol. 47, No. 11, 4980-4985 (1976)