



**HAL**  
open science

## Sources laser de forte énergie à base d'YbCaF<sub>2</sub>

Kévin Genevrier

► **To cite this version:**

Kévin Genevrier. Sources laser de forte énergie à base d'YbCaF<sub>2</sub>. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLO006 . tel-02068749v2

**HAL Id: tel-02068749**

**<https://pastel.hal.science/tel-02068749v2>**

Submitted on 2 Apr 2019

**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.

# Sources laser de forte énergie à base d' $\text{Yb:CaF}_2$

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à l'Institut Optique Graduate School

Ecole doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)  
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 29 novembre 2018, par

**KÉVIN GENEVRIER**

Composition du Jury :

Sophie Kazamias Professeur des universités, Université Paris-Sud	Président
Olivier Uteza Directeur de recherche, LP3	Rapporteur
Vincent Couderc Directeur de recherche, Xlim	Rapporteur
Patrice Camy Professeur des universités, CIMAP	Examineur
Dimitris Papadopoulos Ingénieur de recherche, LULI	Examineur
Frédéric Druon Directeur de recherche, LCF	Directeur de thèse



# Remerciements

C'est le mercredi 1<sup>er</sup> octobre 2015 que commence officiellement ce travail de thèse sous la direction de Frédéric Druon et co-encadré par Dimitris Papadopoulos. Je deviens alors membre à part entière du groupe Laser du Laboratoire Charles Fabry, groupe de recherche que je connais bien car je viens d'y passer 6 mois dans le cadre de mon stage de fin d'études, principalement sur la simulation de l'absorption et de l'amplification dans les cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub>, toujours sous la direction de Frédéric Druon. Cette thèse possède un cadre particulier, en effet elle se déroule au sein du projet Apollon 10P, projet laser français, dont le but est le développement d'une installation laser délivrant des impulsions de 10PW crête. Je deviens alors par la même occasion doctorant du Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses rattaché à l'École Polytechnique. Mon sujet de recherche, que vous pourrez découvrir par la suite et grâce auquel j'ai beaucoup appris, portait sur l'étude et la réalisation d'un système de pompage laser pour la partie pilote du laser Apollon. Si ce sujet a abouti, ce n'est pas le fruit de mon travail seul, mais celui de nombreuses personnes qui m'ont accompagné, conseillé et aussi soutenu durant ces trois dernières années. Ce sont toutes ces personnes à qui je souhaiterais maintenant dire merci.

Je souhaiterais commencer par remercier les examinateurs membres de mon jury, à savoir, Patrice Camy, directeur de recherche au Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique et Sophie Kazamias, professeur des universités à l'Université Paris-Sud pour avoir pris le temps de lire ce manuscrit et d'avoir participer à ma soutenance. De plus je remercie particulièrement mes deux rapporteurs, Olivier Uteza, directeur de recherche au LP3 et Vincent Couderc, directeur de recherche à Xlim, pour avoir apporté une attention particulière à la lecture de ce manuscrit, pour leurs remarques et questions pertinentes le jour de la soutenance mais aussi pour leurs conseils avisés pour la version finale de ce manuscrit.

Durant ces trois dernières années j'ai passé la majeure partie de mon temps de recherche au sein du groupe Laser du laboratoire Charles Fabry. Je souhaiterais donc aussi remercier les personnes que j'y ai côtoyé, car en plus d'y avoir beaucoup appris, l'ambiance de travail y était excellente, ce qui à mon sens a beaucoup contribué dans la réussite de ce travail de thèse. Véritable colonne vertébrale de ce groupe de recherche, je voudrais tout d'abord remercier l'ensemble des permanents avec qui j'ai pu échanger sur tout un tas de sujets, qu'ils soient scientifiques ou non. En vrac François, Gaëlle, Xavier, Marc et Sylvie. À sa tête, Patrick Georges, dirige ce groupe de recherche avec bienveillance. Malgré ses obligations liées à sa fonction de directeur de l'ensemble du laboratoire, il a toujours su trouver du temps pour échanger avec moi ou d'autres doctorants; tantôt un mot sur leurs travaux, tantôt une anecdote sur les entreprises de l'industrie laser. Enfin parmi les permanents du groupe il y a mon directeur de thèse Frédéric Druon. En plus de l'ensemble de ses conseils scientifiques, je tiens particulièrement à le remercier pour ces qualités humaines et sa grande bonne humeur qui ont rendu ces travaux de thèse particulièrement agréables. Enfin je tiens aussi à souligner le soutien qu'il m'a toujours apporté durant les moments les plus compliqués de ces trois dernières années, notamment avant la rédaction quand le matériel nécessaire pour l'obtention des derniers résultats a commencé à nous jouer des tours.



Bien sûr je ne peux pas remercier les membres du groupe Laser sans évoquer l'ensemble des doctorants que j'ai pu y côtoyer et qui ont largement participé à rendre très agréable cette expérience de trois ans. Il y a tout d'abord les anciens doctorants qui ont soutenu avant moi : Florent, Julien, Paul, Adrien, Fabien, Guillaume mais aussi Aymeric qui a été mon co-bureau pendant la première année de ma thèse et avec qui nous formions le « Bureau des doigts carrés », endroit réputé pour receler les réponses à tous problèmes informatiques. Il y a aussi les doctorants soutenant la même année que moi, Loïc et Michele avec qui j'ai beaucoup échangé, surtout sur la fin. Enfin il y a les derniers arrivés : Gaëtan, Jonas, Nour, Philipp, Pierre, Tiphaine et Thomas mon deuxième co-bureau.

Je tiens aussi à remercier les derniers membres du groupe laser que je n'ai pas encore cités entre post-doctorants et collaborateurs : Aura, Yoann, Khmeis, Philippe, Jonathan, Jean-Thomas, Romain et Igor.

Merci aussi à tous les services du laboratoire et de l'École, qu'il s'agisse des services administratifs, du service informatique ou encore des services généraux. Je souhaiterais remercier particulièrement l'atelier mécanique, l'atelier optique ainsi que le service simulation en la personne de Mondher Besbes sans qui certains de mes travaux n'auraient pas abouti.

Durant ces trois années de thèse, j'ai aussi effectué un monitorat au sein de l'Institut d'Optique Graduate School, École d'ingénieurs dont je suis moi même issue et dont dépend le Laboratoire Charles Fabry. J'ai adoré cette expérience d'enseignement et j'aimerais par conséquent aussi remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu travailler dans ce cadre, en particulier Sébastien De Rossi pour le cours d'Optique Instrumentale, Gaëlle Lucas Leclin et Xavier Délen de mon groupe de recherche pour le cours de Conception Optique ainsi que Thierry Avignon et Cédric Lejeune du Laboratoire d'Enseignement Expérimental.

J'aimerais maintenant remercier le Laboratoire d'Utilisations des Lasers Intenses de l'École Polytechnique pour avoir financé le matériel de cette thèse au travers du projet Apollon 10P. Ce fut un réel plaisir de travailler avec tous les membres de ce projet, quelque soit leur fonction au sein de celui-ci. Je tiens à remercier particulièrement Nathalie, pour son éternelle bonne humeur, avec qui j'ai adoré travailler et échanger durant ces trois dernières années. Viens maintenant le temps de parler de mon co-encadrant, Dimitris. Dimitris c'est une grande bienveillance doublée d'une très bonne humeur mais aussi un scientifique averti pour qui les amplificateurs multipassages n'ont pas de secrets. C'est une personne sur laquelle on peut toujours compter, avec qui j'ai adoré échanger, que ce soit scientifiquement ou humainement.

Cette thèse a aussi été marquée par des collaborations scientifiques. À ce titre j'aimerais remercier tout d'abord l'équipe de recherche de Richard Moncorgé du Centre de recherche sur les Ions, les MATériaux et la Photonique et particulièrement Patrice Camy pour la mise à disposition des échantillons orientés d'Yb:CaF<sub>2</sub> ayant mené aux résultats concernant la thermique dans ces cristaux.

Ensuite j'aimerais remercier l'équipe de recherche de Michel Mortier de l'Institut de recherche de Chimie Paris et plus particulièrement Patrick Gredin et Julia Sarthou pour m'avoir fourni les échantillons de céramiques Yb:CaF<sub>2</sub> et pour nos nombreux échanges, toujours passionnants, concernant ces matériaux.

Parce que ce travail de thèse n'aurait pas pu aboutir sans des moments de détente, je souhaite aussi remercier les personnes qui m'ont accompagné en dehors du laboratoire et qui ont participé indirectement par leur soutien à la réussite de cette thèse.

Tout d'abord mes amis à commencer par Quentin et Pierre Clément pour leur amitié toujours intacte depuis le lycée. Ensuite ce groupe de supopticiens (et affiliés) qui s'est construit à l'École et renforcé pendant ces trois dernières années. Un grand merci donc à Alexia pour son sens de l'écoute, Bastien pour son sens de l'humour qui tombe toujours juste, Adeline pour sa bonne

humeur communicative, Laurent pour ses conseils toujours percutants et Jean pour son sens du partage.

Enfin ces remerciements ne seraient pas complet sans une pensée pour ma famille. Un énorme merci à mes frères et à mes parents qui m'ont toujours soutenu dans mes choix et sans qui, j'en suis sûr, je n'en serai pas là aujourd'hui.



# Sommaire

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>11</b>
<b>I Généralités et projet Apollon 10P</b>	<b>15</b>
1 Enjeux et applications des lasers multi-petawatts	17
2 Problématiques liées aux lasers multi-petawatts	18
2.1 Limitation de l'énergie des impulsions	18
2.2 Amplification d'impulsions courtes	19
2.3 L'énergie et la cadence, le prix à payer pour les systèmes de pompage	30
2.4 Etat de l'art des lasers petawatt et multi-petawatts	30
3 Le laser Apollon	33
3.1 Un pilote basé sur l'OPCPA	33
3.2 Une chaîne énergétique basée sur des cristaux de Ti:Sa	37
3.3 L'OPCPA en régime nanoseconde	38
4 L'Yb:CaF <sub>2</sub> pour les sources de pompage OPCPA à haute énergie	39
4.1 Critères de choix du matériau	39
4.2 L'intérêt de l'ion ytterbium	39
4.3 Systèmes existants à haute énergie pour le pompage OPCPA	40
4.4 Le choix du matériau hôte	41
4.5 Yb:CaF <sub>2</sub>	48
4.6 Étage de préamplification pour le pompage OPCPA	54
4.7 Architectures adaptées à l'Yb:CaF <sub>2</sub> et à la haute énergie	56
5 Conclusion	60
<b>II Dépolarisation et lentille thermique dans l'Yb:CaF<sub>2</sub></b>	<b>63</b>
1 Contexte	65
2 Approche théorique de la lentille thermique et de la dépolarisation	65
2.1 Notion d'orientation cristalline	65
2.2 Sources de chaleur dans les matériaux dopés à l'ytterbium	66
2.3 Lentille thermique	67
2.4 Dépolarisation induite thermiquement	72
3 Le refroidissement cryogénique pour contrer le faible gain	76
3.1 Impact sur les propriétés spectroscopiques	76
3.2 Impact sur les propriétés mécaniques	77
4 Mesures de lentilles thermiques et dépolarisation à 77 K	79
4.1 Techniques de mesure de la lentille thermique et de la dépolarisation	79
4.2 Dispositif expérimental	80
4.3 Résultats et interprétations	81
4.4 Simulation de lentilles thermiques astigmatiques et anisotropes	86
5 Un milieu isotrope, la céramique Yb:CaF <sub>2</sub>	94

5.1	Qu'est-ce qu'une céramique ?	94
5.2	Intérêt des céramiques	94
5.3	Fabrication des céramiques Yb:CaF <sub>2</sub>	95
5.4	Qualité et performances des céramiques obtenues par voie humide	98
6	Échauffement des céramiques	99
6.1	Mesure de lentilles thermiques	100
6.2	Mise en évidence de l'effet non radiatif	101
6.3	Causes possibles de l'échauffement des céramiques	107
7	Conclusion	111
<b>III Amplification à base d'Yb:CaF<sub>2</sub></b>		<b>113</b>
1	Amplification laser à haute énergie	115
1.1	Rappels sur les objectifs d'amplification et problématiques à adresser	115
1.2	Choix des diodes de pompe	115
1.3	Cristaux et tête optique	117
1.4	Comportement thermique des cristaux dans la tête optique : lentilles thermiques et pertes par dépolarisation	119
1.5	Configuration de pompage et mesure de gain	121
1.6	Simulation de l'absorption par un cristal en configuration « miroir actif » et gain associé	123
1.7	Simulation de l'amplification	129
1.8	Revue des performances	135
2	Amplification régénérative	137
2.1	Principe	137
2.2	Intérêts de l'architecture régénérative	140
2.3	Problématiques spécifiques liées à l'amplification en haute énergie avec le cristal Yb:CaF <sub>2</sub>	141
2.4	Disposition de l'amplificateur	142
2.5	Résultats en amplification	143
3	Amplification multipassage	149
3.1	Principe	149
3.2	Intérêts de l'amplification multipassage	149
3.3	Présentation de l'amplificateur	150
3.4	Simulation de la propagation du faisceau dans l'amplificateur	153
3.5	Résultats	162
3.6	Vers un amplificateur de classe joule	170
4	Conclusion	173

<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>175</b>
<b>A Rotations du tenseur des rigidités et du tenseur élasto-optique pour la simulation des lentilles thermiques</b>	<b>181</b>
<b>B Introduction d'un terme de phase quadratique par désalignement d'une imagerie 4f</b>	<b>185</b>
1 Prérequis d'optique de Fourier	185
2 Démonstration	186
2.1 Expressions de $U_{F1}$ , $U_{F'1}$ , $U_{F2}$ , $U_{F'2}$	186
2.2 Calcul de $TF_{2D}(U_{F2})$	187
2.3 Calcul final de $U_{F'2}$	187
<b>C Détails théoriques du calcul de propagation géométrique dans l'amplificateur multipassage</b>	<b>189</b>
1 Calcul du point d'impact d'un rayon sur un miroir	189
2 Calcul de la réflexion d'un rayon sur un miroir plan ou sphérique en trois dimension	190
<b>D Propagation d'un faisceau gaussien en trois dimensions</b>	<b>193</b>
1 Propagation d'un faisceau gaussien sans astigmatisme	193
2 Propagation d'un faisceau gaussien - cas tridimensionnel et optiques hors axe	194
2.1 Rayon de courbure complexe généralisé	195
2.2 Propagation du faisceau	196
<b>Liste des publications de l'auteur</b>	<b>199</b>
<b>Références</b>	<b>200</b>



# Introduction générale

Les technologies laser trouvent leurs places dans de nombreux domaines, à la fois industriels (découpe, traitement de matériaux, télécommunications optiques), médicaux (imagerie médicale, chirurgie) et scientifiques (météorologie, définition du temps). Mais les propriétés de ce rayonnement ont aussi beaucoup été exploitées en physique fondamentale pour l'étude de la matière et de son interaction avec la lumière. Dans ce domaine les systèmes laser générant des impulsions de puissance crête de l'ordre du térawatt ( $10^{12}$  W) voire du petawatt ( $10^{15}$  W) revêtent un intérêt particulier puisqu'ils permettent l'étude de la matière sous de très hauts niveaux de rayonnement électromagnétique, ouvrant de nouveaux domaines d'application. Pour obtenir ce type de puissances extrêmes, il faut concentrer un maximum d'énergie dans une impulsion de durée la plus courte possible. Commençons par un peu d'histoire pour comprendre comment nous en sommes arrivés à de tels niveaux de puissance.

C'est en 1916 qu'EINSTEIN théorise le principe physique fondamental à l'origine du rayonnement laser : l'émission stimulée de photons, [Einstein 16] se plaçant ainsi dans la continuité des travaux de PLANCK sur le rayonnement du corps noir. Cette théorie rend la création de sources de rayonnement électromagnétique cohérent théoriquement possible. Il faudra cependant attendre la création du MASER (émission d'un faisceau cohérent de micro-ondes) en 1953 par GORDON, ZEIGER et TOWNES pour que ce soit chose faite [Gordon 54][Gordon 55]. L'idée d'adapter le principe du MASER dans le domaine optique se développe ensuite notamment avec SCHALOW et TOWNES [Schawlow 58] et c'est en 1960 que le premier laser (à base d'un cristal de rubis pompé par lampe flash) fut créé par MAIMAN [Maiman 60].

Le laser de MAIMAN produisait naturellement des impulsions de par son pompage flash impulsionnel. Cependant durant les années 1960 des techniques permettant de générer des impulsions plus courtes et plus énergétiques se sont très rapidement développées. Tout d'abord le premier laser déclenché par cellule de Pockels (Q-switched) est démontré dès 1962 sur un laser à rubis [McClung 62]. Ensuite les premiers effets de verrouillage de modes en phase sont observés les années suivantes [Mocker 65] suivi des premiers verrouillages effectifs à l'aide d'absorbants saturables [DeMaria 66].

Cette technique permet l'interférence constructive des différentes composantes spectrales du rayonnement laser aboutissant dans le domaine temporel à des impulsions ultrabrèves. Leur durée est principalement déterminée par la largeur spectrale du rayonnement et donc de celle du matériau utilisé pour produire l'effet laser. Il faut utiliser des matériaux dont la largeur spectrale est la plus grande possible pour obtenir des impulsions les plus courtes possibles. Dans cette optique, les lasers utilisant un milieu amplificateur à base de colorants, à large bande spectrale, vont se développer dans un premier temps. C'est ce type de laser verrouillés en phase qui produiront les premières impulsions stables picosecondes [Ippen 72] puis femtosecondes [Fork 81]. L'amélioration des techniques de verrouillage de modes sur ces lasers à colorants aboutira à des impulsions de l'ordre de 30 fs [Kubota 88] jusqu'à des énergies de quelques millijoules [Murnane 88]. Cependant l'utilisation complexe des colorants (toxicité, faible durée de vie des composants utilisés, état liquide) et leur très faible fluence de saturation (quelques millijoules par centimètre carré) nécessitant l'utilisation de faisceaux de grands diamètres les rendront obsolètes pour les applications en haute énergie face à des milieux de plus hautes fluences de saturation (quelques joules par centimètre carré pour les milieux solides).



Bien que de nombreux milieux amplificateurs solides autres que le rubis aient été très rapidement étudiés dans les années 1960 (Nd:YAG pour ne citer que celui-ci), les verres (phosphates ou silicates) dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$  (Nd:verre) ont très rapidement montré un intérêt particulier. Ces matériaux ont en effet la particularité de pouvoir amplifier des impulsions de l'ordre de 200 fs à 400 fs et de pouvoir être produit en grandes dimensions, ce qui, couplé avec l'utilisation d'un pompage par lampe flash, permet l'amplification à haute énergie. Ces matériaux permettent ainsi d'atteindre des énergies de l'ordre du mégajoule (typiquement avec des installations de type NIF et Mégajoule) pour des impulsions de l'ordre de quelques nanosecondes. Ces systèmes produisent alors quelques centaines de térawatts. Cependant on remarque pour ce type de systèmes un coût en énergie considérable et des installations gigantesques pour arriver à ces performances. Ceci est dû aux seuils de dommages des optiques et aux effets non linéaires délétères dans les matériaux qui empêchent d'amplifier directement des impulsions plus brèves malgré une bande spectrale qui l'autoriserait.

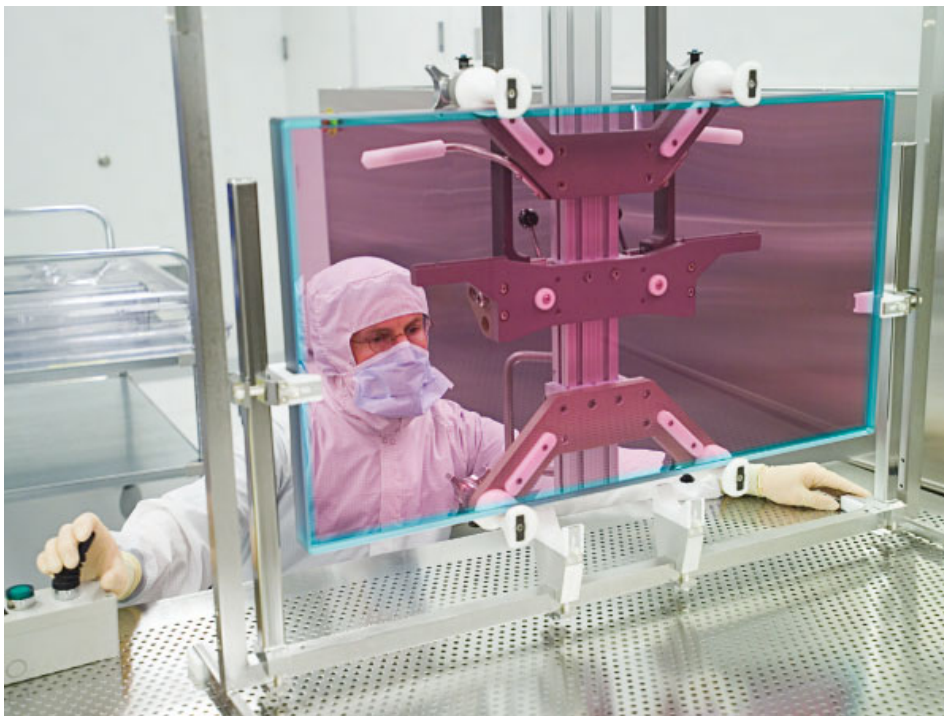


FIGURE 1 – Inspection d'une plaque de Nd:verre (crédit : université de Rochester).

Pour contourner ces problèmes empêchant l'utilisation d'impulsions plus courtes et limitant l'énergie, STRICKLAND et MOUROU en 1985 [Strickland 85] adaptent au domaine optique la technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification ou CPA) initialement introduite par COOK en 1960 pour augmenter la puissance disponible pour les radars. Son principe repose sur l'étirement temporel de l'impulsion initiale (typiquement fs) par application d'une dispersion contrôlée avant amplification, puis d'amplifier l'impulsion sans risque de dommages avant de la recomprimer par application d'une dispersion compensant d'une part celle introduite initialement et celle accumulée durant l'amplification d'autre part (Fig. 2). Cette technique a constitué une rupture technologique majeure dans le développement des lasers de très forte puissance crête pour deux raisons. Premièrement elle permet artificiellement de travailler au dessus du seuil de dommage des matériaux et des optiques en augmentant la durée des impulsions durant l'amplification et deuxièmement elle permet de diminuer les non linéarités durant l'amplification avec comme conséquence le passage de plus d'énergie avec des faisceaux plus petits. La technique CPA s'est dès lors largement imposée dans les systèmes femtosecondes permettant d'utiliser le plein potentiel de la bande spectrale des matériaux am-

plificateurs utilisés, menant à des impulsions de durées beaucoup plus courtes. Ceci a abouti à une double conséquence : une augmentation significative de la puissance crête des systèmes et une diminution de l'énergie nécessaire pour atteindre une puissance crête donnée. Ceci a permis, dans les années 80, le développement des « Table Top Terawatt laser » : laser de classe térawatt à l'échelle d'un laboratoire.

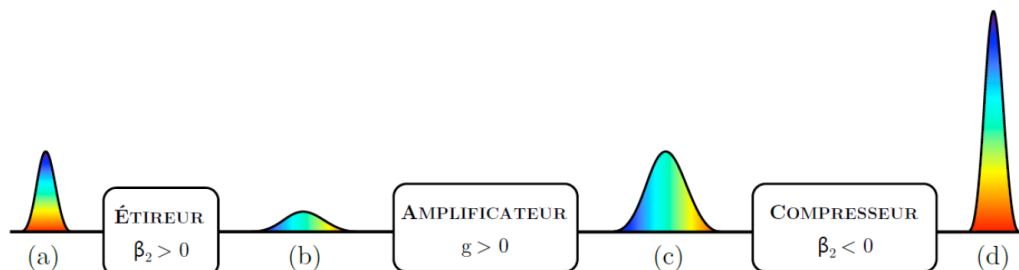


FIGURE 2 – Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence, d'après [Strickland 85]. Un délai différent est tout d'abord appliqué aux composantes spectrales de l'impulsion courte, puis elle est amplifiée et enfin recomprimée, idéalement à sa durée initiale, par application d'un délai inverse.

Parallèlement à l'apparition de la technique CPA, le cristal de saphir dopé aux ions titane ( $\text{Ti}^{3+}:\text{Sa}$ ) apparaît dans les années 80 [Moulton 86]. De par sa bande de gain exceptionnellement large permettant théoriquement la génération d'impulsions de quelques femtosecondes avec un spectre centré à 800 nm, ce nouveau cristal va s'imposer très rapidement comme étant le cristal parfait pour la génération d'impulsions femtosecondes ultra-courtes. C'est au début des années 90, avec la réalisation par SPENCE, KEAN et SIBBETT du premier auto-verrouillage de modes en phase par lentille de Kerr (« magic-modelocking »), permettant l'obtention d'impulsions de 60 fs [Spence 91], que débutera cette révolution technologique. Le cristal Ti:Sa permettant la génération d'impulsions de durée inférieure à 10 fs [Eli 01], soit des durées de plus d'un ordre de grandeur inférieures à celles obtenables avec les verres dopés aux ions néodyme, les chaînes à base de cristaux Ti:Sa vont supplanter les grandes chaînes utilisant des verres dopés néodyme. Cela permettra de réduire encore la durée des impulsions (en dessous de 100 fs typiquement) et de l'énergie nécessaire pour atteindre la centaine de terawatts crête. Enfin cette baisse de l'énergie par impulsion (à puissance crête constante) ouvrira la porte à une augmentation de la cadence de ce type de systèmes car les puissances moyennes mises en jeu seront thermiquement plus facile à gérer.

Cependant le premier tir petawatt, réalisé au laboratoire Lawrence Livermore en 1996 [Perry 96], n'utilisait pas exclusivement le cristal Ti:Sa mais une architecture hybride Ti:Sa/verres dopés néodyme. Il faudra attendre les années 2000 pour que la technologie des lasers petawatt devienne suffisamment mature et que des industriels se lancent dans leur commercialisation, faisant la part belle à ce cristal. Le premier laser petawatt industriel, nommé BELLA (Berkeley Lab Laser Accelerator), effectue ainsi le 20 juillet 2012 le premier tir petawatt (40 J, 40 fs) à une cadence de 1 Hz, au laboratoire national Lawrence-Berkeley en Californie.

Aujourd'hui la recherche a pour but de pousser ces systèmes à leurs limites technologiques en visant la dizaine de petawatt avec des cadences allant du Hertz au tir par minute. Cette thèse s'inscrit dans ce cadre au travers du projet laser Apollon 10P. Ce projet a pour but le développement d'un système laser pouvant générer des impulsions de 10PW crête pour des expériences de physique fondamentale.

Dans un premier chapitre nous commencerons par énoncer les nouveaux enjeux et les applications des systèmes multipetawatts avant de détailler le projet Apollon 10P ainsi que l'intérêt de son architecture « hybride » combinant amplification laser Ti:Sa et l'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA). L'intérêt de l'amplification non linéaire OPCPA dans

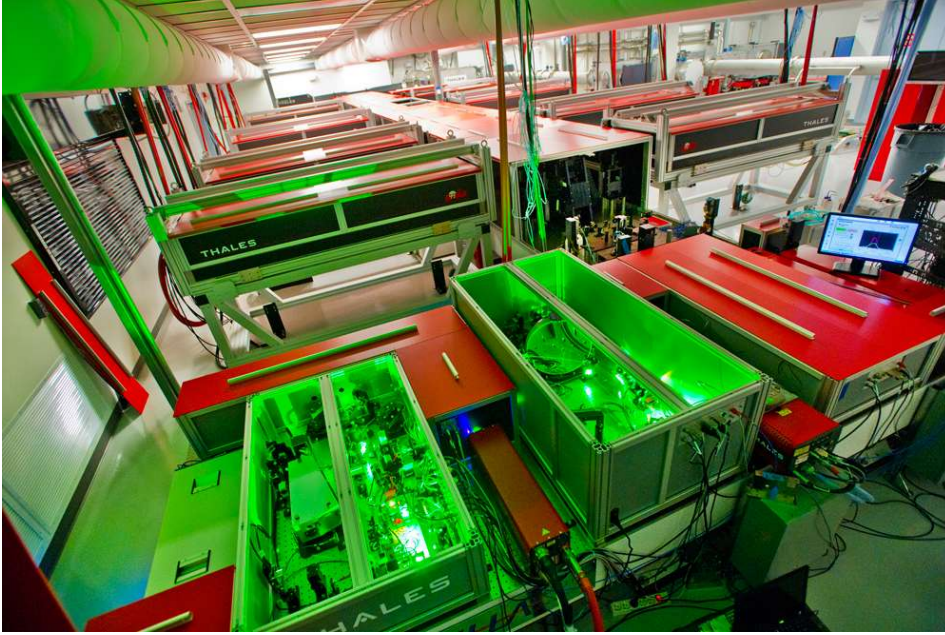


FIGURE 3 – Hall laser de BELLA au laboratoire national Lawrence-Berkeley.

le maintien d'une durée courte et d'un contraste temporel important sera détaillé ainsi que les désavantages associés à ce type d'amplification OPCPA qui impose des systèmes de pompage adaptés et performants. Nous nous focaliserons ensuite sur ces systèmes de pompage. Et dans ce cadre, nous montrerons, parmi les nombreux matériaux amplificateurs différents possibles, l'intérêt de l' $\text{Yb:CaF}_2$  pour le pompage OPCPA, notamment pour la conception de systèmes de pompage à forte énergie (centaines de millijoules) et à cadence modérée (100 Hz). Nous montrerons enfin pourquoi l'utilisation de ce matériau amplificateur impose certaines contraintes (notamment à cause du faible gain) et la nécessité d'utiliser des architectures amplificatrices particulières.

Du fait de la puissance moyenne importante imposée par les performances visées en termes de cadence et d'énergie, le deuxième chapitre s'intéressera aux effets thermiques dans le cristal  $\text{Yb:CaF}_2$  à travers des études originales sur l'anisotropie de lentille thermique et sur la dépolarisation induite thermiquement. Nous détaillerons tout d'abord la théorie relative à ces deux effets avant d'exposer les résultats obtenus avec un refroidissement cryogénique. Dans le but d'évaluer les performances de nouveaux matériaux avec des croissances alternatives, le cas de céramiques d' $\text{Yb:CaF}_2$  sera étudié et en particulier sous l'angle des propriétés thermiques.

Enfin le troisième chapitre portera sur l'amplification de forte énergie avec des cristaux d' $\text{Yb:CaF}_2$ . Dans un premier temps le choix d'architecture amplificatrice originale (i.e. tête laser) ainsi que de son pompage sera justifiés. Ensuite nous détaillerons différents outils de simulation qui concernent à la fois l'absorption et l'amplification par des cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$ . Nous exposerons aussi les résultats obtenus avec cette tête laser pour deux configurations d'amplifications différentes. Tout d'abord la configuration régénérative, permettant la génération d'impulsions de plus de 50 mJ à la cadence de 10 Hz, puis la configuration multipassage à fort gain, générant des impulsions de plus de 50 mJ à la cadence de 100 Hz. Enfin nous concluons sur les perspectives de ce travail de thèse en vue de la conception d'amplificateurs de classe joule.

# Chapitre I

## Généralités et projet Apollon 10P

### Objectifs

---

Après avoir exposé les enjeux actuels en termes de performances des lasers multi-petawatts ainsi que des principales applications permises par ce type d'instruments, nous commencerons par présenter les problématiques spécifiques aux lasers multi-petawatts et les solutions actuelles pour y répondre. L'intérêt de l'amplification paramétrique à dérive de fréquence (OPCPA) sera alors justifiée. Nous exposerons ensuite les principaux grands lasers multi-petawatts et leur spécificité avant de détailler le cas du laser Apollon et notamment de son pilote à base d'OPCPA, cadre de cette thèse. La nécessité de la conception de sources laser performantes pour le pompage des systèmes d'OPCPA sera justifiée. Nous finirons par montrer l'intérêt des cristaux dopés à l'ytterbium et du fluorure de calcium en particulier pour ce type de source, avant d'exposer finalement les problématiques d'amplification induites par l'utilisation de ce matériau ainsi que les architectures permettant d'y répondre.

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Enjeux et applications des lasers multi-petawatts</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>Problématiques liées aux lasers multi-petawatts</b>	<b>18</b>
2.1	Limitation de l'énergie des impulsions	18
2.2	Amplification d'impulsions courtes	19
2.2.1	Rétrécissement spectral par le gain	19
2.2.2	Le contraste temporel : un paramètre clé	20
2.2.3	Cristal de saphir dopé aux ions $Ti^{3+}$	22
2.2.4	Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence	25
2.2.5	Les couplages spatio-temporels	27
2.3	L'énergie et la cadence, le prix à payer pour les systèmes de pompage	30
2.4	Etat de l'art des lasers petawatt et multi-petawatts	30
2.4.1	Vers les 10PW	30
2.4.2	Vers la montée en cadence	32
<b>3</b>	<b>Le laser Apollon</b>	<b>33</b>
3.1	Un pilote basé sur l'OPCPA	33
3.1.1	Source ultrabrève de haut contraste pour injecter l'OPCPA picoseconde	34
3.1.2	OPCPA en régime picoseconde et étireur	35
3.2	Une chaîne énergétique basée sur des cristaux de $Ti:Sa$	37
3.3	L'OPCPA en régime nanoseconde	38
<b>4</b>	<b>L'<math>Yb:CaF_2</math> pour les sources de pompage OPCPA à haute énergie</b>	<b>39</b>
4.1	Critères de choix du matériau	39
4.2	L'intérêt de l'ion ytterbium	39

---

4.3	Systèmes existants à haute énergie pour le pompage OPCPA . . . . .	40
4.4	Le choix du matériau hôte . . . . .	41
4.4.1	Les grandes familles de matrices cristallines . . . . .	42
4.4.2	Propriétés mécaniques des matrices et effets thermiques . . . . .	43
4.4.3	Propriétés spectroscopiques et dynamique de populations . . . . .	44
4.5	Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	48
4.6	Étage de préamplification pour le pompage OPCPA . . . . .	54
4.6.1	Injecteur programmable pour des impulsions nanosecondes façonnées . . . . .	54
4.6.2	Amplificateur régénératif à base d'Yb:KYW . . . . .	54
4.6.3	Amplificateur régénératif à base d'Yb:YAG . . . . .	55
4.7	Architectures adaptées à l'Yb:CaF <sub>2</sub> et à la haute énergie . . . . .	56
4.7.1	Quelques points de conception . . . . .	56
4.7.2	Combinaison cohérente et seuils de dommage effectifs . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>60</b>

---

## 1 Enjeux et applications des lasers multi-petawatts

Le confinement temporel de plus en plus important de l'énergie des impulsions laser, notamment permis par l'utilisation de la technique de CPA à partir des années 90, a rendu possible la génération de puissance crête toujours plus importante (jusqu'à plusieurs petawatts) comme illustré en Fig. I.1. Le confinement spatial de telle puissance crête sur des dimensions de l'ordre du micromètre carré permet facilement d'atteindre des intensités ultra-intenses supérieures à  $10^{15} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  (avec simplement des puissances de 10 MW) et des champs électriques comparables au champ de Coulomb dans les atomes. Une ionisation rapide de la matière ainsi que la formation de plasma se produit déjà pour ces niveaux d'intensités.

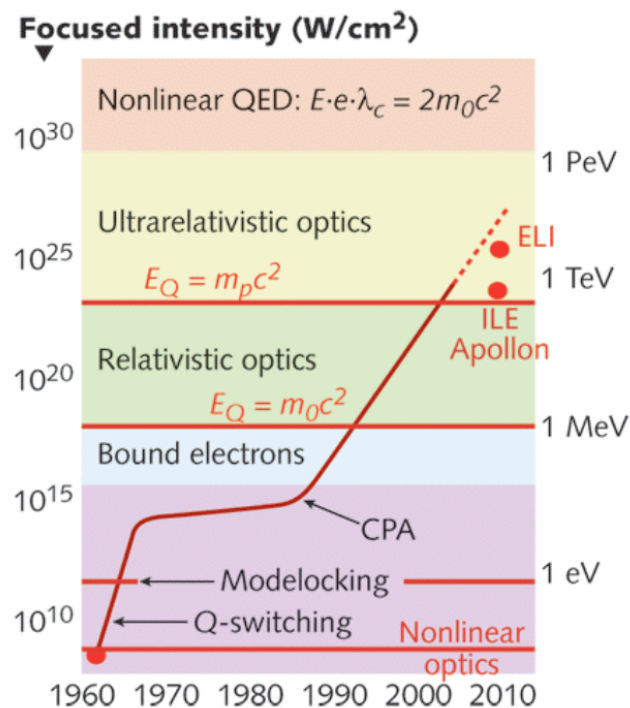


FIGURE I.1 – Augmentation de l'intensité des lasers et des régimes physiques atteignables au fil des années (extrait des publications de G. MOUROU).

L'entrée dans le régime relativiste (intensités supérieures à  $10^{18} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) permet la création d'électrons libres dans le plasma ayant des vitesses approchant la vitesse de la lumière [Umstadter 01]. L'accélération d'électrons par laser est aussi rendue possible dans ce régime et l'utilisation de sources de telle puissance permet d'envisager le développement d'accélérateurs de taille relativement modeste (à l'échelle d'un laboratoire) au lieu des installations synchrotron classiques de plusieurs kilomètres de long. Des intensités supérieures permettent alors l'accélération de particules plus lourdes comme les protons ou les ions. L'accélération de ce type de particules sur de courtes distances laisse envisager des applications nécessitant des sources compactes comme par exemple en milieu médical avec la tomographie à émission de positron [Ledingham 04] ou la protonthérapie pour le traitement du cancer [Malka 04] où les sources se doivent d'être installables en milieu hospitalier. Cette thérapie nécessite des protons accélérés à 200 MeV pour atteindre les profondeurs typiques des tumeurs. Les systèmes laser de classe petawatt devraient permettre d'atteindre cette énergie avec des cibles adaptées. De plus les développements actuels de ces lasers mettant l'accent sur l'obtention de puissance crête de plusieurs dizaines de petawatts à des cadences allant de quelques hertz à une centaine de hertz pour le projet Eupraxia, devraient également pousser le développement des systèmes « compactes » d'accélération par laser.

Avec les lasers de classes multi-petawatts, les intensités de l'ordre de  $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  à  $10^{23} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  peuvent être atteintes, permettant l'accès au début du régime ultrarelativiste. L'accélération d'électrons jusqu'à 100 GeV et 1 GeV pour les protons deviendrait alors possible.

L'obtention du régime d'électrodynamique quantique non linéaire pour des intensités supérieures à  $10^{30} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  est encore aujourd'hui spéculative mais ouvrirait elle aussi la voie vers de nouveaux domaines de recherche, particulièrement en physique des particules et en astrophysique. En effet le noyau atomique peut être directement excité pour des intensités de l'ordre de  $10^{28} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , permettant notamment la réduction du temps de vie des déchets nucléaires. Pour des intensités de  $10^{29} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  à  $10^{30} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , la création de paire électron-positron dans le vide ou la génération de rayonnement de Hawking/Unruh sont ainsi prédites théoriquement [Gerstner 07].

## 2 Problématiques liées aux lasers multi-petawatts

La puissance crête  $P_c$  d'une impulsion laser est définie comme le rapport entre son énergie  $E_{\text{imp}}$  et sa durée  $\Delta t$  :

$$P_c = \frac{E_{\text{imp}}}{\Delta t} \quad (\text{I.1})$$

Pour obtenir des puissances crêtes élevées et atteindre ces objectifs scientifiques, il faut, vis à vis de l'état de l'art actuel, réussir à augmenter l'énergie de l'impulsion tout en diminuant sa durée. L'utilisation de puissances crêtes élevées favorise au cours de l'amplification les phénomènes non linéaires<sup>1</sup> qui peuvent dégrader la qualité temporelle ou spatiale du faisceau (automodulation de phase, focalisation par lentille de Kerr) voire endommager les optiques et milieux amplificateurs (autofocalisation, filamentation). Pour pallier ces problèmes et aussi réduire les dommages sur les optiques, la technique de CPA est aujourd'hui utilisée dans quasi tous systèmes laser, voire est tout le temps mise en œuvre pour les systèmes laser femtoseconde générant des impulsions supérieures au térawatt crête [Khazanov 08]. Dans ces systèmes, les impulsions sont typiquement étirées jusqu'à des durées de l'ordre de la nanoseconde.

### 2.1 Limitation de l'énergie des impulsions

Malgré l'étirement temporel des impulsions, les fluences (énergies par unité de surface) de dommage des différentes optiques et des cristaux utilisés restent limitées. Les optiques les plus fragiles dans les systèmes utilisant la technique de CPA sont les réseaux du compresseur positionnés en fin de chaîne. En effet leur seuil de dommage se situe au alentour de la centaine de millijoules par centimètre carré ce qui limite l'énergie maximale possible pour le faisceau laser sachant que des réseaux de l'ordre du mètre carré représentent les limites technologiques actuelles. De plus, l'énergie du faisceau peut aussi être limitée par le milieu amplificateur utilisé, notamment dans le cas de l'utilisation de cristaux. En effet la croissance des cristaux étant un processus complexe, l'homogénéité des échantillons sur de grandes dimensions est limitée, imposant un diamètre maximal pour le milieu amplificateur donc, à nouveau, l'énergie maximale pour le faisceau laser. Dans le cas des cristaux de Ti:Sa leur dimension maximale se situe autour de 200 mm de diamètre.

Lorsque qu'on atteint ces limites technologiques sur la dimension des composants, l'augmentation de la puissance crête passe par conséquent par une impulsion plus courte, permettant de relâcher les contraintes sur l'énergie du faisceau : 500 J suffisent ainsi pour obtenir une impulsion de 10 PW crête avec une durée de 50 fs.

---

1. En effet les phénomènes non linéaires dépendent de l'intensité crête du faisceau (puissance surfacique) et de facto de la puissance crête.

## 2.2 Amplification d'impulsions courtes

Une impulsion en régime femtoseconde possède à cause de la dualité temps/fréquence un spectre intrinsèquement large. En effet il existe une relation (basée sur la transformée de Fourier) entre la largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) de l'impulsion  $\Delta\nu$  et la durée temporelle de cette même impulsion à mi-hauteur  $\Delta t$  :

$$\Delta t \Delta \nu \geq K \quad (\text{I.2})$$

où  $K$  est un coefficient dépendant de la forme temporelle de l'impulsion<sup>1</sup>. L'égalité de cette relation correspond à la durée minimale accessible pour l'impulsion. Elle est obtenue pour un spectre donné et une phase spectrale linéaire sur ce spectre. Cette relation nous permet aussi de retrouver que la durée d'impulsion et son spectre sont inversement proportionnels. Par conséquent dans un système utilisant la technique de CPA, malgré des impulsions étirées, il faut des techniques d'amplifications conservant le contenu spectral des impulsions pour pouvoir retrouver après recompression des durées proches de la durée initiale. Deux techniques d'amplifications sont possibles. Soit l'amplification laser proprement dite, dans ce cas le matériau amplificateur roi en termes de largeur spectral reste encore le Ti:Sa. Soit l'amplification paramétrique dont on verra qu'elle peut permettre d'amplifier dans certaines conditions sur des bandes spectrales encore plus larges.

### 2.2.1 Rétrécissement spectral par le gain

Lors de l'amplification la dimension finie de la bande de gain ainsi que sa forme aboutissent comme on peut le voir sur la figure I.2 à une amplification plus importante des composantes au centre du spectre que sur ses bords, ce qui a pour conséquence une réduction de la largeur spectrale de l'impulsion. C'est le phénomène de rétrécissement spectral par le gain (« gain narrowing » en anglais) dont l'effet dépend certes, des largeurs de la bande de gain du milieu amplificateur et de l'impulsion, mais surtout du gain apporté par l'amplification. En supposant

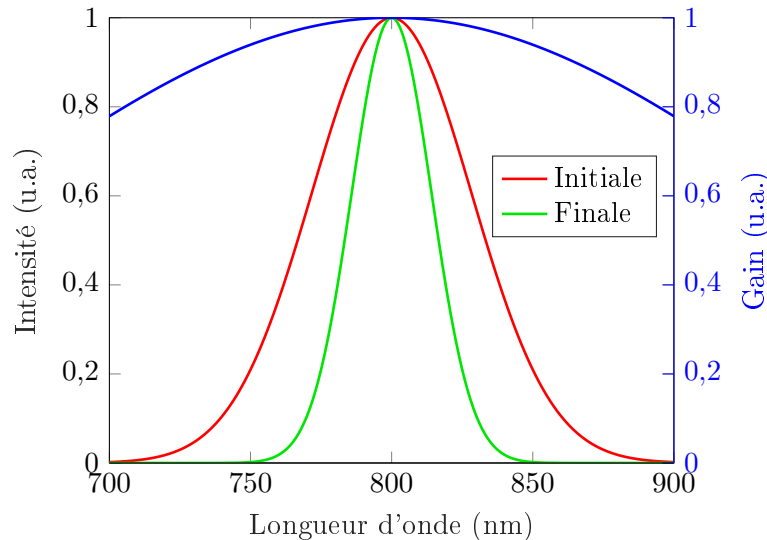


FIGURE I.2 – Illustration de l'effet du rétrécissement spectral par le gain sur une impulsion.

un milieu amplificateur de gain  $G$  avec une bande de gain quadratique de largeur spectrale  $\delta\nu$  et une impulsion gaussienne (spectralement et temporellement) de durée  $\Delta t$ , alors après amplification elle reste gaussienne mais sa durée  $\Delta t'$  devient [Koechner 99] :

$$\Delta t' = \sqrt{\Delta t^2 + \frac{\ln(G)}{\delta\nu^2}} \quad (\text{I.3})$$

1.  $K = 0,441$  pour une gaussienne,  $K = 0,315$  pour une sécante hyperbolique.



Ce phénomène est sans doute celui qui limite le plus la durée des impulsions en sortie des systèmes térawatts et petawatts. En effet, comme les oscillateurs émettent quelques nanojoules pour atteindre finalement la centaine de joules en fin d'amplification pour les systèmes multi-petawatts, la problématique du gain extrêmement fort apparaît clairement.

Il existe cependant des solutions pour limiter dans une certaine mesure ce phénomène. Il est tout d'abord possible de travailler avec une impulsion initiale très large spectralement par rapport à la bande d'amplification. Cependant ce rétrécissement spectral par le gain ayant un impact plus fort sur les impulsions courtes (cf Eq. I.3), cette méthode ne permet pas une réduction significative de la durée finale lorsque le gain devient trop important. Une méthode plus intéressante est d'appliquer un filtre spectral pour creuser le centre du spectre de l'impulsion initiale et ainsi amplifier toutes les composantes spectrales jusqu'à un même niveau. Les filtres les plus simples sont des filtres passifs. Les deux technologies les plus utilisées actuellement sont le filtre biréfringent [Roeser 12] et le miroir diélectrique [Eilanlou 08]. Cependant ces filtres sont intrinsèquement non modifiables, ce qui limite leur flexibilité. Pour pallier ce problème les filtres actifs ont été développés. Il en existe deux grandes familles :

- Les filtres à cristaux liquides utilisant une ligne à réseaux 4-f au centre de laquelle est mise une ou deux matrices de cristaux liquides. L'intérêt de cette technologie est de pouvoir moduler à la fois l'amplitude et la phase du spectre de l'impulsion (soit avec deux modulateurs soit en n'en utilisant qu'un seul mais avec un réseau de phase adapté) et de pouvoir travailler à très haute cadence. Elle a d'ailleurs été utilisée pour des sources aussi bien à 800 nm à base de Ti:Sa [Hou 12] que plus récemment avec des sources à 1  $\mu$ m [Klenke 13].
- Les filtres acousto-optiques programmables reposant sur l'interaction d'une onde acoustique polychromatique longitudinale avec l'onde optique polychromatique dans un cristal biréfringent [Tournois 97].

Dans les systèmes terawatts et petawatts les filtres acousto-optiques sont très largement utilisés car ils sont compacts, faciles à implémenter et les cadences des systèmes sont relativement basses. Ces filtres programmables permettent une rétroaction pour optimiser la qualité de la compression temporelle en sortie de chaîne en jouant sur l'intensité et surtout la phase initiale. Ils permettent ainsi une précompensation (car les filtres sont placés en début de chaîne au vu de leurs pertes) des phases spectrales d'ordre supérieures (à partir de l'ordre 3) qui apparaissent au cours de l'amplification et qui ne sont pas compensées par le compresseur [Verluise 00] [Giambruno 11].

En conclusion, le rétrécissement spectral par le gain est en partie géré dans les chaînes térawatts et petawatts, mais à cause du très fort gain, les modulateurs spectraux servent essentiellement à corriger les termes de phase résiduels et le rétrécissement par le gain reste une limitation importante.

### 2.2.2 Le contraste temporel : un paramètre clé

Il serait cependant naïf de penser que la génération d'impulsions de puissance crête de plusieurs petawatts se fait sans dégradation du profil temporel du faisceau. Plus précisément une impulsion courte se présente temporellement comme la somme de l'impulsion principale, contenant la majorité de l'énergie, et d'un certain nombre d'artefacts satellites se répartissant autour (cf Fig. I.3). Ils peuvent être classés en deux catégories :

- Une partie cohérente dans le régime picoseconde regroupant les pré-impulsions et post-impulsions ainsi qu'un piédestal, résidu de la compression de l'impulsion principale. On définit ainsi le contraste cohérent comme le ratio en puissance crête entre l'impulsion principale et ces artefacts. Hors piédestal dû à une compression imparfaite, l'origine des artefacts est à trouver dans la biréfringence des éléments optiques, les retours de faisceaux par réflexion et les doubles réflexions [Veisz 10]. Plus généralement tout ce qui a une extinction limitée (filtre par polarisation par exemple) va diminuer le contraste.

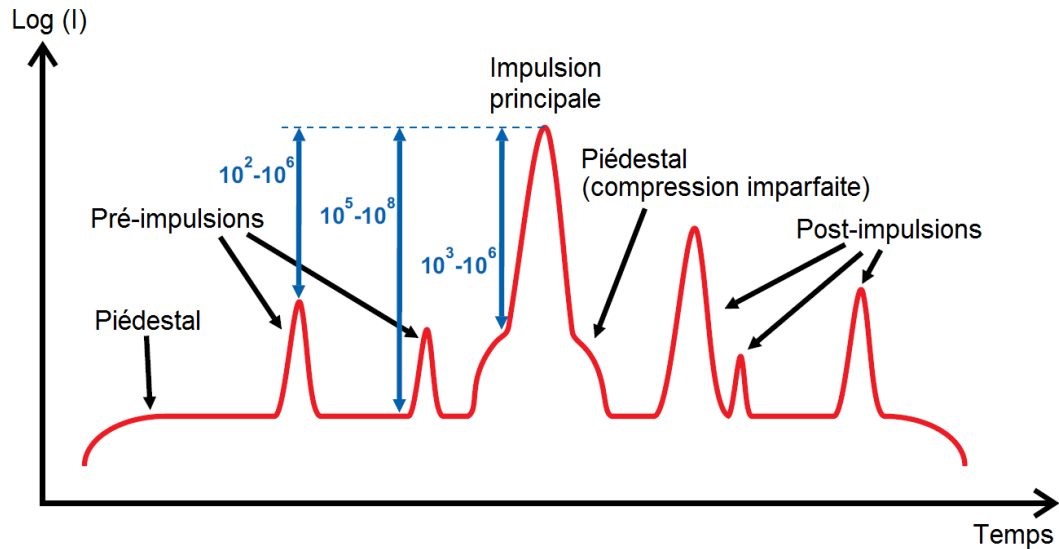


FIGURE I.3 – Structures temporelles typiques autour d'une impulsion laser amplifiée au niveau térawatt-petawatt et contrastes typiques associés à chaque structure (adapté de [Veisz 10]).

- Une partie incohérente dans le régime nanoseconde provenant majoritairement de l'émission spontanée amplifiée (ASE) et de la superfluorescence (cf partie 2.2.4). L'ASE et la superfluorescence doivent donc être limitées pour ne pas dégrader significativement le contraste longue durée. Ceci peut être fait par injection d'une énergie suffisante pour saturée rapidement les amplificateurs.

Ce paramètre de contraste est un paramètre clé dans les systèmes laser de hautes intensités en ce sens que les pré-impulsions et les piédestaux peuvent atteindre des intensités suffisantes (de typiquement  $10^{10} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour les impulsions nanosecondes à  $10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour les impulsions (sub-)picosecondes [Veisz 10]) permettant la formation d'un plasma sur la cible. À l'arrivée de l'impulsion principale, ce plasma se substitue alors à l'interaction initialement désirée sur une cible idéalement solide. En conséquence, des contrastes de  $10^8$  à  $10^{12}$  sont nécessaires pour des expériences sensibles à ce pré-plasma avec des sources générant des intensités de  $10^{18} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  à  $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  [Yanovsky 08]. Le seuil plasma étant constant, le contraste nécessaire augmente donc linéairement avec l'intensité crête de la source. Cette contrainte, déjà extrêmement forte sur la conception des systèmes térawatts et petawatts, va donc devenir extrêmement critique dans les systèmes multi-petawatts.

Bien que des précautions expérimentales peuvent être prises pour limiter la diminution du contraste<sup>1</sup>, le contraste d'une source n'est jamais infini et des techniques non-linéaires doivent souvent être appliquées pour l'améliorer.

Tout d'abord il y a les techniques qui sont limitées aux énergies relativement faibles (jusqu'au millijoule) avec des efficacités relativement basses (généralement autour de 10%) mais avec des augmentations de contraste de 2 à 6 ordres de grandeur typiquement. Vu les énergies mises en jeu, ces techniques seront donc utilisées en début de chaîne d'amplification. Leur principe repose toujours sur une meilleure transmission des fortes intensités, l'efficacité du phénomène non-linéaire étant plus grande à intensité élevée. On distingue les principales techniques suivantes :

- L'absorbant saturable. En effet seules les intensités pouvant atteindre la transparence du milieu sont transmises, les autres étant absorbées. L'efficacité du procédé est autour de 20% pour un gain en contraste de deux ordres de grandeurs [Itatani 98] [Kiryama 10].

1. Limitation des réflexions parasites, utilisation de composants optiques de fortes extinctions et limitation de l'ASE.

Cependant cette technique est limitée aux énergies de l'ordre du microjoule et à des basses cadences (10 Hz typiquement) en raison des effets thermiques pouvant apparaître.

- Les techniques utilisant l'effet Kerr comme l'interféromètre de Sagnac non linéaire [Renault 05] ou le processus d'auto-diffraction [Liu 10]. Ces procédés permettent d'obtenir des augmentations de contraste de 4 à 5 ordres de grandeur avec des efficacités de l'ordre de 10 % à 20 %.
- Les techniques utilisant la discrimination par polarisation. Leur principe repose sur le transfert des structures de hautes intensités vers une polarisation différente de celle du faisceau incident. Elles sont ensuite sélectionnées par un élément polarisant. La technique de rotation non linéaire de polarisation elliptique (ou NER pour « Nonlinear Elliptical polarisation Rotation ») en est un premier exemple. Le faisceau, initialement polarisé linéairement, voit sa polarisation transformée en une polarisation elliptique par une lame quart d'onde. Ensuite une rotation de polarisation est effectuée, qui peut se faire dans l'air [Kalashnikov 04], dans un gaz [Homoelle 02] ou dans un cristal [Jullien 05]. La partie du faisceau dont la polarisation a subi l'effet de rotation voit enfin sa polarisation reconvertie en polarisation linéaire et discriminée du reste du faisceau. L'efficacité de ce processus va de 25 % à 50 % pour une augmentation du contraste de 3 à 4 ordres de grandeur. Un deuxième exemple beaucoup plus simple à mettre en œuvre est la génération d'onde de polarisation croisée (ou XPW pour « Cross-Polarized Wave generation »). C'est un effet générant une onde polarisée orthogonalement à l'onde incidente qui peut donc être directement discriminée. Les efficacités vont de 10 % à 20 % pour une augmentation de contraste de 2 à 3 ordres de grandeur. Ce procédé a aussi l'intérêt de générer une impulsion de spectre élargi par rapport à l'impulsion initiale, ce qui la rend particulièrement intéressante pour une utilisation avec des impulsions ultra-courtes. Le laser Apollon utilisant un étage d'XPW dans son pilote, plus de détails seront apportés à ce sujet dans la partie 3.1.

Il existe aussi des techniques qui ne sont pas limitées en énergie et qui peuvent donc être utilisées en fin de chaîne, juste avant l'interaction avec la cible. C'est un avantage car aucune amplification ne viendra dégrader à nouveau le contraste obtenu. Cependant leur efficacité se doit d'être élevée car l'énergie en sortie du processus sera l'énergie finale sur cible. Une des plus vieilles techniques à avoir été utilisée est le doublement de fréquence [Marcinkevicius 04] [Yuan 10] avec des efficacités relativement importantes (de 30 % à 80 %). Le contraste du faisceau harmonique est alors théoriquement deux fois plus grand car l'effet non-linéaire est quadratique par rapport à l'intensité. Néanmoins ceci ne tient pas compte des problèmes de saturation. Il y a donc un compromis important à faire entre efficacité du processus et augmentation du contraste. De plus, cette technique se faisant sur des faisceaux larges, elle a tendance à accentuer les points chauds.

Une autre technique est celle du miroir plasma. Elle permet quant à elle d'obtenir de meilleures qualités spatiales avec des efficacités importantes (jusqu'à 70 %). L'impulsion comprimée est focalisée sur une cible transparente, classiquement du verre. La focalisation est ajustée de sorte à former un plasma juste avant l'impulsion principale. L'impulsion principale, quant à elle, va se réfléchir sur le plasma généré par la (les) pré-impulsion(s). Il en résulte donc un faisceau réfléchi dont le contraste avant l'impulsion principale est augmenté jusqu'à typiquement deux ordres de grandeur [Dromey 04] [Monot 04] [Nomura 07].

### 2.2.3 Cristal de saphir dopé aux ions $Ti^{3+}$

Comme évoqué précédemment ce cristal est le matériau solide de prédilection pour la génération et l'amplification d'impulsion courte (typiquement sub 50 fs pour les amplificateurs de forte énergie). Il possède en effet un spectre d'émission extrêmement large de 680 nm à 1100 nm (cf Fig. 1.4), permettant théoriquement la génération d'impulsions de 3,6 fs et faisant de sa bande de gain la plus large dans le domaine proche infrarouge pour un matériau solide.

D'un point de vue thermique, sa conductivité thermique élevée ( $34 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) en fait aussi un matériau intéressant pour les fortes puissances moyennes et les systèmes à haute cadence. Le Ti:Sa est un cristal anisotrope, ce qui peut être vu comme un avantage du point de vue de

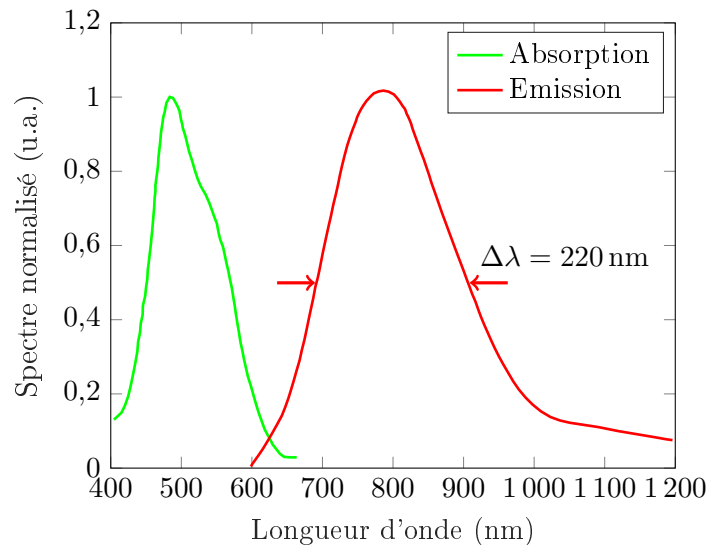


FIGURE I.4 – Spectres normalisés d'émission et d'absorption du Ti:Sa (d'après [Moulton 86]).

la dépolarisation induite par le pompage<sup>1</sup> mais oblige un contrôle précis de la polarisation des faisceaux pompe et signal, pour éviter tout effet de dépolarisation sur la chaîne.

Pour ce qui est du pompage, il se fait dans le vert autour de 500 nm, avec des énergies environ 3 fois supérieure à l'énergie signal visée (efficacité autour de 30 % en amplification). Historiquement des lasers à argon émettant à 514 nm étaient utilisés mais étaient très peu efficaces. À présent le pompage du Ti:Sa se fait majoritairement avec des lasers émettant à 1064 nm (dopage  $\text{Nd}^{3+}$ ) ou 1030 nm (dopage  $\text{Yb}^{3+}$ ) doublés en fréquence à 532 nm ou 515 nm. Pour obtenir un pompage du Ti:Sa à forte puissance moyenne (centaines de watts) ces lasers utilisent des cristaux ( $\text{YVO}_4$ , YAG) et sont eux même pompés par des diodes lasers dans le proche infrarouge, profitant de leur forte puissance moyenne (kilowatt) et de leur grande efficacité électrique-optique (autour de 70 %). Pour un pompage en très forte énergie adapté à la génération d'impulsions multi-petawatts (centaines de joules), l'utilisation des lampes flash est privilégiée en combinaison avec des matériaux amplificateurs type verres dopés néodyme de grande taille. Cependant l'utilisation de ce type de source laser annexe rend le pompage du Ti:Sa globalement assez peu efficace avec des complexités thermiques sur les systèmes de pompe qui limitent très fortement la cadence (en dessous du hertz typiquement). Malgré le développement des sources à semiconducteurs il manque encore aujourd'hui des diodes laser suffisamment performantes et énergétiques dans la gamme spectrale bleu/vert pour que le pompage direct permette d'obtenir des puissances/énergies importantes. En effet, pour l'instant seuls des oscillateurs ont pu directement être pompés par diodes dans le bleu autour de 450 nm [Rohrbacher 17] ou dans le vert autour de 520 nm [Gürel 15] et obtenir des puissances moyennes de presque 500 mW pour des durées atteignant 13 fs [Backus 17]. En amplificateur jusqu'à 3,8  $\mu\text{J}$  ont récemment été démontrés en régime cryogénique [Backus 17], ce qui, bien qu'extrêmement prometteur, reste trop loin des objectifs des systèmes petawatts.

Le pompage de ce cristal à très haute énergie est donc possible mais avec des systèmes Nd:verre pompés par flashes puis doublés en fréquence. Ce type de pompe, bien que limitée en cadence, permet le stockage de l'énergie nécessaire à l'amplification d'impulsions jusqu'au régime multi-petawatts.

1. En effet la biréfringence naturelle du cristal l'emporte sur celle due aux variations d'indice induites par les contraintes mécaniques dues au pompage.

Le deuxième point critique pour les systèmes amplificateurs laser petawatt est que leur gain petit signal est relativement important. Or l'ASE étant directement liée au gain petit signal du cristal<sup>1</sup>, avoir un gain important dans un cristal et *a fortiori* dans un amplificateur n'est pas souhaitable en terme de contraste. De plus un gain petit signal important augmente la possibilité d'effets laser parasites dans le matériau, notamment les effets laser transverses. Même si l'effet laser transverse peut être diminué par adaptation d'indice, les cristaux Ti:Sa dans les amplificateurs sont si larges que cet effet parasite est extrêmement critique et difficile à gérer dans les systèmes multi-petawatts<sup>2</sup>. En conséquence il est nécessaire de limiter le gain petit signal dans les amplificateurs notamment lors du pompage à haute énergie. Pour cela on peut soit diviser l'amplification en plusieurs amplificateurs différents ou alors répartir le stockage d'énergie dans le temps (méthode dite : « Extraction During Pumping » [Chvykov 16] en anglais).

Enfin, le dernier point critique pour les systèmes amplificateurs laser petawatt concerne le gain total important de la chaîne, qui conduit naturellement à un rétrécissement spectral par le gain non négligeable, notamment avec la contrainte de la large bande spectrale comme illustré en figure I.5.

Par conséquent dans le cadre de la génération d'impulsions multi-petawatts, il semble intéres-

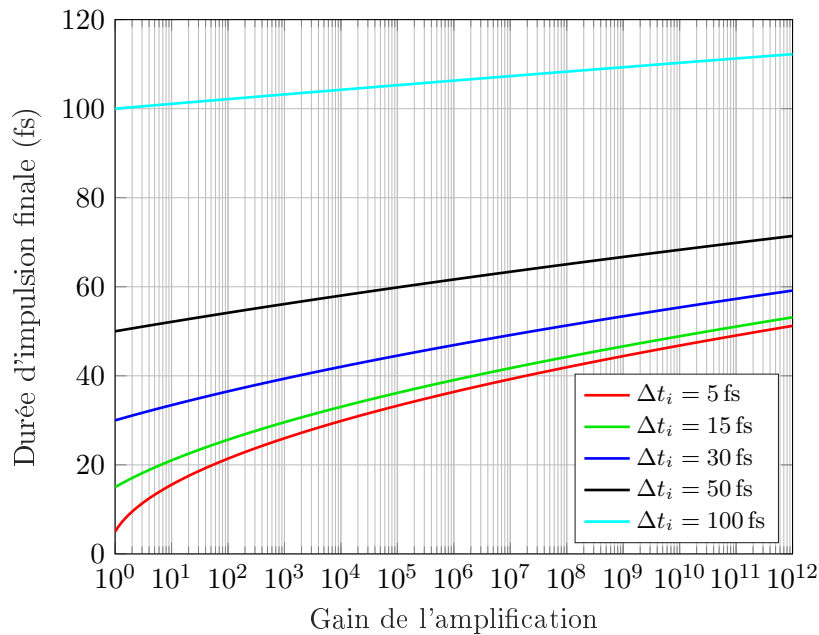


FIGURE I.5 – Effets du rétrécissement spectral par le gain pour un cristal de Ti:Sa (220 nm de spectre autour de 800 nm) sous les hypothèses de l'équation I.3

sant de limiter le cristal de Ti:Sa à des utilisations en faible gain pour diminuer d'une part la perte de contraste due à l'ASE et d'autre part le rétrécissement spectral par le gain. Il faudrait idéalement le privilégier dans des amplificateurs à forte énergie ou les alternatives n'existent pas car les systèmes de pompage de très haute énergie sont d'ores et déjà extrêmement critiques, difficilement remplaçables (comme on le verra) et applicables à d'autres types d'amplification que l'amplification laser qui est assez tolérante en terme de qualité spatiale et temporelle du faisceau de pompe.

1. En effet plus le gain petit signal est important, plus l'émission spontanée à l'origine de l'ASE va être amplifiée.

2. En effet plus la dimension transverse du milieu à gain est grande, plus le gain dans cette direction est important, ce qui favorise l'effet laser.

### 2.2.4 Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence

L'amplification paramétrique optique (ou OPA pour « Optical Parametric Amplification ») est une technique d'amplification reposant sur un effet non linéaire du deuxième ordre. C'est un mélange à trois ondes. Dans cet effet, trois ondes optiques interagissent entre elles via un milieu présentant une non linéarité du second ordre. L'OPA se caractérise par le transfert d'énergie d'un faisceau de haute intensité, dit de pompe, à la fréquence  $\omega_p$  vers un faisceau de plus faible intensité, dit signal, à une fréquence plus basse  $\omega_s$  menant donc à l'amplification de ce dernier. Le processus conduit par conservation de l'énergie à la création d'un troisième faisceau, dit faisceau complémentaire ou idler, de fréquence  $\omega_i$ . Il en découle la relation suivante sur les fréquences des différents faisceaux :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (\text{I.4})$$

D'un point de vue quantique, l'OPA peut ainsi se comprendre comme la division d'un photon de pompe en un photon signal et un photon idler en présence d'un premier photon signal et dans un milieu présentant une susceptibilité non linéaire  $\chi^{(2)}$ . Si le faisceau signal est une impulsion étirée dans le temps (technique CPA déjà mentionnée) on parle alors d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquences (ou OPCPA pour « Optical Parametric Chirped Pulse Amplification »).

L'efficacité du phénomène est influencée par la conservation du moment des ondes en interac-

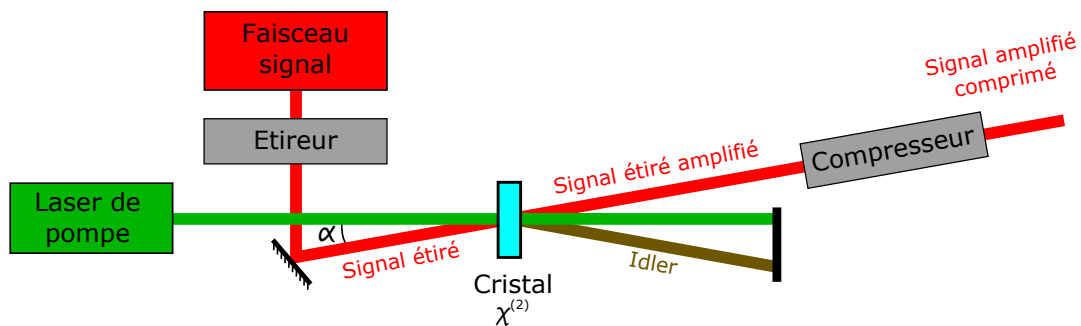


FIGURE I.6 – Principe de l'OPCPA en configuration non colinéaire adaptée à l'amplification d'impulsions ultra-courtes.

tion, cette dernière étant maximale quand la condition d'accord de phase est vérifiée :

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i = \vec{0} \quad (\text{I.5})$$

avec  $\vec{k}_p$ ,  $\vec{k}_s$  et  $\vec{k}_i$  les vecteurs d'ondes respectifs des faisceaux de pompe, signal et idler. Pour respecter cette condition, une solution simple consiste à utiliser des cristaux biréfringents uniaxes comme matériaux non linéaires. Dans ce cas les faisceaux sont utilisés avec des polarisations linéaires différentes et orthogonales de sorte à ce qu'ils ne voient pas le même indice. L'indice extraordinaire visible par un faisceau est d'ailleurs modifié en changeant la direction de propagation de celui-ci dans le cristal de sorte à obtenir l'accord de phase. L'angle entre l'axe optique du cristal et le faisceau extraordinaire est appelé angle d'accord de phase  $\Theta$ .

Dans le cas de faisceaux monochromatiques l'accord de phase peut donc être rigoureusement vérifié, même si dans la pratique il peut être compliqué de l'obtenir (angle d'accord de phase non rigoureusement respecté notamment) et de le maintenir (variation de l'accord de phase avec la température, désalignements des faisceaux...). Cependant dans le cas d'un faisceau signal à large spectre, l'angle d'accord de phase n'est plus unique pour toutes les composantes spectrales. Par conséquent l'amplification n'est efficace que pour une portion réduite du spectre pour laquelle  $\vec{\Delta k}$  est proche de  $\vec{0}$ <sup>1</sup>. Néanmoins l'utilisation de la configuration non colinéaire

1. En fait il faut que le produit de  $\Delta k$  par la longueur du cristal soit inférieur à 3 pour avoir une efficacité de conversion supérieure à 50%.

(ajout d'un angle  $\alpha$  entre les faisceaux pompe et signal) illustrée en Fig. I.6 permet d'obtenir un degré de liberté supplémentaire pouvant dans certains cas permettre l'accord de phase sur une plage spectrale plus importante que dans le cas colinéaire. En effet dans ce cas le faisceau idler se retrouve dispersé angulairement (cf. figure I.7) pouvant ainsi compenser en partie le désaccord de phase due au spectre large du faisceau signal. Dans le cas du cristal de bêta-borate

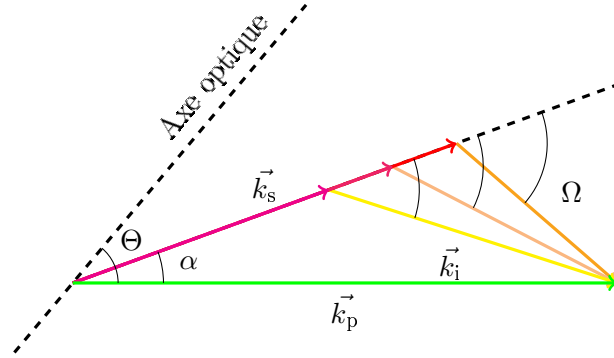


FIGURE I.7 – Schéma de l'accord de phase non colinéaire (d'après [Ramirez 13a])

de baryum (BBO) pompé à 515 nm pour un signal large bande autour de 800 nm, les calculs d'accords de phase, notamment effectués par RAMIREZ dans sa thèse [Ramirez 13a], montrent une plage spectrale accessible de plus de 200 nm compatible avec celle du cristal Ti:Sa (cf Fig. I.8).

Cette technique est donc très intéressante pour l'amplification d'impulsions ultracourtes. Un

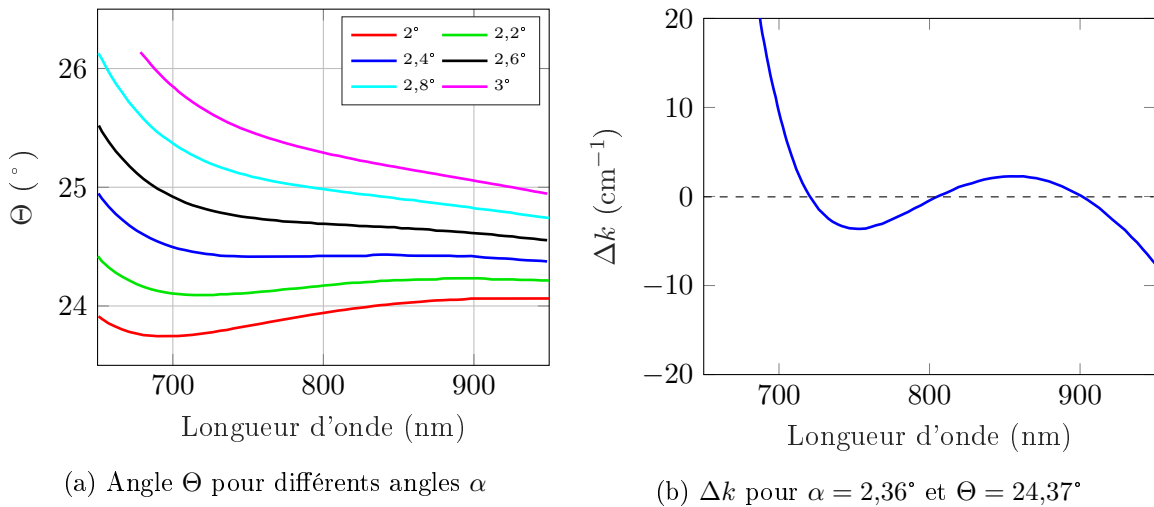


FIGURE I.8 – Accords de phase dans le BBO (d'après [Ramirez 13a])

autre aspect intéressant est l'instantanéité du phénomène non linéaire. En effet il n'y a pas, contrairement à l'amplification classique utilisant l'émission stimulée, de stockage d'énergie dans le milieu, ce qui en théorie empêche tout problème lié à la thermique<sup>1</sup>, rendant cette technique bien adaptée à la haute cadence. De plus deux autres conséquences de l'instantanéité sont l'absence d'ASE et le filtrage temporel de l'impulsion signal, l'amplification n'ayant lieu que durant la durée de l'impulsion de pompe. Ceci permet par conséquent de limiter la dégradation du contraste. Cependant la superfluorescence (division spontanée du photon de pompe en photon signal et idler en l'absence de signal) est un phénomène à ne pas négliger

1. En pratique le matériau absorbe toujours un peu de rayonnement (surtout l'idler dans l'infrarouge), ce qui chauffe le matériau et peut conduire à des distorsions du faisceau ainsi qu'un décalage de l'accord de phase.

car elle est source de dégradation du contraste incohérent. Elle apparaît à fort gain. Les principales techniques pour limiter la superfluorescence consistent donc à utiliser plusieurs étages d'OPCPA en restreignant le gain de chaque étage, augmenter le niveau d'injection du signal à amplifier [Tavella 06] et limiter le gain dans les zones spectrales où le signal est plus faible [Moses 09].

Quoi qu'il en soit, si le système est correctement pensé, l'OPCPA peut être extrêmement avantageuse en termes de contraste. D'une part si elle est utilisée dans un régime de gain non saturé, cette technique permet de maintenir un contraste important de l'impulsion signal, par l'absence intrinsèque d'ASE donc, mais aussi une superfluorescence limitée dans ce cas. Typiquement les impulsions dans ce cas sont dans le régime nanoseconde. D'autre part l'utilisation de durée d'impulsions plus courtes (de 1 ps à la centaine de picosecondes) permet d'améliorer le contraste car seul ce qui est synchronisé avec l'impulsion de pompe est amplifié. Le contraste en dehors de la zone de pompe est ainsi augmenté de la valeur du gain paramétrique.

Le gain atteignable avec cette technique est directement lié aux propriétés internes du matériau, notamment sa susceptibilité non linéaire  $\chi^{(2)}$ , et à l'intensité du faisceau de pompe [Moses 11]. Parce qu'il est assez simple d'obtenir des intensités importantes (plusieurs gigawatts par centimètre carré), de très forts gains sont accessibles avec cette technique (entre  $10^5$  et  $10^6$ ). Malgré ce fort gain accessible, le rétrécissement spectral par le gain est beaucoup moins limitant que dans le cas des cristaux Ti:Sa. La bande de gain accessible est effectivement plus large que dans ces cristaux et peut être rendue relativement plate sur toute la bande spectrale de l'impulsion par utilisation d'un faisceau temporellement carré<sup>1</sup>.

L'OPCPA possède tout de même trois inconvénients majeurs. Tout d'abord, comme le gain n'est disponible que pendant la durée du faisceau de pompe, une synchronisation précise des faisceaux pompe et signal doit être réalisée. Se rajoute à cette contrainte temporelle, la contrainte d'alignement spatial des faisceaux les uns par rapport aux autres et par rapport au cristal. Ensuite l'absence de la phase de stockage dans ce phénomène non linéaire a pour conséquence de transférer les caractéristiques du faisceau de pompe sur le faisceau signal et notamment ses caractéristiques spatiales et temporelles. Il est donc nécessaire d'avoir un faisceau de pompe de très bonne qualité et spatialement au moins équivalente à celle souhaitée pour le faisceau signal. Enfin l'efficacité limitée de cette technique (autour de 10%) oblige l'utilisation d'énergie de pompage 10 fois supérieure à l'énergie signal visée. Cela devient très pénalisant pour les systèmes de pompage dédiés à l'OPCPA à haute énergie, ceux-ci devant avoir une qualité spatiale et temporelle maîtrisées ainsi qu'une énergie importante.

En conséquence l'amplification paramétrique à dérive de fréquence est une excellente technique d'amplification d'impulsions ultracourtes à très fort gain potentiel, permettant de limiter la dégradation du contraste voire de l'améliorer. Cependant la nécessité de concevoir des systèmes de pompage de très haute qualité limite son utilisation aux énergies modérées (si on veut éviter le développement d'une chaîne laser gigantesque et extrêmement coûteuse).

### 2.2.5 Les couplages spatio-temporels

Un faisceau présente un couplage spatio-temporel si une propriété temporelle de ce faisceau à une dépendance spatiale et inversement. Ce type de couplage se traduit mathématiquement par le fait que l'on ne peut pas écrire le champ électrique complexe  $\widehat{E}(x,y,t)$  décrivant un faisceau par le produit d'une fonction d'espace  $f(x,y)$  et d'une fonction du temps  $g(t)$  :

$$\widehat{E}(x,y,t) \neq f(x,y)g(t) \quad (\text{I.6})$$

Les systèmes à haute intensité sont propices à induire du couplage spatio-temporel sur leur faisceau principalement à cause de la grande taille des faisceaux (qu'il est difficile de garder homogènes) et de l'utilisation de la technique de CPA. En effet par principe cette technique induit

1. Le signal étant étiré temporellement, le gain spectral dépend du profil temporel de la pompe.



des couplages spatio-temporels sur le faisceau avec des éléments dispersifs pour effectuer l'étiement. Bien que la dispersion est compensée par le compresseur de fin de chaîne, du couplage spatio-temporel résiduel peut persister notamment en cas de désalignement. De plus l'utilisation d'optiques de diamètres importants avec des faisceaux de grandes tailles, rend leur imperfections (défauts de forme, aberrations optiques) critiques et peuvent entraîner des couplages spatio-temporels importants [Li 17]. La rugosité de ces surfaces est aussi à prendre en compte car elle amène à des diffusions générant des couplages complexes et impactant essentiellement le contraste [Bromage 12] [Ma 15]. De manière générale, la traversée d'éléments d'épaisseur variable ou présentant du chromatisme induit des couplages spatio-temporels. Une autre source de couplages réside dans la non homogénéité spatiale des contenus spectraux du faisceau. Celle-ci est induite notamment par les inhomogénéités spatiales du gain ou de la saturation dans les amplificateurs [Mennerat 12]. Enfin les phénomènes non linéaires voulus (OPCPA ou XPW notamment) ou parasites tendent à introduire des couplages spatio-temporels supplémentaires à cause de leur forte dépendance non linéaire à l'intensité locale du faisceau.

Ces couplages ne seraient pas ennuyeux s'ils n'augmentaient pas la durée d'impulsion [Bourassin-Bouchet 11] et la dimension transverse du faisceau focalisé sur cible, menant à une réduction de l'intensité finale du système. L'exemple du « Pulse Front Tilt » (PFT) peut être pris. C'est un couplage spatio-temporel qui se traduit par une inclinaison différente du front d'onde et du front d'impulsion. Expérimentalement cela se traduit notamment par un étalement du spectre sur une dimension spatiale. Il est possible de montrer [Gallet 14b] que la perte d'intensité  $R$  pour des faisceaux gaussiens de diamètre  $D$  avant focalisation et de durée  $\tau$  portant du PFT de coefficient  $\xi$  (en  $\text{fs}\cdot\text{mm}^{-1}$ ) vaut :

$$R = \frac{1}{1 + \xi^2 \frac{D^2}{\tau^2}} \quad (\text{I.7})$$

Bien entendu la perte d'intensité est d'autant plus importante que le faisceau est grand et que la durée d'impulsion est courte. Cette tendance est illustrée par la figure I.9 donnant cette perte d'intensité pour des systèmes de configurations différentes. La configuration utilisant des faisceaux de diamètre 400 mm avant focalisation et de durée 15 fs (courbe noire sur la figure I.9) correspond au laser Apollon.

En conséquence la mesure des effets de couplages spatio-temporels est nécessaire. Évidemment pour quantifier la chute d'intensité introduite par ces effets et pouvoir ainsi optimiser les systèmes laser à haute intensité ; mais aussi pour pouvoir contrôler ces effets et générer des distorsions spatio-temporels précises pour des applications ciblées. À titre d'exemple, l'introduction de PTF sur des faisceaux femtosecondes générant des harmoniques d'ordres élevées dans des gaz a permis de séparer spatialement les multiples impulsions attosecondes obtenues (technique du phare attoseconde) [Wheeler 12]. De plus la connaissance des couplages spatio-temporels des faisceaux de haute intensité permet de simuler plus précisément la physique qui a lieu lors de l'interaction de ce faisceau avec la cible d'étude, ce qui revêt un grand intérêt pour les expérimentateurs.

Pour mesurer les couplages, quatre principales techniques de mesure ont été développées ces quinze dernières années. La plupart repose sur une mesure spatio-spectral du faisceau à l'aide de techniques interférométriques<sup>1</sup> :

- SPIDER 2D pour « Spectral Phase Interferometry for Direct Electric field Reconstruction in 2 Dimensions » [Dorrer 02]. Il s'agit d'une technique absolue mono-coup 1D spatial adaptée de SPIDER, reposant sur le décalage spatial et spectral du faisceau à mesurer.
- STRIPED FISH pour « Spatially and Temporally Resolved Intensity and Phase Evaluation Device : Full Information from a Single Hologram » [Gabolde 06]. C'est une technique

1. Bien évidemment de nombreuses techniques sont dérivées de celles-ci, nous ne donnons ici que les quatre différentes grandes familles de techniques existantes.

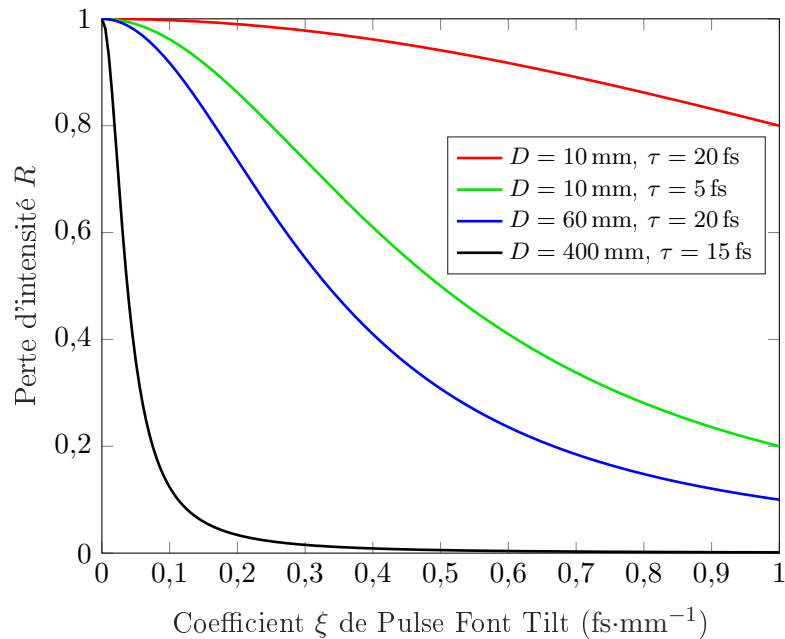


FIGURE I.9 – Pertes d'intensité en fonction de l'intensité du Pulse Front Tilt pour 4 lasers ayant des configurations différentes. La courbe noire représente la configuration du laser Apollon (extrait de [Pariente 17])

de mesure relative mono-coup 2D spatial considérée comme de l'holographie digitale multiplexée en longueur d'onde.

- HAMSTER pour « Hartmann-shack Assisted, Multidimensional, Shaper-based Technique for Electric-field Reconstruction » [Cousin 12]. C'est une technique absolue multi-coup mesurant le front de phase de l'impulsion en fonction de la longueur d'onde.
- SEA TADPOLE pour « Spatially Encoded Arrangement for Temporal Analysis by Dispersing a Pair of Light Electric-field » [Bowlan 07]. Il s'agit d'une technique multi-coup reposant sur la résolution spectrale des interférences entre un point de référence et les autres points de la tache focale.

Aucune de ces familles de techniques n'est bien adaptée à la mesure spatio-temporelle sur des faisceaux ultra-intenses car le diamètre de faisceau mesurable par la technique ou la résolution (notamment spectrale) est limité. Trois techniques bien adaptées aux faisceaux ultra-intenses de grands diamètres ont cependant émergé ces dernières années :

- RED SEA TADPOLE pour « ReferencED SEA TADPOLE » qui est une technique SEA TADPOLE avec une référence externe permettant de s'affranchir des effets des artéfacts de mesure de SEA TADPOLE. Cette technique a permis la première mesure spatio-temporelle sur un faisceau ultra-intense (100 GW crête) [Gallet 14a].
- TERMITES pour « Total Electric-field Reconstruction using a Michelson Interferometer's Temporal Scan » basé sur un interféromètre de Michelson [Pariente 16] et son homologue avec un interféromètre de Mach-Zehnder [Miranda 14] permettent de diminuer grandement le temps d'acquisition pour les faisceaux de grands diamètres. Ces deux techniques créées, à partir du faisceau à mesurer, une onde divergente utilisée comme faisceau de référence qui vient interférer avec le faisceau à mesurer.
- INSIGHT qui tout comme le TERMITES est développé par l'équipe de QUÉRÉ du CEA [Borot 17]. Ce dispositif a le grand avantage de pouvoir mesurer les couplages spatio-temporels au foyer des faisceaux laser donc au plus près des expériences. C'est un système aussi basé sur de la spectroscopie par transformée de Fourier. Il est important de noter que cet appareil a permis, très récemment, la mesure des couplages spatio-temporels sur le système petawatt Bella [Jeandet 18].

### 2.3 L'énergie et la cadence, le prix à payer pour les systèmes de pompage

Les systèmes de pompage sont un des éléments clé des systèmes petawatt et multi-petawatts. En effet si l'énergie est un paramètre critique dans le développement pour les architectures laser petawatt, il l'est tout autant voire plus pour les systèmes de pompage qui doivent de facto gérer des énergies encore plus importantes. Actuellement la technologie reine reste les lampes flash pour pomper des systèmes à verres dopés, soit pour réaliser des lasers types mégajoules (en pompage direct) ou subséquemment doublés en fréquence pour pomper les lasers Ti:Sa (pompage indirect). En effet c'est aujourd'hui la seule technique permettant des pompages à des niveaux d'énergie extrêmes (supérieures au kilojoule) pour un coût réduit. Cependant c'est un pompage assez peu efficace à cause de son émission non directive et large bande. Mais surtout, ce type de pompage amène ses propres problématiques dont la principale est la thermique qui à cause des propriétés médiocres des verres (conductivité thermique de l'ordre de  $1 \text{ W}\cdot\text{m}\cdot\text{K}^{-1}$ ) et l'éclairage très large bande des lampes flashes, qui mène à un rendement quantique faible, rendent leur utilisation à haute cadence limitée entre 0,1 Hz et 1 mHz typiquement.

Pour contourner ces défauts et atteindre de plus grande cadence, le pompage par diode laser (à la fois directe ou indirecte) est en plein développement profitant notamment de la nouvelle disponibilité industrielle des diodes de puissances dans l'infrarouge (cf 2.4). Cependant, l'utilisation des diodes laser souffre de deux grands revers : tout d'abord le prix du joule avec les diodes laser est extrêmement élevé par rapport aux lampes flashes, et deuxièmement la problématique des mauvaises propriétés thermiques des verres n'est pas réglée. Les systèmes de forte puissance et forte énergie pompés par diodes utilisent donc préférentiellement les cristaux dopés à l'ytterbium (typiquement et quasi exclusivement l'Yb:YAG). Les lasers solides pompés par diode (DPSSL) permettent certes une montée en cadence (de 1 Hz à 100 Hz typiquement) mais les effets thermiques restent la problématique majeure de ces systèmes de pompage. Ceux-ci sont d'autant plus délétères pour les pompages devant garder un profil spatio-temporel maîtrisé (cas du pompage OPCPA déjà évoqué en 2.2.4). La gestion de ces effets dans les systèmes de hautes énergies servant au pompage est encore aujourd'hui un axe majeur de développement.

### 2.4 Etat de l'art des lasers petawatt et multi-petawatts

Depuis la démonstration du premier laser dépassant le petawatt crête au milieu des années 90 [Perry 96], ces systèmes à haute intensité n'ont cessé de s'améliorer. Actuellement la puissance crête maximale ayant été démontrée est de 5,4 PW (130 J, 24 fs) par GAN et al. en Chine avec une architecture entièrement à base de cristaux Ti:Sa utilisant la technique d'extraction durant le pompage [Gan 17] (pour éviter l'effet laser transverse). L'intensité maximale démontrée sur cible est quant à elle de  $2 \times 10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  avec le système HERCULES [Yanovsky 08]. C'est un système totalement à base de cristaux Ti:Sa pompés par des sources doublés en fréquence, générant 300 TW (9 J, 30 fs) à 0,1 Hz focalisé sur un spot de dimension  $1,3 \mu\text{m}$ .

Pour ce qui est des systèmes en exploitation générant plus d'1 PW crête, deux systèmes notables peuvent être cités : le système BELLA (développé par la société Thales), générant 1,2 PW (40 J, 40 fs) à 1 Hz et la source développée en Corée du Sud, générant 4,2 PW (83 J, 19,4 fs) [Sung 17].

#### 2.4.1 Vers les 10 PW

Maintenant que le régime multi-petawatts a été démontré l'objectif actuel en terme de puissance crête est l'obtention des 10 PW. Il peut être noté que les systèmes purement à base de cristaux Ti:Sa montrent leurs limitations technologiques autour du petawatt et que l'écrasante majorité des systèmes utilise l'OPCPA ou une combinaison de OPCPA/CPA pour atteindre le régime multi-petawatts car la réduction de la durée est un facteur nécessaire pour passer ce cap. Le tableau I.1 regroupe quelques systèmes notables travaillant en ce sens.

Système	Source du GIST	PETAL	Vulcan 10 PW	Apollon
Amplification	OPCPA-CPA	OPCPA-CPA	OPCPA	OPCPA-CPA
Milieu à gain	BBO/Ti:Sa	LBO, BBO/Nd:verre	LBO, DKDP	BBO/Ti:Sa
Source de pompe	Nd:verre 2 $\omega$	Lampes flash	Nd:verre	Yb:CaF <sub>2</sub> 2 $\omega$ Nd:verre 2 $\omega$
P <sub>crête</sub> (PW)	4,2*	1,15*/7,2	10 <sup>†</sup>	10 <sup>†</sup>
Energie (J)	83*	850*/3600	300 <sup>†</sup>	150 <sup>†</sup>
Durée (fs)	19,4*	700*/500	30 <sup>†</sup>	15 <sup>†</sup>
Cadence	0,1 Hz	Quelques tirs/jour	1tir/15 min <sup>†</sup>	0,1 Hz <sup>†</sup>

Tableau I.1 – Systèmes tendant vers les 10 PW. \* : démontré, † : prévu

### Architecture à amplification directe

Parmi les différentes stratégies possibles pour atteindre 10 PW, une première approche, celle développée historiquement, consiste à apporter l'énergie au faisceau via des milieux amplificateurs émettant autour de 1  $\mu\text{m}$  pour profiter de leur grande maturité. Les bandes de gain de ces matériaux ne permettant pas d'atteindre des durées aussi courtes que dans le cas de l'amplification non linéaire ou des cristaux Ti:Sa, la durée d'impulsion finale est limitée au dessus de la centaine de femtosecondes typiquement, nécessitant un apport d'énergie important pour atteindre le régime multi-petawatts. Les matériaux largement utilisés dans ce cas sont les verres dopés aux ions néodymes pompés par lampes flash. L'injection est quant à elle réalisée grâce à un étage court, notamment basé sur l'OPCPA. Un système notable utilisant cette architecture et ayant travaillé en exploitation est le « Texas PetaWatt laser » (TPW) avec une puissance crête de 1,1 PW (186 J, 167 fs) à deux tirs par heure [Gaul 10]. Le « PETawatt Aquitaine Laser » (PETAL), système petawatt couplé au Laser MégaJoule (LMJ), utilise des lignes d'amplification type LMJ pour réaliser l'apport d'énergie. Il a la possibilité de délivrer jusqu'à 7,2 PW si il est utilisé à énergie maximale (3600 J) et durée minimale (500 fs). Récemment le premier petawatt a été réalisé (1,15 PW) démontrant l'amplification à haute énergie (850 J sur 700 fs) [Blanchot 17]<sup>1</sup>.

### Architecture hybride OPCPA/Ti:Sa

Actuellement pour atteindre 10 PW, la stratégie consiste à travailler avec une durée d'impulsion plus courte (inférieur à 20 fs typiquement) nécessitant alors une énergie plus modérée (inférieure à 200 J) et accessible avec les technologies actuelles. L'architecture mixte OPCPA pour le fort gain/Ti:Sa pour la forte l'énergie est dans ce cas intéressante pour maintenir une bande spectrale large. C'est le cas du projet Apollon dont l'objectif est de générer des impulsions de 15 fs avec 150 J, dont l'architecture est détaillée en partie 3<sup>2</sup>. Les difficultés se concentrent dans ce cas dans la partie OPCPA à fort contraste et bande de gain.

### Architecture entièrement basée sur l'OPCPA

La dernière approche consiste à utiliser entièrement la technique d'OPCPA. Le projet Vulcan 10 PW (300 J à 30 fs) du laboratoire Rutherford Appleton (RAL) à fait ce choix. Il se base sur une première section amplificatrice à base de cristaux LBO utilisés pour leur haute non linéarité pour atteindre le joule et une deuxième section de forte énergie utilisant des cristaux de DKDP pouvant être crû sur de grandes ouvertures (supérieures à 40 cm) pour obtenir 300 J [Hernandez-Gomez 10]. L'enjeu principal réside dans le développement de sources de pompe suffisamment énergétiques au vu des faibles efficacités des systèmes OPA. C'est pour cela que ce type de système est souvent greffé à un système Nd:verre déjà en service. Pour ce qui est de

1. Actuellement le système le plus avancé avec la technologie d'amplification directe est la ligne L4 de ELI Beamlines développée par National Energetics devant délivrer 10 PW (1500 J sur 150 fs).

2. Cette approche a aussi été choisie par d'autres projets tel les systèmes 10 PW de la société Thales pour ELI NP, ou le laser Coréen du GIST.

ce projet, le laser Vulcan, source existante à base de Nd:verre et délivrant 2 lignes de faisceau de 1,5 kJ à 1053 nm sur 3 ns, sera doublé en fréquence pour pomper le dernier étage d'OPCPA [Lyachev 11]. Récemment l'installation CAEP-PW basée sur une cascade de trois OPCPA pompés par des systèmes Nd:verre doublés en fréquence a démontré une puissance crête de 4,9 PW (91,1 J pour 18,6 fs) [Zeng 17]. En conclusion, cette stratégie s'appuie sur des systèmes très énergétiques et permet notamment de mettre à profit des travaux sur des chaînes lasers déjà existantes en les améliorant. Cependant le principal point critique reste la très faible cadence.

Les systèmes 10 PW sont sur le point d'être démontrés. Pour cela les technologies laser sont poussées à leurs paroxysmes. Cependant, certains envisagent déjà l'étape suivante qui consiste en la réalisation du laser 100 PW. Parmi toutes celles envisagées, les architectures les plus prometteuses sont basées sur l'OPCPA. Le SIOM prévoit notamment le système SEL (« Station of Extreme Light ») qui sera composé de quatre faisceaux de 30 PW crête [working group 17], en Russie le XCELS (« Exawatt Center for Extreme Light Studies ») prévoit sur cible l'utilisation de douze faisceaux de 15 PW crête chacun [Sergeev 16], alors qu'au LLE le projet OPAL (« Optical Parametric Amplifier Line ») prévoit l'utilisation des lignes OMEGA-EP pour produire un faisceau de 75 PW crête [Zuegel 14].

#### 2.4.2 Vers la montée en cadence

La deuxième voie d'amélioration actuelle des systèmes multi-petawatts est la montée en cadence, pour dépasser le hertz. Les enjeux se concentrent majoritairement sur les systèmes de pompage qui doivent suivre la montée en cadence tout en délivrant l'énergie nécessaire. Le tableau I.2 donne les caractéristiques prévues et actuelles de trois systèmes ayant cette ambition. Dans ces systèmes, il est notable que la puissance crête visée reste légèrement en deçà du petawatt, c'est le compromis à faire pour obtenir plus de cadence.

Système	Équipe J. J. ROCCA	HAPLS	PFS
Amplification	CPA	CPA	OPCPA
Milieu à gain	Ti:Sa	Ti:Sa	DKDP
Source de pompe	Nd:YAG/YLF/verre $2\omega$ pompés flash	DPSSL $2\omega$	DPSSL $2\omega$
Puissance crête (PW)	0,85*	0,56*/1 <sup>†</sup>	> 0,6 <sup>†</sup>
Energie sur cible (J)	24,5*	16*/30 <sup>†</sup>	> 3 <sup>†</sup>
Durée d'impulsion (fs)	30*	28,6*/30 <sup>†</sup>	5 <sup>†</sup>
Taux de répétition	3,3 Hz*	3,3 Hz*/10 Hz <sup>†</sup>	10 Hz <sup>†</sup>

Tableau I.2 – Systèmes petawatt haute cadence.\* : démontré, <sup>†</sup> : prévu

Deux architectures principales sont étudiées. Tout d'abord les systèmes tout OPCPA. Si le projet Vulcan 10 PW fait le choix de la très haute énergie et doit se limiter à des cadences de quelques tirs par heure, il est aussi possible de travailler avec des énergies modérées nécessitant des durées d'impulsion plus courtes pour conserver la puissance crête, mais une cadence accessible plus élevée. Ce choix, fait par le Petawatt Field Synthesizer (PFS) au Max Planck Institut für Quantenoptik (MPQ) en Allemagne, permet d'utiliser le plein potentiel de la bande de gain des systèmes OPCPA. La cadence est assurée par un pompage avec des lasers solides doublés en fréquence pompés par diode laser. Il devrait générer plus de 0,6 PW (>3 J sur 5 fs) à 10 Hz [Major 09].

On trouve ensuite des systèmes entièrement basés sur des cristaux Ti:Sa. Le record de puissance moyenne pour un système petawatt, 85 W moyen (24,5 J, 30 fs à 3,3 Hz), a d'ailleurs été démontré avec ce type d'architecture [Wang 17] et un pompage assuré par des lasers solides pompés par lampes flash avec un potentiel jusqu'à 5 Hz. Ce même type d'architecture est celle

qui sera utilisé pour le système ELI HAPLS qui a d'ores et déjà démontré 0,56 PW (16 J, 28,6 fs) à 3,3 Hz [Sistrunk 17]. Il utilise comme le système PFS un pompage à sources solides pompées par diode laser pour atteindre l'objectif de 1 PW crête (30 J, 30 fs) à 10 Hz.

Une autre voie prometteuse pour améliorer la cadence consiste en l'utilisation de diodes laser pour pomper des matériaux émettant autour de 1  $\mu\text{m}$ . En effet les diodes peuvent être modulées à haute cadence contrairement aux lampes flashes. Des projets se développent ainsi, menant à des architectures permettant de générer jusqu'au petawatt crête. Il s'agit notamment des systèmes allemands PEnELOPE et Polaris se basant entièrement sur les matériaux Yb:verre et Yb:CaF<sub>2</sub> pour les derniers étages énergétiques. Le système PEnELOPE a démontré 80 TW (12,5 J, 150 fs) [HZDR 18] sur les 1,25 PW (150 J, 120 fs) à 1 Hz prévus [Siebold 13] alors que Polaris a montré 170 TW (16,7 J, 98 fs) à 0,02 Hz [Hornung 16].

En conclusion, si on s'intéresse maintenant aux systèmes 10 PW, l'utilisation de l'hybride OPCPA/CPA paraît être la solution optimale pour maintenir des cadences proche de 0,1 Hz. En effet, les autres technologies étant basées sur des chaînes délivrant des énergies supérieures au kilojoule à base de verres dopés néodyme, les problèmes thermiques sont trop importants pour permettre mieux que quelques tirs par jours. En effet, le relâchement des contraintes dû aux durées plus courtes permet aux systèmes hybrides d'être plus compétitifs sur ce point.

### 3 Le laser Apollon

Le projet Apollon est un projet laser français ayant pour but de générer des impulsions de 10 PW crête à 1 tir·min<sup>-1</sup>. Le parti pris pour atteindre cette puissance est de travailler avec des impulsions extrêmement courtes (15 fs) pour rester à une énergie modérée (150 J sur cible) tout en atteignant une intensité sur cible supérieure à  $2 \times 10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Le but principal de cette installation, basée sur le site de l'Orme des Merisiers du CEA Saclay, est l'étude de l'interaction lumière-matière avec des impulsions multi-petawatts.

Pour atteindre ces performances le choix s'est porté sur une architecture mixte OPCPA/Ti:Sa (cf Fig. 1.10) afin d'utiliser les avantages des deux techniques (cf parties 2.2.3 et 2.2.4). La chaîne d'amplification d'Apollon se sépare donc en deux blocs : un pilote à base d'OPCPA travaillant à fort gain mais énergie modérée et une succession d'amplificateurs à base de cristaux Ti:Sa travaillant à gain plus faible mais apportant au faisceau l'énergie nécessaire pour atteindre les 10 PW. Le but du pilote est ainsi de générer des impulsions étirées (régime nanoseconde) de plusieurs dizaines de millijoules à 100 Hz avec un spectre suffisamment large (comprimable en dessous de 10 fs). Tout cela avec un contraste autour de  $10^{12}$ . La chaîne Ti:Sa, doit permettre d'atteindre les 320 J à 1 tir·min<sup>-1</sup> en fin d'amplification tout en limitant le rétrécissement spectral par le gain pour pouvoir obtenir des impulsions comprimables à 15 fs. Le faisceau est comprimé en fin de chaîne dans un compresseur à quatre réseaux avant d'être transporté puis focalisé sur des cibles d'étude dans l'une des deux salles d'expériences de focales différentes : une salle dite courte focale (focale métrique voire moins avec forte ouverture numérique) où le faisceau est focalisé au plus petit pour exalter le champ au maximum sur des cibles solides et générer des particules (protons, ions) et des rayonnements X ; une salle longue focale (plusieurs dizaines de mètres) pour permettre l'accélération d'électrons dans des gaz sur des longueurs significatives.

#### 3.1 Un pilote basé sur l'OPCPA

Le pilote, dont l'architecture est visible en Fig. 1.11, est composé de quatre blocs principaux, s'articulant autour de l'OPCPA : une source ultrabrève élargie spectralement, un premier OPCPA en régime picoseconde associé à son système de pompage, l'étireur général de la chaîne Apollon et un deuxième OPCPA en régime nanoseconde associé lui aussi à son système de pom-

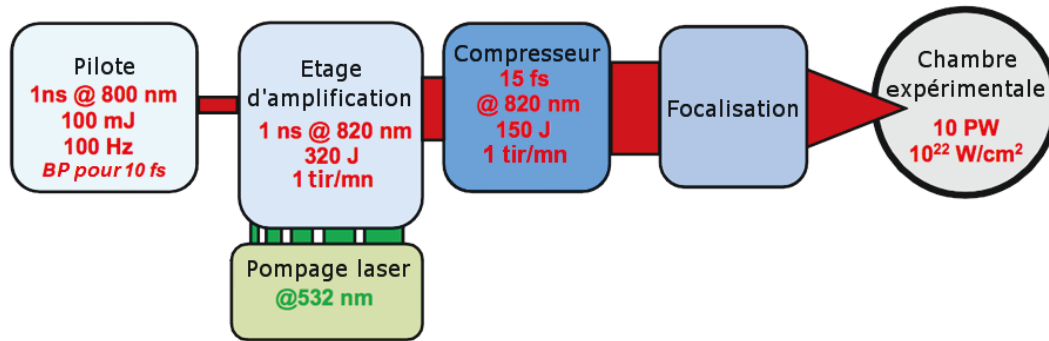


FIGURE I.10 – Architecture générale du laser Apollon.

page particulier. L'OPCPA en régime picoseconde travaille en fort gain permettant à la fois de maintenir la bande spectrale et d'augmenter le contraste de la source ultrabrève pour obtenir autour de 1 mJ de signal amplifié. L'OPCPA nanoseconde, quant à lui, est en régime de gain modéré et permet d'amener l'énergie au signal tout en maintenant la bande spectrale et le contraste. Du fait de l'énergie prévue en sortie du deuxième étage d'OPCPA, l'étireur principal de la chaîne Apollon est placé avant celui-ci, principalement pour éviter tout dommage dans l'étireur.

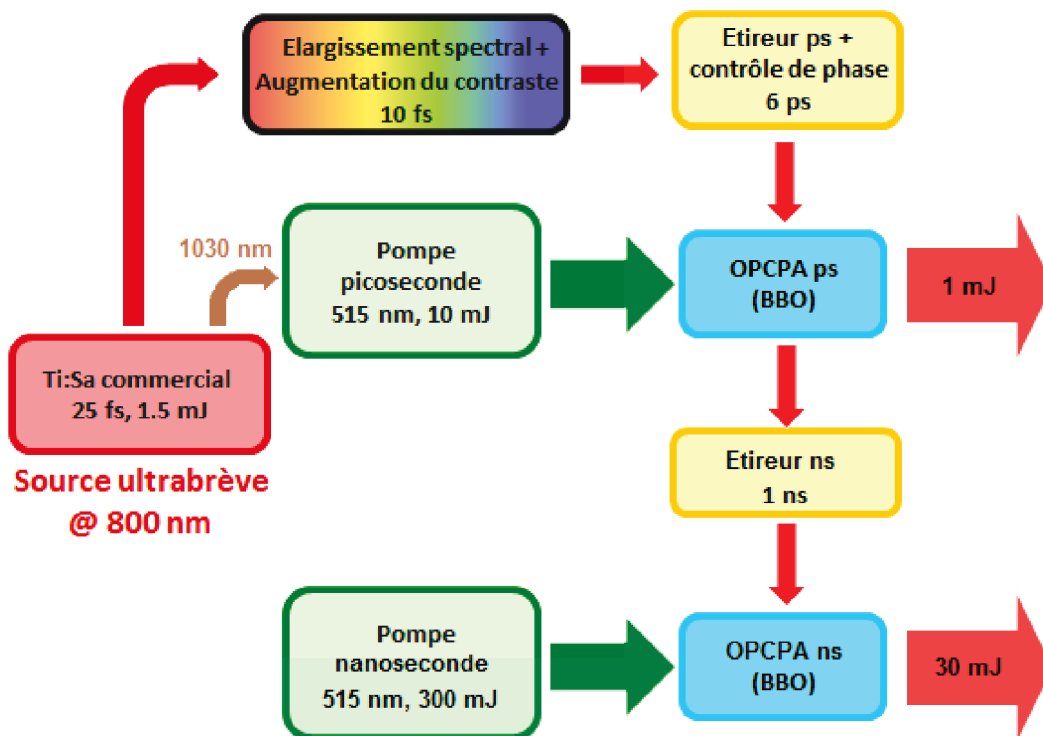


FIGURE I.11 – Architecture globale du pilote du laser Apollon.

### 3.1.1 Source ultrabrève de haut contraste pour injecter l'OPCPA picoseconde

Les impulsions initiales sont générées par un oscillateur femtoseconde Ti:Sa commercial ( $<7$  fs) qui sont ensuite amplifiées dans un amplificateur multipassage au Ti:Sa pour atteindre des impulsions nominale à 1,5 mJ, 25 fs à 1 kHz avec un contraste de l'ordre de  $10^8$ . Dans le but d'augmenter le contraste et la bande spectrale de la source, le signal passe ensuite dans un étage d'XPW (génération d'onde à polarisation croisée par effet non-linéaire). En effet

ce phénomène non linéaire du 3<sup>e</sup> ordre permet de générer une impulsion polarisée orthogonalement à l'onde source avec une intensité dépendant cubiquement de l'intensité d'entrée. De par la nature non linéaire du phénomène, seules les composantes de hautes intensités sont donc converties efficacement, ce qui permet d'obtenir un signal de contraste augmenté. De plus le phénomène d'XPW s'accompagne entre autre d'auto modulation de phase (« Self Phase Modulation » ou SPM) qui permet d'élargir le spectre au delà de la limite  $\sqrt{3}$  permise par l'XPW seule, pourvu que l'intensité sur le cristal utilisé soit suffisante. Les équations I.8 donnent la variation des amplitudes  $A$  et  $B$  des ondes source et générée en fonction de la dimension d'espace lors de l'interaction non linéaire dans le cristal [Ramirez 13b] :

$$\begin{cases} -i\frac{dA}{dz} = \gamma_1|A|^2A + 2\gamma_3|B|^2A + \gamma_4|B|^2B + \gamma_2AAB^* + 2\gamma_2|A|^2B + \gamma_3BBA^* & \text{(I.8a)} \\ -i\frac{dB}{dz} = \gamma_5|B|^2B + 2\gamma_3|A|^2B + \gamma_2|A|^2A + \gamma_4BBA^* + 2\gamma_4|B|^2A + \gamma_3AAB^* & \text{(I.8b)} \end{cases}$$

Les premiers termes en  $\gamma_1$  et  $\gamma_5$  représentent l'automodulation de phase (SPM), les deuxièmes termes en  $\gamma_3$  représente la modulation de phase croisée (« Cross-Phase Modulation » ou XPM) et les troisièmes termes en  $\gamma_2$  et  $\gamma_4$  représentent l'XPW. Les autres termes représentent d'autres mélanges à quatre ondes. Le schéma utilisé est composé de deux cristaux de BaF<sub>2</sub> séparé par un guide d'onde à cœur creux sous vide (cf encadré « XPW » sur le schéma I.12). Le premier cristal génère un signal XPW qui sert d'injection au deuxième. Le guide d'onde permet le filtrage spatial entre les deux cristaux et évite l'effet de focalisation Kerr [Ramirez 13b]. Ce système permet finalement d'améliorer le contraste de la source Ti:Sa de deux à trois ordres de grandeurs ainsi que d'obtenir un spectre de forme gaussienne capable de supporter des impulsions de 10 fs [Papadopoulos 17].

Le signal est ensuite étiré temporellement jusqu'à environ 6 ps par un bloc de verre (BK7) de 15 cm avant de passer en double passage dans un filtre acousto-optique programmable (« Dazzler ») permettant de compenser en amont les distorsions de phase spectrale (d'ordres élevées) de toute la chaîne Apollon (encadré vert de la figure I.12). Un filtrage spatial par guide d'onde à cœur creux permet ensuite d'obtenir un faisceau laser de très bonne qualité spatiale ainsi qu'une référence de pointé pour toute la chaîne avant d'amplifier le signal dans l'OPCPA.

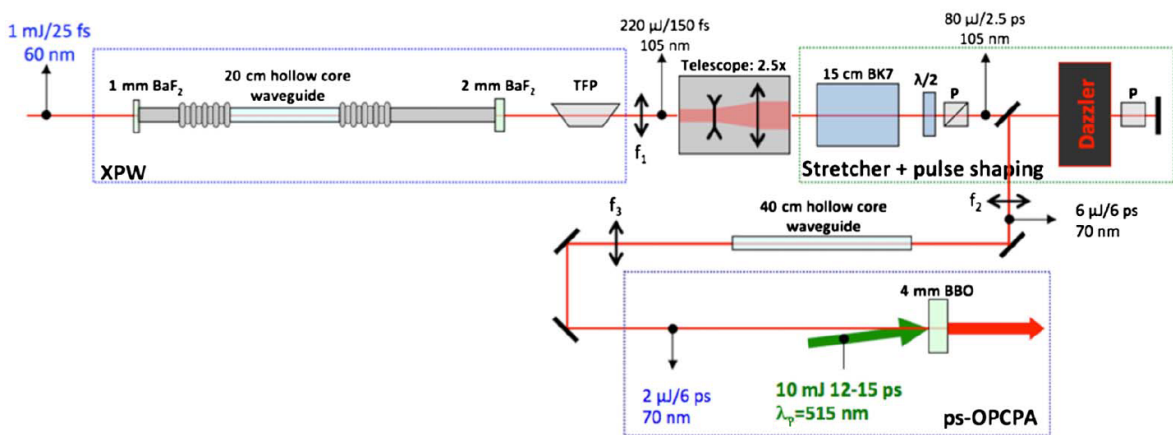


FIGURE I.12 – Injection de l'OPCPA picoseconde du pilote du laser Apollon [Papadopoulos 17].

### 3.1.2 OPCPA en régime picoseconde et étireur

À cause de la faible transmission du Dazzler et du filtrage spatial, l'énergie du signal à l'entrée de l'OPCPA n'est plus que d'environ 2  $\mu$ J. La transmission limitée du Dazzler réduit



aussi la bande spectrale du signal à 70 nm à mi-hauteur. Le pompage de cet OPCPA est réalisé à 515 nm par doublement de fréquence d'une chaîne amplificatrice à base d'ytterbium utilisant la technique de CPA et travaillant à 100 Hz. Pour assurer la synchronisation temporelle entre les faisceaux pompe et signal et limiter la gigue entre eux, le faisceau de pompe est généré par amplification de la partie du spectre de l'oscillateur supérieure à 1020 nm. La chaîne de pompage est successivement constituée d'un amplificateur commercial à fibres dopées à l'ytterbium, d'un étireur pour allonger temporellement à 1,5 ns les impulsions centrées autour de 1030 nm, d'un amplificateur régénératif commercial à base d'Yb:KYW ( $E_{\text{out}}=2$  mJ), d'un amplificateur multi-passage à base d'Yb:CaF<sub>2</sub> pour amener l'énergie à 30 mJ et enfin d'un compresseur qui permet d'amener la durée d'impulsion du faisceau de pompe autour de 15 ps. Le doublement de fréquence s'effectue dans un cristal de triborate de lithium (LBO) de 4 mm d'épaisseur. Des impulsions de pompe de 12 ps à une énergie de 10 mJ sont ainsi obtenues.

L'amplification OPCPA se fait en début de régime de saturation pour obtenir un signal amplifié stable et une bonne efficacité. 9 mJ de pompe permette de générer 0,95 mJ de signal amplifié (efficacité autour de 10 %) avec un spectre s'étendant sur 180 nm avec une forme rectangulaire et un excellent profil spatial (cf figure I.13).

L'impulsion en sortie de l'OPCPA picoseconde peut être comprimée efficacement à 9,5 fs

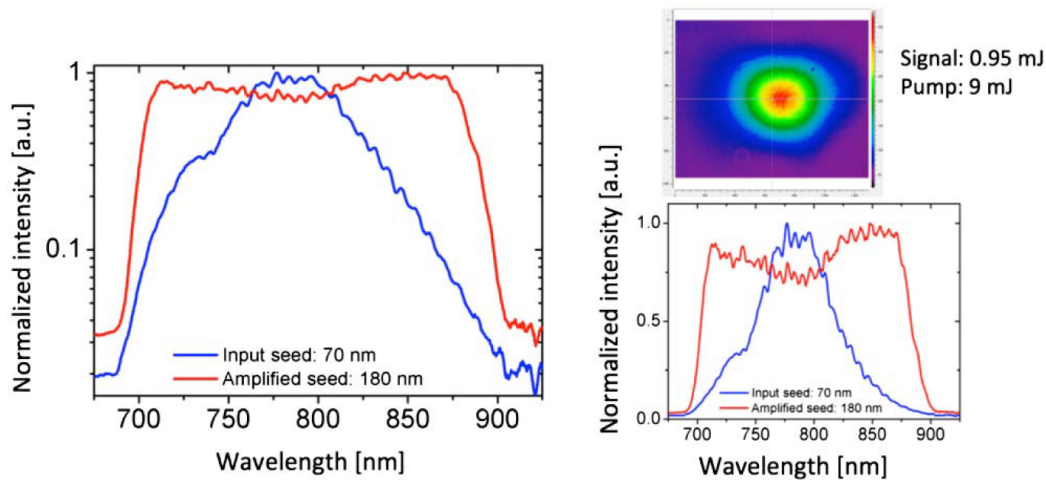


FIGURE I.13 – Spectre et profil spatial de l'impulsion en sortie de l'OPCPA picoseconde [Papadopoulos 17].

(proche de la limite de Fourier 8,1 fs). Cette compression permet de mesurer le contraste. Celui-ci est tracé sur la figure I.14 et est estimée meilleure que  $10^{12}$  [Papadopoulos 17].

L'étireur est visible en figure I.15. Il se base sur une architecture de type Öffner. Il permet d'obtenir de grands facteurs d'étirement ( $13 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}$ ) avec une large acceptation spectrale (de 720 nm à 920 nm), en limitant les aberrations spatiales dans le faisceau et ainsi les couplages spatio-temporels [Cheriaux 96]. Cette architecture empêche donc notamment l'étalement spatial des différentes composantes spectrales (« spatial chirp »). Cet étireur est constitué de deux miroirs concentriques et de deux réseaux positionnés l'un au centre de courbure commun et l'autre plus proche du miroir convexe. Le faisceau est tout d'abord dispersé par le premier réseau (1450 traits/mm) au centre de courbure commun avant d'être réfléchi par le miroir concave ( $R=1000$  mm), sur le miroir convexe ( $R=-500$  mm) puis de nouveau sur le miroir concave. À ce stade le faisceau retrouve ses dimensions initiales assurant un grandissement de  $-1$ . La conception de cet étireur diffère ensuite des étireurs Öffner classiques par l'ajout d'un deuxième réseau (aussi 1450 traits/mm) positionné au niveau du miroir convexe. Deux miroirs de renvoi en toit sont enfin positionnés pour effectuer le trajet en sens inverse mais légèrement décalé par rapport à l'entrée assurant ainsi une bonne recombinaison spatiale des composantes spectrales.

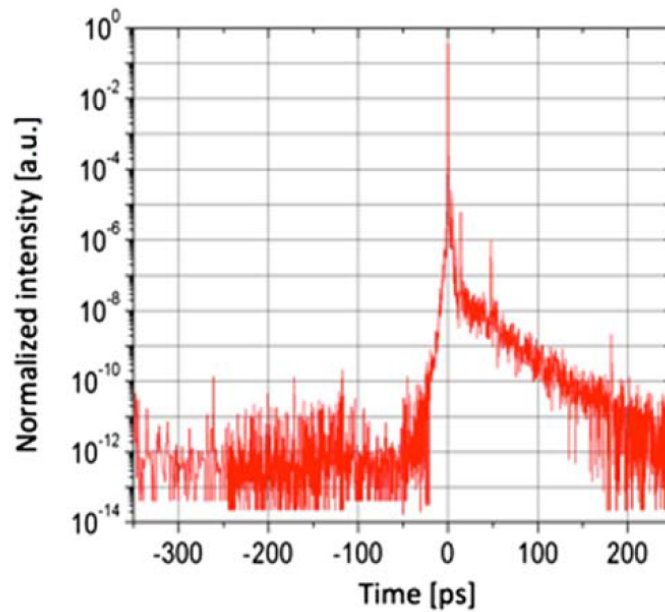


FIGURE I.14 – Contraste de l'impulsion comprimée en sortie de l'OPCPA picoseconde [Papadopoulos 17].

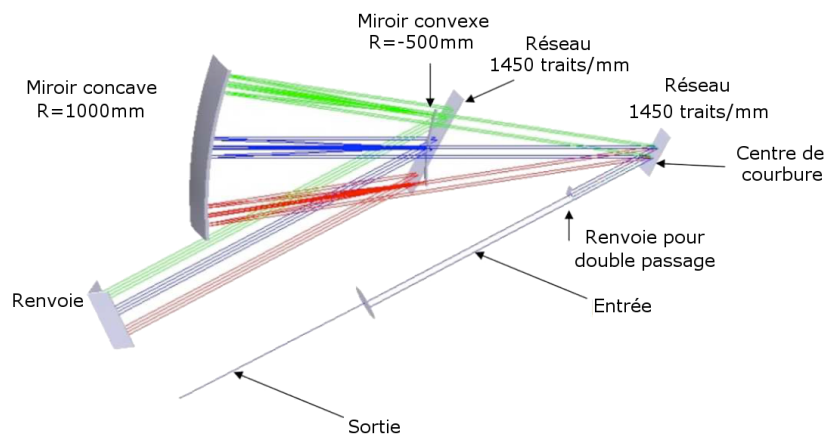


FIGURE I.15 – Schéma de l'étireur à deux réseaux type Öffner de la chaîne Apollon (adapté de [Ramirez 13a]).

À l'heure actuelle, le pilote développé au Laboratoire Charles Fabry a été déménagé en l'état à l'Ormes les Merisiers pour être exploité. Après l'étireur Öffner, un amplificateur multi-passage Ti:Sa a été développé pour remplacer l'OPCPA en régime nanoseconde qui est en cours de développement. Cet amplificateur permet d'augmenter l'énergie des impulsions jusqu'à 10 mJ à une cadence de 10 Hz pour pouvoir injecter correctement la seconde partie de la chaîne qui est constituée des amplificateurs énergétiques. Cependant, cet amplificateur réduit le spectre autour de 100 nm FWHM avec une forme super-gaussienne. Cette première version du pilote est aujourd'hui totalement opérationnelle sur le site d'Apollon et permet d'injecter convenablement la chaîne Ti:Sa en vue de la démonstration du premier petawatt.

### 3.2 Une chaîne énergétique basée sur des cristaux de Ti:Sa

La chaîne énergétique Ti:Sa d'Apollon se compose de quatre amplificateurs successifs permettant d'augmenter l'énergie par palier, le but étant toujours de limiter le gain de chaque amplificateur pour limiter l'ASE (cf partie 2.2.3). Les énergies en sortie des amplificateurs sont

dans l'ordre : 0,3 J (AMP03), 3 J (AMP3), 30 J (AMP30) et 300 J (AMP300) comme montré sur le schéma de l'architecture en figure I.16. Il s'agit d'amplificateurs de type multi-passage en configuration « papillon », le pompage se faisant à l'aide de sources autour de  $1\ \mu\text{m}$  pompées par lampes flash à la cadence de  $1\ \text{tir}\cdot\text{min}^{-1}$ , doublées en fréquence. Le contrôle du rétrécissement spectral par le gain s'effectue par l'ajout de deux filtres spectraux, un avant le premier amplificateur et un entre le deuxième et le troisième.

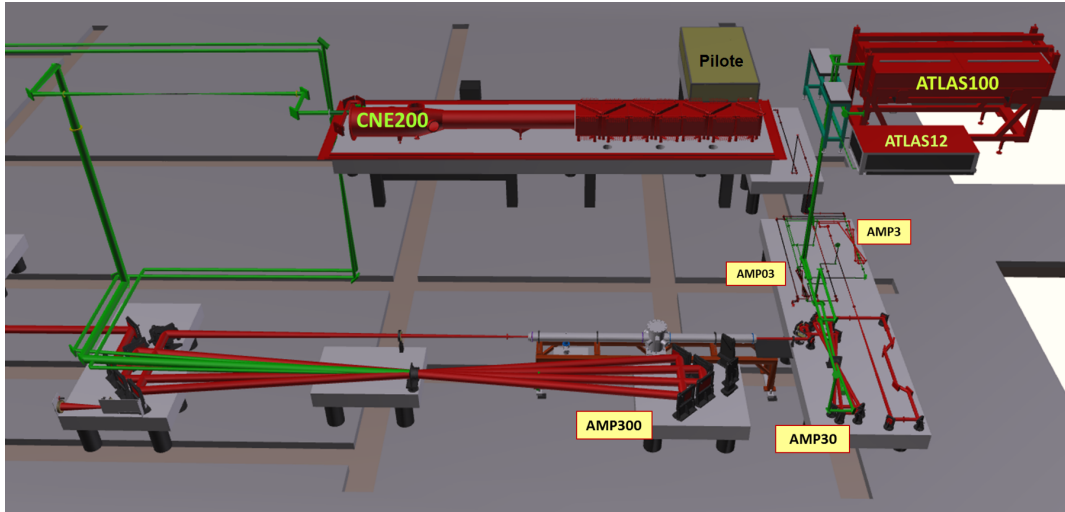


FIGURE I.16 – Architecture de la chaîne d'amplification énergétique Ti:Sa d'Apollon.

Actuellement, plus de 30 J ont été démontré en sortie de l'AMP30, permettant prochainement les tirs au niveau petawatt.

### 3.3 L'OPCPA en régime nanoseconde

Le passage au régime multi-petawatts ajoute un amplificateur final multipliant l'énergie par 10 (donc plus de rétrécissement spectral par le gain) et augmentant la contrainte sur le contraste (augmentation de l'intensité finale). Le maintien du contraste et de la bande spectrale d'ores et déjà obtenus sur l'étage picoseconde devra donc être encore amélioré. La deuxième version du pilote verra par conséquent l'ajout de l'OPCPA en régime nanoseconde (30 mJ à 100 Hz) pour maintenir ces caractéristiques. L'avantage du régime nanoseconde, en outre de limiter les dommages dans l'étireur, réside aussi dans une synchronisation plus lâche que dans le régime picoseconde. En effet, le système est de facto moins sensible à la gigue temporelle, rendant possible l'utilisation d'une synchronisation électronique basée sur l'horloge globale de la chaîne Apollon<sup>1</sup>. De plus l'OPCPA nanoseconde permet d'obtenir avec des faisceaux relativement modestes des énergies plus importantes qu'en régime picoseconde. L'utilisation du régime nanoseconde permet aussi une mise en forme relativement simple du profil temporel de la pompe. Outre le profil temporel carré, il est aussi possible de moduler temporellement l'impulsion de pompe pour amplifier de manière plus importante les courtes longueurs d'onde, afin de précompenser le « red shift » dû à la saturation dans la chaîne Ti:Sa [Lee 18]. Cependant la difficulté sur le système de pompage, comme on le verra, n'est pas absente.

Le matériau OPA utilisé reste un cristal de BBO en configuration non colinéaire (possible grâce aux dimensions raisonnables des faisceaux). L'efficacité de la conversion non linéaire est estimée autour de 10%, nécessitant une énergie de pompe dans le vert (à 515 nm) autour de 300 mJ. De par les efficacités de doublement typiques dans les cristaux de LBO se situant aux alentours de 50%, l'énergie nécessaire dans l'infrarouge à 1030 nm s'élève donc nominalement à

1. La gigue typique d'une synchronisation électronique est autour de quelques picosecondes, ce qui est largement suffisant.

600 mJ. Ce travail de thèse se concentre sur la conception et le développement de ce système de pompage en régime nanoseconde émettant autour de 1  $\mu\text{m}$  des impulsions de classe joule avec des propriétés spatiales et temporelles adaptées au pompage de systèmes OPCPA à la cadence de 100 Hz.

## 4 L'Yb:CaF<sub>2</sub> pour les sources de pompage OPCPA à haute énergie

Nous allons maintenant nous intéresser aux milieux amplificateurs ayant un intérêt pour notre système au travers de leurs propriétés spectroscopiques et thermiques. Le but étant de montrer l'intérêt du composé Yb:CaF<sub>2</sub>.

### 4.1 Critères de choix du matériau

Le système de pompage sera composé de plusieurs amplificateurs (cf partie 4.6), le dernier cristallisant toutes les problématiques liées aux performances voulues. Dans le cas de cet amplificateur, plusieurs points sont à prendre en compte pour le choix d'un milieu amplificateur :

- L'énergie importante que doit délivrer l'amplificateur à une longueur d'onde autour de 1  $\mu\text{m}$ . Il est donc préférable que le milieu puisse stocker facilement de l'énergie à la cadence de travail de 100 Hz.
- La cadence. En effet à la cadence de 100 Hz l'amplificateur émet une puissance moyenne proche de la centaine de watts moyens. La gestion des effets thermiques sera donc une problématique importante pour ce système. Il en découle l'utilisation d'un milieu amplificateur adapté.

### 4.2 L'intérêt de l'ion ytterbium

Parmi les ions actifs autour de 1  $\mu\text{m}$ , deux éléments trivalents se détachent : l'ion ytterbium et l'ion néodyme.

L'ion néodyme a été historiquement l'un des premiers ion à produire un effet laser efficace autour de 1  $\mu\text{m}$ . Il a été largement utilisé à partir des années 60 de par les nombreuses raies d'absorption qu'il génère dans les matériaux le rendant adapté au pompage large bande des lampes flash. L'effet laser autour de 1  $\mu\text{m}$  se fait entre les niveaux  $^4F_{3/2}$  et  $^4I_{11/2}$  dans une structure électronique quatre niveaux pour la plupart des matériaux et pompage à température ambiante, comme visible en figure I.17. Cependant de nombreux niveaux excités existent au-dessus du niveau haut de pompage  $^4F_{5/2}$  créant de nombreux effets parasites (« quenching de fluorescence », absorption de l'état excité, « upconversion »...) qui limitent la population de l'état excité, diminuant donc le gain. De plus ces effets étant non radiatifs, ils provoquent un échauffement du matériau au-delà du processus absorption/émission stimulée. L'ion ytterbium quant à lui possède une structure électronique beaucoup plus simple sans niveaux d'énergies supérieurs au niveau  $^2F_{5/2}$  de pompage, empêchant tous les effets délétères mentionnés dans le cas de l'ion néodyme. De plus seuls les deux niveaux  $^2F_{5/2}$  et  $^2F_{7/2}$  sont utilisés pour l'effet laser autour de 1  $\mu\text{m}$ . Ces deux niveaux sont éclatés par effet Stark dans le matériau hôte permettant une structure quasi trois niveaux visible en figure I.17. En conséquence le défaut quantique, traduisant la portion d'énergie du photon de pompe dissipée en chaleur par les processus non radiatifs du procédé absorption/émission stimulée<sup>1</sup>, est bien plus faible que dans le cas des matériaux dopés aux ions néodyme. En effet l'ion ytterbium pompé à 940 nm ou 980 nm possède un défaut quantique n'excédant jamais 10% alors que l'ion néodyme, généralement

1. Le défaut quantique  $\eta$  est défini pour les longueurs d'onde laser  $\lambda_l$  et de pompe  $\lambda_p$  par  $\eta = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$ .

pompé à 808 nm, possède un défaut quantique de 24%<sup>1</sup>. Par conséquent, le dopage aux ions ytterbium est particulièrement mieux adapté que celui aux ions néodyme pour le développement de sources de forte puissance moyenne.

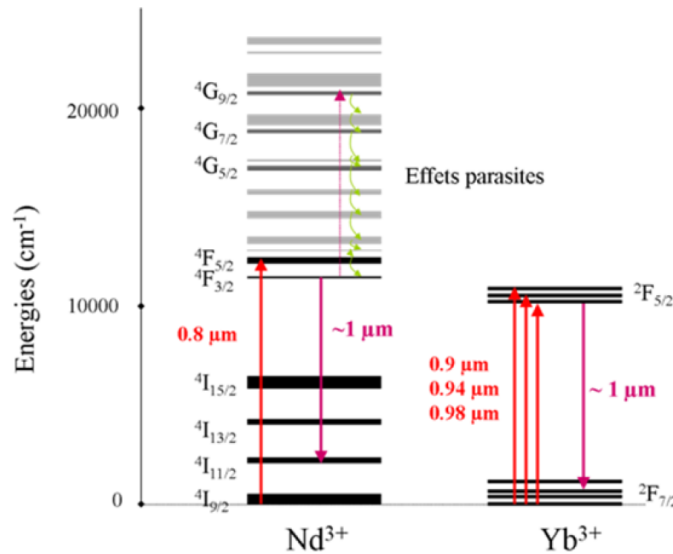


FIGURE I.17 – Comparaison entre les structures électroniques des ions  $\text{Nd}^{3+}$  et  $\text{Yb}^{3+}$ .

Les ions ytterbium et néodyme se différencient aussi de par leurs propriétés spectroscopiques. Les matériaux dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$  vont, dans le même matériau hôte, avoir des sections efficaces d'émission et d'absorption d'un ordre de grandeur plus élevées par rapport à celles du matériau dopé aux ions  $\text{Yb}^{3+}$ . De plus, le caractère quasi trois niveaux des matériaux dopés aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  autorise la réabsorption à la longueur d'onde laser, ce qui limite l'inversion de population et réduit encore le gain et l'efficacité laser. Ces matériaux sont donc moins aisément adaptés au développement de sources à fort gain et sont fortement sensibles aux pertes. En contrepartie, grâce à un fort couplage électron/phonon inhérent à l'utilisation des ions  $\text{Yb}^{3+}$ , la bande de gain de ces matériaux est assez large. Ceci explique leur utilisation dans des systèmes à impulsions ultrabrèves (centaines de femtosecondes, dépendant de la matrice). Enfin les matériaux dopés aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  possèdent également un temps de vie de leur niveau excité plus long (autour de la milliseconde), ce qui leur permet de stocker plus d'énergie à basse cadence que leurs homologues dopés aux ions  $\text{Nd}^{3+}$ , les rendant donc particulièrement attractifs pour la génération d'impulsions énergétiques. La figure I.18 expose les sections efficaces des matériaux Yb:YAG et Nd:YAG.

### 4.3 Systèmes existants à haute énergie pour le pompage OPCPA

Les systèmes actuels, émettant autour de 1  $\mu\text{m}$  à haute énergie et de forte puissance moyenne pouvant être utilisés pour le pompage d'OPCPA, ont donc un fort intérêt à utiliser des matériaux dopés à l'ytterbium ou au néodyme. Or, malgré le grand nombre de matériaux (verres et cristaux) pouvant être dopés avec ces ions, les lasers à haute cadence à base de ces ions se cantonnent aujourd'hui quasi-exclusivement à l'utilisation de la matrice de YAG, notamment à cause de sa conductivité thermique élevée, de la grande maîtrise dans sa croissance et du gain important obtenue avec cette matrice. Pour ce qui est du pompage, on retrouve l'utilisation des diodes laser de forte puissance moyenne disponibles dans le proche infrarouge et permettant des cadences au-delà de la centaine de hertz.

Le record actuel en terme de puissance moyenne obtenue par un système OPCPA est de 53 W

1. Il existe un pompage des ions  $\text{Nd}^{3+}$  à 880 nm permettant de réduire le défaut quantique à 17% mais ça reste loin de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ .

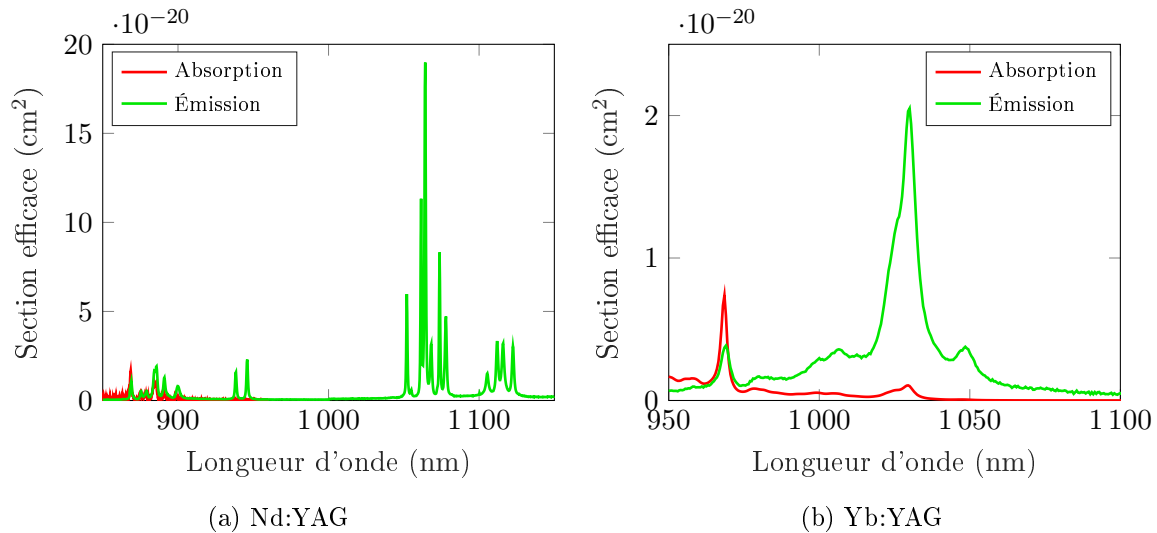


FIGURE I.18 – Sections efficaces des matériaux Nd:YAG et Yb:YAG à température ambiante.

moyen soit 53 mJ à la cadence de 1 kHz pour une durée de 9 fs aboutissant à l'obtention d'une puissance crête de 5,5 TW [Budriūnas 17]. Le système se base entièrement sur de l'amplification paramétrique optique dans une architecture classique de type CPA pour la section à haute énergie. Celle-ci est constituée de quatre étages d'OPCPA en régime picoseconde. Le pompage de ces étages est entièrement basé sur le matériau Nd:YAG pompé par diodes laser, permettant d'obtenir plus de 300 W de puissance moyenne à 532 nm (520 mJ à 1064 nm).

Pour aller encore plus loin en termes de puissance moyenne (kilowatt) et d'énergie (centaines de millijoules), les architectures actuelles les plus prometteuses reposent sur l'utilisation du cristal d'Yb:YAG, plus adapté thermiquement que le Nd:YAG. De plus, ces cristaux sont utilisés, pour une meilleure gestion des problèmes thermiques, en configuration de disque mince (« thin-disk » en anglais). Cette configuration (inventée et brevetée par TRUMPF Laser GmbH) utilise un cristal de quelques centaines de micromètres d'épaisseur traité anti-reflet sur l'une de ces faces et haute réflectivité sur l'autre (toutes deux aux longueurs d'ondes de pompe et de signal). La face traitée haute réflectivité est refroidie par contact permettant une extraction efficace de la chaleur grâce à la faible épaisseur du cristal. De plus ce refroidissement longitudinal est d'autant plus efficace que le diamètre de la zone pompée est important, ce qui est le cas dans les systèmes énergétiques. Cette configuration, utilisée avec des cristaux Yb:YAG dans des architectures d'amplificateurs régénératifs, a permis de générer des impulsions picosecondes ayant une énergie de 300 mJ à la cadence de 100 Hz (30 W de puissance moyenne) [Jung 16] et même récemment 200 mJ à 5 kHz (1 kW de puissance moyenne) [Nubbemeyer 17]. Avec des architectures multipassage, la génération d'impulsions picosecondes de 1 J à 100 Hz avec l'aide du refroidissement cryogénique a aussi été démontrée [Reagan 14]. La configuration disque mince n'a cependant pas atteint son plein potentiel et des projets pouvant générer jusqu'à 2 J à 10 kHz sont déjà envisagés [Fattahi 14].

La matrice cristalline de YAG est beaucoup utilisée pour les systèmes voulant allier puissance moyenne et énergie. Cependant il est légitime de se demander si il n'existe pas d'autres matériaux hôtes adaptés aux problématiques d'énergie et de puissance moyenne.

#### 4.4 Le choix du matériau hôte

Le choix du milieu hôte peut se faire suivant deux axes. Le premier concerne les propriétés mécaniques du milieu. En effet l'instauration d'un gradient thermique dans le milieu de par le processus laser va introduire des effets thermiques délétères (cf partie 4.4.2). Pour les minimiser, il faut réduire la charge thermique (e.g. le choix de l'ion ytterbium) mais aussi extraire le

plus efficacement possible la chaleur du milieu, ce qui aura pour conséquence la réduction de la température moyenne et du gradient thermique. D'un point de vue matériau, cela se traduit par une conductivité thermique qui doit être la plus grande possible, faisant de ce paramètre l'un des principaux critères, si ce n'est le principal, de choix d'un matériau hôte pour le développement de sources laser à forte puissance moyenne. Le deuxième axe concerne les propriétés spectroscopiques du milieu amplificateur obtenu par dopage. En effet l'environnement de l'ion dopant au sein du milieu modifiant ses propriétés, le choix du matériau hôte permet d'obtenir des milieux amplificateurs avec des propriétés spectroscopiques différentes en terme de gain et de stockage d'énergie notamment.

La famille de matériaux hôtes la plus évidente est la famille des verres. Très rapidement étudiée à partir des années 60, c'est une famille encore très largement utilisée surtout pour la production de milieux amplificateurs de grande ouverture dans les systèmes de très hautes énergies (par exemple le LMJ et ses amplificateurs à base de plaques de verres dopés au néodyme de 80 cm par 40 cm). Cependant les verres étant amorphes, ils ne possèdent pas une conductivité thermique importante (de l'ordre de  $1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), limitant leur intérêt pour la haute puissance moyenne. Les systèmes de hautes énergies à base de verres ont par conséquent des cadences très faibles avec typiquement quelques tirs par jour. L'utilisation des verres pour les systèmes de puissance est donc exclusivement réservée aux géométries maximisant le rapport surface/volume : les systèmes à fibres (et particulièrement à fibres dopées à l'ytterbium). Cette géométrie très dissipative de calories permet la génération des puissances moyennes les plus importantes : jusqu'à la dizaine de kilowatts pour les systèmes industriels voire 100 kW pour les systèmes les plus puissants [Zervas 14]. Cependant, le confinement de l'énergie dans le cœur exclu l'utilisation des fibres pour les hautes énergies (supérieures à quelques millijoules) à cause des effets non linéaires délétères qui s'en suivraient. Nous nous intéresserons donc dans la suite aux matrices hôtes cristallines qui permettent à fois la forte puissance moyenne (centaines de watts) et la forte énergie (dans la gamme du joule). Les propriétés de ces cristaux seront détaillées en considérant un dopage aux ions ytterbium, plus favorable d'un point de vue thermique que celui aux ions néodyme.

#### 4.4.1 Les grandes familles de matrices cristallines

Les deux grandes familles de matrices cristallines dopées à l'ytterbium actuellement privilégiées, notamment dans les produits industriels, sont la famille des grenats représentée par le YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) et les tungstates avec les matrices de KYW ( $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ ) et de KGW ( $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ ). Le YAG est un matériau cubique possédant une conductivité thermique importante de  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  faisant de ce matériau une matrice de choix dans le cadre des systèmes de haute puissance moyenne. De plus sa croissance cristalline est très bien maîtrisée, permettant d'obtenir des cristaux de grandes dimensions et de qualité optique correcte. Les tungstates ont quant à eux une conductivité thermique plus faible autour de  $3 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  et de surcroît anisotrope les rendant moins intéressants que la matrice de YAG pour la génération de forte puissance. Leur avantage réside plutôt en leur bande spectrale plus importante que le YAG (autour de 25 nm de bande tout en ayant de grandes sections efficaces) permettant la génération d'impulsions de durées inférieures à 200 fs dans le cas du dopage à l'ytterbium. Cependant ces matrices sont biaxes, rendant leur utilisation plus délicate de par l'asymétrie de leurs propriétés (à la fois mécaniques et optiques).

En plus de ces deux familles, d'autres cristaux avec des propriétés alternatives ont été étudiés. La famille des sesquioxides, dans laquelle se trouve notamment le  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  et le  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , a aussi un intérêt pour la puissance moyenne, en ce sens que leurs conductivités thermiques sont du même ordre que le YAG, mais permet la génération d'impulsions plus courtes que celui-ci (bande spectrale autour de 12 nm pour un dopage ytterbium). Cependant leur croissance cristalline à très haute température ne permet actuellement pas d'obtenir à la fois des échantillons de qualité suffisante et de grandes dimensions.

La famille des fluorures et des aluminates, grâce respectivement au CaF<sub>2</sub>, au SrF<sub>2</sub> et au CALGO (CaGdAlO<sub>4</sub>), est aussi très intéressante. En effet, ces matériaux permettent d'atteindre les plus grandes bandes de gain existantes pour un dopage à l'ytterbium (70 nm pour ces fluorures et plus de 80 nm pour le CALGO) tout en gardant une conductivité thermique proche de celle du YAG. Malgré une section efficace d'émission proche de celle du YAG, le cristal de CALGO a beaucoup souffert d'une qualité cristalline imparfaite. Cependant son utilisation reste encore aujourd'hui limitée bien que ces dernières années des progrès ont été réalisés sur sa croissance, menant à une nette amélioration de sa qualité cristalline [Jaffres 13]. Les fluorures quant à eux ont une croissance parfaitement maîtrisée qui permet l'utilisation d'échantillons de grandes dimensions (jusqu'à 40 cm pour le CaF<sub>2</sub>), adaptés à la haute énergie. Cependant les faibles sections efficaces disponibles pour les fluorures cités (un ordre de grandeur en dessous du YAG) en font leur principale limitation.

#### 4.4.2 Propriétés mécaniques des matrices et effets thermiques

Lors du pompage, le dépôt de chaleur dans le matériau dopé à l'ytterbium se fait à travers différents phénomènes :

- La transition non radiative inhérente au cycle d'absorption/émission dans un milieu amplificateur. Si l'émission est stimulée on parlera de défaut quantique et si il s'agit d'une émission sous forme de fluorescence, on utilisera le terme spécifique de défaut quantique de fluorescence, définit de manière analogue au défaut quantique en considérant une longueur d'onde moyenne de fluorescence.
- Les autres sources de chaleur. Il peut s'agir de transitions non radiatives non voulues ou d'absorption de la pompe par des défauts de la matrice.

Toutes ces sources de chaleur peuvent être regroupées dans la fraction thermique  $\eta_h$  donnant le ratio de puissance absorbée convertie en chaleur dans le matériau [Chénaïs 06]. Plus de détails concernant ces sources de chaleur seront données au chapitre 2.

Le dépôt local de chaleur dans le matériau va introduire un gradient de température sur la zone pompée conduisant à plusieurs conséquences :

- Des effets thermo-mécaniques. En effet l'élévation de température sur la zone pompée va induire une dilatation du matériau, régie par le coefficient de dilatation thermique  $\alpha_T$ . Le matériau étant mécaniquement maintenu, l'empêchant de se dilater sur ces bords, des contraintes de tractions aux bords du matériau et de compression en son centre vont apparaître pouvant mener dans les cas extrêmes à une fracture du matériau. L'installation de ces déformations et contraintes sont liées aux propriétés mécaniques du milieu et traduite notamment au travers du coefficient de Poisson  $\nu$  et du module d'Young  $E_Y$ .
- Des effets thermo-optiques. Tout d'abord l'indice de réfraction varie avec la température. Cette effet est formalisé par la dérivée de l'indice avec la température  $dn/dT$ . Ensuite l'instauration de contraintes et de dilatations exposée précédemment a aussi pour conséquence de modifier l'ellipsoïde des indices, menant à une biréfringence induite et à des effets de dépolarisation. Cet effet sera détaillé au chapitre 2.

Une conséquence bien connue de ces effets est le phénomène de lentille thermique, combinant à la fois la variation de l'indice avec la température et les contraintes, et la dilatation du matériau, menant à un bombement de ces faces. Les trois composantes de la lentille thermique sont regroupées dans le coefficient thermo-optique  $\chi$ . Dans le cas d'un pompage longitudinal, la puissance dioptrique de la lentille thermique  $D_{th}$  est donné par la relation suivante [Chénaïs 04] :

$$D_{th} = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi w_p^2 \kappa} \quad (I.9)$$

où  $P_{abs}$  est la puissance absorbée par le milieu,  $w_p$  le waist du faisceau de pompe et  $\kappa$  la conductivité thermique.

La résistance de la matrice hôte à la fracture est aussi un paramètre important pour le choix



de celle-ci. Un des paramètres mécaniques classiques dans ce domaine est le paramètre de choc thermique  $R_T$ , rendant compte de la résistance de la matrice aux fractures induites par les chocs thermiques. Il a été défini par KRUPKE [Krupke 86] de la manière suivante :

$$R_T = \frac{\sigma_f \kappa (1 - \nu)}{\alpha_T E_Y} \quad (\text{I.10})$$

avec  $\sigma_f$  la tension maximale applicable avant rupture,  $\kappa$  la conductivité thermique,  $\nu$  le coefficient de Poisson,  $\alpha_T$  le coefficient de dilatation thermique et  $E_Y$  le module d'Young. La tension maximale applicable dépend fortement de la qualité de surface du cristal car les microfissures sont autant de sites de démarrage de fractures. Elle se définit ainsi :

$$\sigma_f = \frac{Y K_c}{\sqrt{a}} \quad (\text{I.11})$$

où  $Y$  est un coefficient proche de l'unité,  $K_c$  est le coefficient de résistance mécanique et  $a$  est un paramètre lié à la profondeur des fissures de surface.

#### 4.4.3 Propriétés spectroscopiques et dynamique de populations

De manière générale l'environnement de l'ion dopant influe sur ces propriétés spectroscopiques, le choix de la matrice hôte ne se limite donc pas simplement à ces propriétés mécaniques ou optiques (transparence, biréfringence). Dans le cas de l'ion ytterbium, la dynamique laser s'effectue dans des sous-niveaux, créés par effet Stark, des deux niveaux  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$ . Les écarts entre les sous-niveaux sont donc relativement faibles (par rapport aux énergies des phonons). En conséquence l'environnement immédiat de l'ion (donc la matrice) a un impact beaucoup plus important sur les propriétés spectroscopiques que dans le cas d'ions avec une dynamique laser entre des niveaux bien distincts. Le choix de la matrice cristalline va donc avoir un impact considérable sur la spectroscopie globale du matériau final et par extension sur son comportement en tant que milieu amplificateur.

#### Équations de taux pour l'ion ytterbium

De prime abord, la description de la dynamique de population de l'ion ytterbium se base sur trois niveaux d'énergies distincts, traduisant bien son caractère quasi trois niveaux. Cependant sa spectroscopie particulière<sup>1</sup> rend l'utilisation de densités de population globales pour les niveaux  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  plus naturelle pour décrire la dynamique de population. De plus il est possible de simplifier le milieu à trois niveaux par un milieu à deux niveaux seulement, en conservant bien sûr le défaut quantique et des sections efficaces différentes pour chaque transition.

Ainsi à partir de maintenant on note la densité de population (en  $\text{m}^{-3}$ ) des niveaux  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$ ,  $n_1$  et  $n_2$  respectivement. La dynamique générale des populations est donnée par le système d'équations I.12 suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_2}{dt} = (\sigma_{al}n_1 - \sigma_{el}n_2) \frac{I_1}{h\nu_1} + (\sigma_{ap}n_1 - \sigma_{ep}n_2) \frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{n_2}{\tau_{\text{flu}}} \end{array} \right. \quad (\text{I.12a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} \end{array} \right. \quad (\text{I.12b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_{\text{tot}} = n_1 + n_2 \end{array} \right. \quad (\text{I.12c})$$

avec  $I_1$  et  $I_p$  les intensités respectives des faisceaux laser (signal autour de  $1 \mu\text{m}$ ) et de pompe avec leur fréquence  $\nu_1$  et  $\nu_p$ ,  $\sigma_{al,p}$  et  $\sigma_{el,p}$  les sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'onde laser et pompe. Les deux premiers termes de l'équation I.12a représentent l'interaction des ondes laser et de pompe sur la population du niveau excité, à la fois en terme

1. L'absorption de la pompe et l'effet laser se font entre des sous niveaux des niveaux  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$ .

d'absorption (terme  $\sigma_{\text{al,p}}n_1$ ) et d'émission stimulée (terme  $\sigma_{\text{el,p}}n_2$ ). L'émission spontanée (aussi appelée fluorescence), quant à elle, est représentée par le dernier terme avec comme constante de temps  $\tau_{\text{fluo}}$ .

### Dynamique d'inversion de population sans émission stimulée

En l'absence d'émission stimulée, l'équation I.12a se simplifie et devient :

$$\frac{dn_2}{dt} = (\sigma_{\text{ap}}n_1 - \sigma_{\text{ep}}n_2) \frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{n_2}{\tau_{\text{fluo}}} \quad (\text{I.13})$$

L'intensité de pompe  $I_p$  varie quant à elle avec l'absorption dans le matériau. En la considérant constante sur une épaisseur  $dz$  sa variation suit la relation I.14 avec  $\alpha_p$  le coefficient d'absorption linéique de la pompe :

$$\begin{cases} \frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p I_p & (\text{I.14a}) \\ \alpha_p = \sigma_{\text{ap}}n_1 - \sigma_{\text{ep}}n_2 & (\text{I.14b}) \end{cases}$$

L'inversion de population maximale est atteinte quand les taux d'absorption et d'émission stimulée sont les mêmes, le faisceau de pompe ne subissant dans ce cas pas de variations macroscopiques d'énergie. On parle alors de transparence. La densité de population du niveau haut correspondante  $n_{2\text{trp}}$ , aussi appelée inversion de transparence, s'exprime alors par l'équation I.15 :

$$n_{2\text{trp}} = n_{\text{tot}} \frac{\sigma_{\text{ap}}}{\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}}} \quad (\text{I.15})$$

permettant de donner une nouvelle expression pour le coefficient d'absorption linéique de la pompe :

$$\alpha_p = (\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}})(n_{2\text{trp}} - n_2) \quad (\text{I.16})$$

La résolution de l'équation I.13 permet de donner la dynamique de population du niveau haut :

$$n_2(t) = n_{2\text{stat}} - (n_{2\text{stat}} - n_2(0))e^{-t/\tau_{\text{eff}}} \quad (\text{I.17})$$

avec la population du niveau laser haut  $n_{2\text{stat}}$ , le temps caractéristique  $\tau_{\text{eff}}$  et l'intensité de saturation de la pompe  $I_{\text{psat}}$  définis comme suit :

$$\begin{cases} n_{2\text{stat}} = \frac{n_{2\text{trp}}}{1 + \frac{I_{\text{psat}}}{I_p}} & (\text{I.18a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{fluo}}}{1 + \frac{I_p}{I_{\text{psat}}}} & (\text{I.18b}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} I_{\text{psat}} = \frac{h\nu_p}{(\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}})\tau_{\text{fluo}}} & (\text{I.18c}) \end{cases}$$

La dynamique de l'inversion de population est donc régie par les propriétés spectroscopiques (sections efficaces et temps de vie de fluorescence) à travers l'intensité de saturation de la pompe qui est la valeur seuil permettant d'atteindre l'inversion de population maximale. Le tableau I.3 donne les intensités de saturation de quelques matériaux dopés à l'ytterbium.

### Énergie stockée

En absence d'émission stimulée, l'énergie absorbée  $dE_{\text{abs}}$  par une tranche de matériau d'épaisseur  $dz$  pour une intensité de la pompe donnée  $I_p$  est définie par :

$$\begin{aligned} dE_{\text{abs}}(t) &= \int_0^t [A_p \alpha_p(t') I_p dz] dt' \\ &= A_p I_p (\sigma_{\text{ap}} + \sigma_{\text{ep}}) [(n_{2\text{trp}} - n_{2\text{stat}})t + \tau_{\text{eff}}(n_{2\text{stat}} - n_2(0))(1 - e^{-t/\tau_{\text{eff}}})] dz \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

Matériau	$I_{\text{psat}}$ à $\lambda_p$ ( $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ )
Yb:YAG	25,8 à 941 nm
Yb:CaF <sub>2</sub>	8,5 à 979 nm
Yb:KYW	2,5 à 981 nm

Tableau I.3 – Intensité de saturation de la pompe pour trois matériaux dopés à l'ytterbium à leur longueur d'onde de pompage classique.

avec  $A_p$  l'aire de la zone pompée.

L'énergie stockée  $dE_{\text{sto}}$  dans une tranche de matériau d'épaisseur  $dz$  correspond à l'énergie obtenue par déexcitation radiative à la longueur d'onde laser de tous les ions excités possibles (c'est-à-dire en retirant la densité d'ions excités à la transparence laser). On obtient :

$$dE_{\text{sto}}(t) = dJ_{\text{sto}}(t)A_1 \quad (\text{I.20})$$

$$= h\nu_1(n_2(t) - n_{2\text{tr1}})A_1dz \quad (\text{I.21})$$

$$= h\nu_1A_1dz[(n_{2\text{stat}} - n_{2\text{tr1}}) - (n_{2\text{stat}} - n_2(0))e^{-t/\tau_{\text{eff}}}] \quad (\text{I.22})$$

où  $A_1$  est l'aire du faisceau laser et  $n_{2\text{tr1}}$  est la densité de population du niveau haut à la transparence laser, permettant de définir l'énergie de transparence laser  $dE_{\text{tr1}}$  dans une tranche d'épaisseur  $dz$  de matériau :

$$\begin{cases} n_{2\text{tr1}} = n_{\text{tot}} \frac{\sigma_{\text{al}}}{\sigma_{\text{al}} + \sigma_{\text{el}}} & (\text{I.23a}) \\ dE_{\text{tr1}} = h\nu_1n_{2\text{tr1}}A_1dz & (\text{I.23b}) \end{cases}$$

En intégrant  $dE_{\text{tr1}}$  sur la longueur du matériau, on obtient l'énergie restante dans le matériau à la fin du processus d'amplification et qui se dissipera sous forme de fluorescence et de chaleur.

À partir des équations I.19 et I.22, les énergies absorbées et stockées par des matériaux dopés à l'Yb<sup>3+</sup> sont tracées en fonction du temps et visibles en figure I.19<sup>1</sup>. Les paramètres utilisés pour les simulations sont les suivants : un pompage de puissance crête 1 kW sur un disque de diamètre 2,5 mm et des cristaux d'épaisseur 3 mm dopés 2%. Ces paramètres sont typiques de ce qui sera utilisé pour nos amplificateurs. Plus de détails à ce sujet est à trouver dans le chapitre 3.

Les matériaux qui ont une section efficace plus importante vont absorber plus d'énergie, alors qu'un temps de vie de fluorescence long favorise le stockage d'énergie car le flux d'énergie par fluorescence est moindre. À partir de ces courbes il en ressort que les matériaux à forte absorption stockent peu d'énergie à l'état stationnaire et inversement. Ceci s'explique par la relation entre temps de vie de fluorescence et sections efficaces d'émission  $\sigma_e(\nu)$ , explicitée par l'équation suivante [McCumber 64] :

$$\frac{1}{\tau_{\text{fluo}}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int_{\text{spectre}} \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu \quad (\text{I.24})$$

montrant la nécessité d'un compromis entre  $\tau_{\text{fluo}}$  (donc énergie stockée) et gain. Dans notre cas d'un amplificateur haute énergie à basse cadence, un matériau à long temps de fluorescence est à privilégier, limitant de facto le gain.

### Extraction d'énergie et gain

L'amplification des impulsions et donc l'extraction d'énergie a été formalisée par FRANTZ et

1. À cause de la structure quasi-trois niveaux de l'ion ytterbium, le matériau est absorbant à la longueur d'onde laser en l'absence de pompage. En conséquence avant le seuil de transparence, l'énergie stockée est négative avec la définition de l'équation I.22.

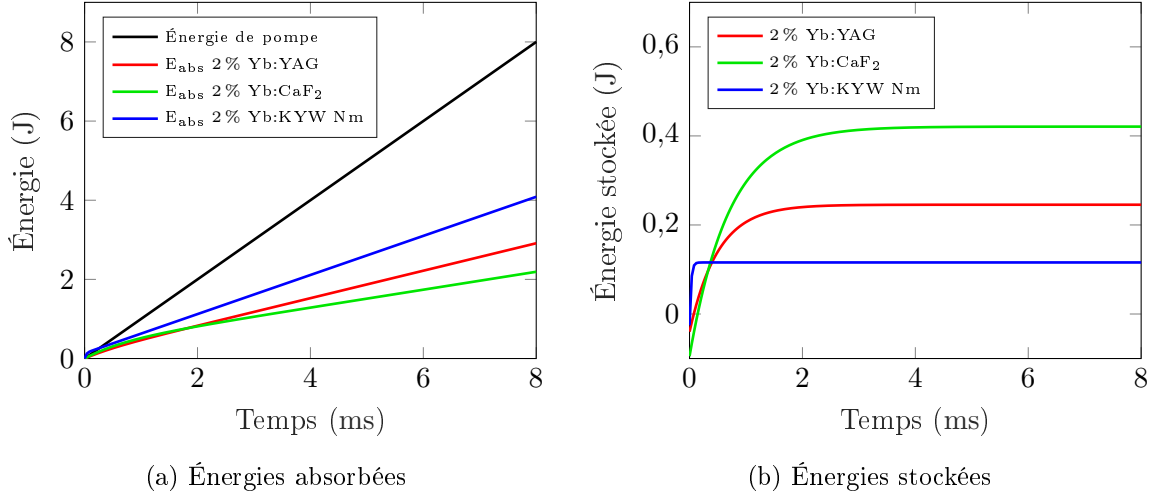


FIGURE I.19 – Énergies absorbées et stockées par différents matériaux dopés ytterbium de longueur 3 mm, émettant à 1030 nm et pour un pompage « top hat » sur 2,5 mm de diamètre et 1 kW de pompage.

NODVIK dans les années 60 [Frantz 63] et utilise la notion de fluence (énergie par unité de surface) :

$$J_{\text{out}} = J_{\text{lsat}} \ln [1 + G_0 (e^{J_{\text{in}}/J_{\text{lsat}}} - 1)] \quad (\text{I.25})$$

où  $J_{\text{in}}$  et  $J_{\text{out}}$  sont les fluences initiales et finales,  $G_0$  est le gain petit signal et  $J_{\text{lsat}}$  est la fluence de saturation du milieu, définie par les sections efficaces comme suit :

$$J_{\text{lsat}} = \frac{h\nu_1}{\sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{al}}} \quad (\text{I.26})$$

C'est une caractéristique importante du milieu en ce qui concerne l'amplification par deux aspects. Tout d'abord cette fluence détermine le gain petit signal (ie pour une énergie extraite négligeable) en fonction de la fluence stockée dans le matériau  $J_{\text{sto}}$  (définie par l'équation I.21)<sup>1</sup> par l'équation I.27 :

$$G_0 = e^{\frac{J_{\text{sto}}}{J_{\text{lsat}}}} \quad (\text{I.27})$$

Ensuite la fluence de saturation indique le niveau que doit atteindre la fluence initiale pour extraire efficacement l'énergie stockée. Le tableau I.4 donne la fluence de saturation, le temps de vie de fluorescence et le gain petit signal pour la fluence stockée calculée à la figure I.19.

En amplification il est possible de définir le gain effectif de l'amplification  $G$  et la fluence

Matériau	$\tau_{\text{fluor}}$ (ms)	$J_{\text{sto}}$ (J·cm <sup>-2</sup> )	$J_{\text{lsat}}$ (J·cm <sup>-2</sup> )	$G_0$
Yb:YAG	0,9	5,0	8,9	1,76
Yb:CaF <sub>2</sub>	2,4	8,6	73,4	1,12
Yb:KYW	0,3	2,4	5,9	1,44

Tableau I.4 – Fluence de saturation et temps de fluorescence pour différents matériaux dopés ytterbium émettant à 1030 nm. Fluence stockée et gain petit signal en régime stationnaire pour un pompage « top hat » sur 2,5 mm de diamètre et 1 kW de puissance.

extraite  $J_{\text{ext}}$  :

$$\begin{cases} G = \frac{J_{\text{out}}}{J_{\text{in}}} & (\text{I.28a}) \\ J_{\text{ext}} = J_{\text{out}} - J_{\text{in}} & (\text{I.28b}) \end{cases}$$

1. Il est aussi possible de raisonner de la même manière en énergie.

À partir du formalisme de FRANTZ et NODVIK (équation I.25) on peut calculer le gain et la fluence extraite d'un amplificateur constitué par les différents cristaux avec les caractéristiques de la figure I.19. Les résultats sont donnés en figure I.20. Dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub> possé-

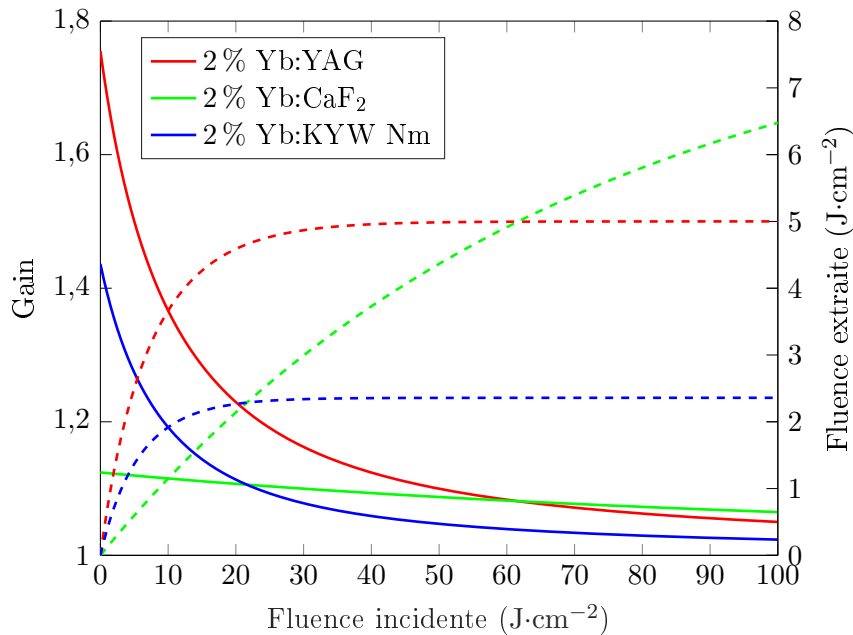


FIGURE I.20 – Gains (traits pleins) et fluences extraites (pointillés) en fonction de la fluence incidente pour différents matériaux dopés ytterbium de longueur 3 mm, émettant à 1030 nm et pour un pompage « top hat » sur 2,5 mm de diamètre et 1 kW de pompage.

dant une fluence de saturation d'un ordre de grandeur supérieure à celle de l'Yb:YAG et de l'Yb:KYW (cf tableau I.4), l'extraction de l'énergie stockée nécessite une fluence incidente de l'ordre de la centaine de joules par centimètre carré. Il est important de noter que de telles fluences sont largement au-dessus des seuils de dommage des cristaux et des traitements diélectriques qui sont typiquement de quelques dizaines de joules par centimètre carré au maximum. En conséquence bien que l'Yb:CaF<sub>2</sub> stocke une énergie plus importante, il ne sera pas possible d'extraire efficacement son énergie stockée en un seul passage.

Cependant l'Yb:CaF<sub>2</sub> reste très intéressant pour notre application au vu du niveau d'énergie visé et la capacité de stockage de ce matériau. De plus sa conductivité thermique élevée en fait un candidat idéal pour des sources autour de la centaine de watts moyens. Enfin sa bande de gain très large (environ 70 nm à mi-hauteur) permet d'envisager, sans aucune modification par rapport à nos objectifs en régime nanoseconde, une utilisation dans un système CPA pour une génération d'impulsions plus courtes pour le pompage d'OPCPA en régime picoseconde. Le défaut principal de ce cristal reste les limitations dues à la forte fluence de saturation. Cependant elles peuvent être contournées en développant des amplificateurs à grands nombres de passages et à très faibles pertes. L'attention va donc se porter maintenant sur ce cristal atypique.

#### 4.5 Yb:CaF<sub>2</sub>

Le fluorure de calcium est présent à l'état naturel sous l'espèce minérale nommée fluorine où il comporte des traces de nombreux éléments sous forme atomiques (silicium, aluminium, fer, magnésium, cérium, yttrium...) ou organiques. Le premier procédé de synthèse du CaF<sub>2</sub> est mis au point en 1949 par STOCKBARGER [Stockbarger 49]. Aujourd'hui le procédé est parfaitement maîtrisé, via la méthode de Bridgman-Stockbarger notamment. Ce composé est extrêmement

stable chimiquement en plus d'être considéré comme inoffensif pour les humains malgré la toxicité habituelle des fluorures<sup>1</sup>. Sa très grande bande de transparence (de 130 nm à 12 μm) ainsi que sa faible dispersion en font un matériau largement utilisé dans l'optique, notamment pour la confection d'optiques dans l'infrarouge moyen ou dans l'UV, pour des applications en photolithographie par exemple.

Le dopage du fluorure de calcium pour les applications laser a été très rapidement considéré dans les années 1960 avec de multiples dopants divalents comme Sm<sup>2+</sup> [Sorokin 61], Dy<sup>2+</sup> [Zolotov 66] ou encore trivalents avec Nd<sup>3+</sup> [Kaminskii 65] et U<sup>3+</sup> [Keyes 64]. Il a ensuite été mis de côté au profit d'autres matrices (CaWO<sub>4</sub> ou YAG) dopés aux ions néodyme. Ce n'est qu'il y a une quinzaine d'années que ce matériau a connu un regain d'intérêt comme milieu laser avec le dopage à l'ytterbium, profitant de la disponibilité des diodes laser de puissance permettant de passer le seuil de transparence de ce composé. Le premier effet laser avec l'Yb:CaF<sub>2</sub> comme milieu à gain est ainsi obtenu en 2004 [Petit 04].

Le fluorure de calcium est un milieu optiquement isotrope cristallisant en une matrice cubique du groupe d'espace Fm3m. Les cations Ca<sup>2+</sup> forment une structure cubique face centrée et les anions F<sup>-</sup> occupent les sites tétraédriques (cf figure I.21).

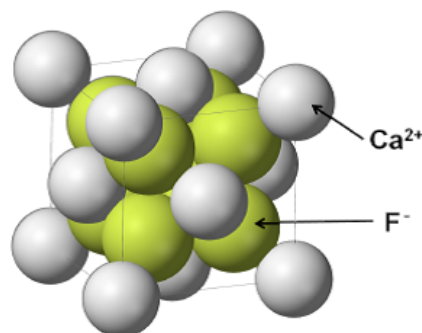


FIGURE I.21 – Maille élémentaire de l'Yb:CaF<sub>2</sub> (propriété Wikipédia).

### Propriétés spectroscopiques

Lors du dopage du CaF<sub>2</sub>, l'ion trivalent Yb<sup>3+</sup> remplace un cation divalent Ca<sup>2+</sup> menant à une différence de charge. Pour conserver la neutralité électrique du composé, la matrice va se déformer localement menant à trois configurations possibles pour l'ion dopant [Lyberis 11b]. Parallèlement à cette réorganisation cristalline, les dopants ont une forte tendance à se regrouper au sein du composé formant ce que l'on appelle des agrégats (ou « clusters » en anglais) de structures différentes. Ils permettent d'atteindre une plus grande stabilité énergétique. Il a d'ailleurs été montré que l'agrégat menant à la plus grande stabilité de l'Yb:CaF<sub>2</sub> est la structure hexamérique Yb<sub>6</sub>F<sub>37</sub> [Corish 82] [Bendall 84] (cf figure I.22). Ces agrégats se forment à partir de 0,1 % de dopage et au-delà de 5 % ils deviennent majoritaires dans le milieu.

La structure particulière de l'Yb:CaF<sub>2</sub> forme donc plusieurs environnements différents pour l'ion ytterbium impactant fortement ses propriétés spectroscopiques (figure I.23). Si l'on rajoute le fort couplage électron/phonon de l'ion Yb<sup>3+</sup> se produisant au sein de la matrice, on obtient de larges bandes spectrales visibles au travers des sections efficaces, données en figure I.24. Ces bandes spectrales d'absorption et d'émission sont parmi les plus larges pour un matériau dopé à l'ytterbium avec un recouvrement significatif entre elles. Le maximum des sections efficaces est obtenu pour la longueur d'onde de 980 nm, longueur d'onde « zero-line » (raie à zéro phonon) permettant de limiter le défaut quantique et qui sert donc classiquement de longueur d'onde de pompe. En ce qui concerne les valeurs atteintes par les sections efficaces, elle

1. En effet le CaF<sub>2</sub> ne se dissout pas dans l'eau, les solvants organiques et la plupart des acides.

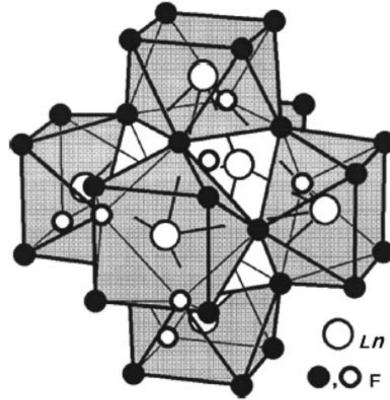


FIGURE I.22 – Agrégat hexamérique de l’ion  $\text{Yb}^{3+}$  (Ln) dans le  $\text{CaF}_2$  (extrait de [Siebold 09]).

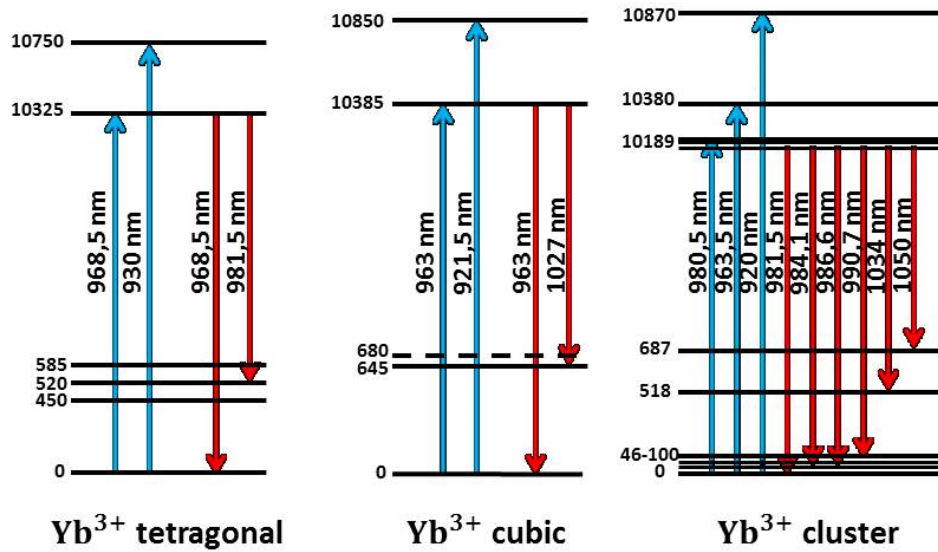


FIGURE I.23 – Différents diagrammes énergétiques de l’ion ytterbium en fonction de son environnement dans le  $\text{CaF}_2$ , comme proposé par MONCORGÉ [Moncorgé 13].

sont relativement faibles, hormis le pic à 980 nm autour de  $5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ , elles sont cantonnées entre  $2 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  et  $3 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  sur les bandes spectrales d’intérêt. En conséquence, le gain disponible pour ce matériau est relativement faible, comme déjà évoqué au travers de sa fluence de saturation élevée à 1030 nm ( $73,4 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Une remarque importante sur le gain est sa variation spectrale en fonction de l’inversion de population. En effet à cause du caractère quasi-trois niveaux de l’ytterbium et de la réabsorption permise à la longueur d’onde laser, le maximum du spectre de gain se décale vers les courtes longueurs d’onde quand le taux d’inversion de population  $\beta = n_2/n_{\text{tot}}$  augmente. Le gain linéique du matériau est d’ailleurs donné par la relation suivante :

$$g_l = \sigma_{\text{el}}n_2 - \sigma_{\text{al}}n_1 = (\sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{al}})(n_2 - n_{2\text{tr}}) \quad (\text{I.29})$$

qui permet de le calculer pour  $\beta$  jusqu’à 30 % (cf figure I.25).

On retrouve ici la bande de gain de 70 nm de ce matériau qui en fait un candidat très intéressant pour la génération d’impulsions courtes. En effet il a été très utilisé dans le cadre d’oscillateurs femtoseconde à modes verrouillés en phase. Très rapidement des oscillateurs avec des impulsions en dessous de 100 fs apparaissent [Friebel 09]. S’en suit ensuite des architectures avec des durées

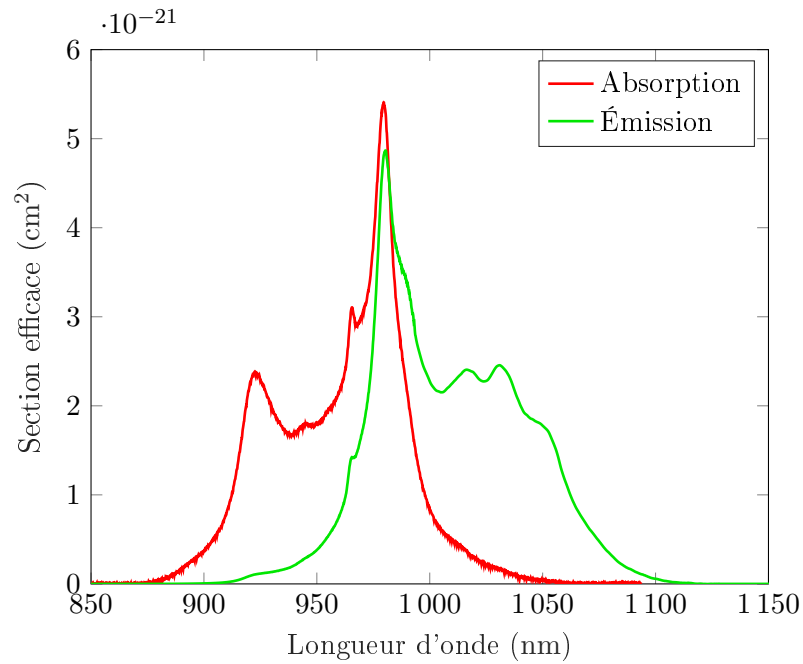


FIGURE I.24 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:CaF<sub>2</sub> à 300 K mesurées au CIMAP.

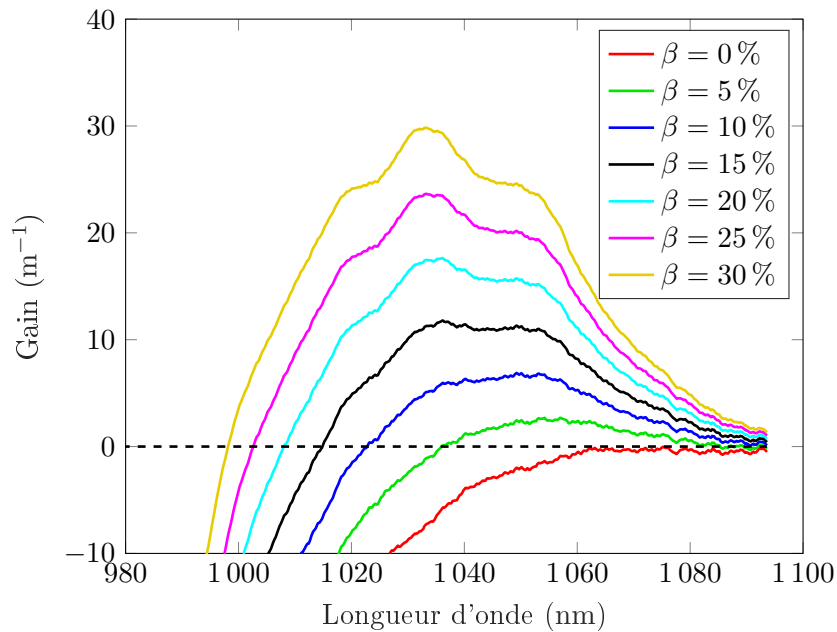


FIGURE I.25 – Spectre de gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction du paramètre  $\beta$  d'inversion de population.

en dessous de 70 fs pour des puissances pouvant aller jusqu'à plusieurs watts moyens avec un verrouillage de modes en phase par lentille de Kerr [Machinet 13], SESAM [Pirzio 15] ou encore un mélange des deux techniques [Kowalczyk 17]. La plus courte durée obtenue sera de 48 fs (à la cadence de 73 MHz pour 2,7 W de puissance moyenne) avec une cavité verrouillée en phase par lentille de Kerr et une compression externe [Sevillano 13].



### Propriétés thermiques

L'Yb:CaF<sub>2</sub> est aussi un matériau intéressant pour notre application d'un point de vue thermique. Tout d'abord, le pompage sur la « zero-line » à 980 nm permet d'obtenir un défaut quantique relativement faible de 4,9 % pour une émission laser à 1030 nm. De même le défaut quantique de fluorescence est aussi faible avec une valeur de 2,8 % considérant une fluorescence moyenne à 1008 nm<sup>1</sup>. De plus, du fait de la maîtrise du processus de croissance, l'Yb:CaF<sub>2</sub> possède une excellente qualité cristalline, limitant les effets non radiatifs et donc la charge thermique lors du pompage. En plus d'avoir une charge thermique faible, le pompage à 980 nm rend possible l'utilisation de diodes laser de forte puissance moyenne (centaines de watt moyen typiquement) commercialement disponibles. La large bande de transparence de l'Yb:CaF<sub>2</sub> est aussi un atout important ici en ce sens qu'elle limite l'absorption multi-photonique à forte intensité de pompe/laser.

Ensuite la matrice est particulièrement adaptée aux fortes puissances moyennes. Le premier paramètre notable est la conductivité thermique élevée de 9,7 W·m<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup> à température ambiante (10,7 W·m<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup> pour le YAG) de par sa structure cristalline simple propice à la propagation des phonons. Cependant le dopage diminue la conductivité thermique en ce sens qu'il modifie la structure locale du cristal. Ce désordre additionnel rend la propagation des phonons plus difficile. Plus précisément le modèle de KLEMENS donne en équation I.30 une expression de la conductivité thermique [Klemens 60] :

$$\kappa = \frac{1}{\pi a} \sqrt{\frac{2k_B v_s \kappa_0}{\delta}} \arctan \left[ \pi a \sqrt{\frac{\kappa_0 \delta}{2k_B v_s}} \right] \quad (\text{I.30})$$

avec

$$\delta = \sum_{k=i}^n c_i \left( \frac{M_i - M}{M} \right)^2 \quad M = \sum_{k=i}^n c_i M_i \quad a = 2 \sqrt[3]{\frac{3V_m}{4\pi ZN}}$$

et  $a$  est la distance entre proches voisins,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $v_s$  la vitesse du son dans le cristal,  $\kappa_0$  la conductivité du matériau non dopé,  $V_m$  le volume de maille,  $Z$  le nombre d'unités formulaires par maille,  $N$  le nombre d'atomes par unité formulaire,  $\delta$  la variance de la masse moyenne  $M$  des sites de substitutions de l'ytterbium avec la probabilité  $c_i$  d'être occupé par un ion  $i$  de masse  $M_i$  (ici il s'agit de l'ion ytterbium avec une probabilité égale au dopage). Ce modèle se base sur la substitution d'un ion de la matrice par l'ion dopant, et explique la chute de la conductivité thermique par la variation de masse due à cette substitution. Dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub> la substitution n'est pas simplement un ion calcium pour un ion dopant ytterbium, menant à l'impossibilité théorique de l'utilisation de ce modèle. Cependant il rend tout de même compte de la tendance de variation de la conductivité thermique avec le dopage. En laissant le paramètre  $\delta$  libre, un ajustement empirique des valeurs de POPOV [Popov 08] est possible (cf figure I.26). Les valeurs suivantes pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> sont alors prises : une conductivité thermique pour le cristal non dopé de 9,7 W·m<sup>-1</sup>·K<sup>-1</sup>, une vitesse du son de 5870 m·s<sup>-1</sup>, un volume de la maille de 1,63 × 10<sup>-28</sup> m<sup>3</sup>, un nombre d'unités formulaires par maille de 4 et un nombre d'atomes par unité formulaire de 3. Pour limiter la chute de conductivité thermique, il faudra donc limiter le dopage en dessous de 3 %.

Enfin d'autres caractéristiques mécaniques de l'Yb:CaF<sub>2</sub> sont aussi importantes à connaître pour la gestion de la puissance moyenne et sont regroupées dans le tableau I.5. Le coefficient thermo-optique  $\chi$  a la particularité d'être négatif principalement à cause de la variation négative de l'indice de réfraction avec la température. Ceci permet l'obtention de lentilles thermiques divergentes, ce qui peut paraître intéressant pour éviter la focalisation du faisceau lors de l'amplification. Le paramètre de choc thermique  $R_T$  peut être optimisé par le choix d'une orientation particulière, notamment [111]. Mais il reste très faible comparé à d'autres matrices

1. Cette valeur est calculée à partir des spectres, fournis par le CIMAP, des sections efficaces de l'Yb:CaF<sub>2</sub>.

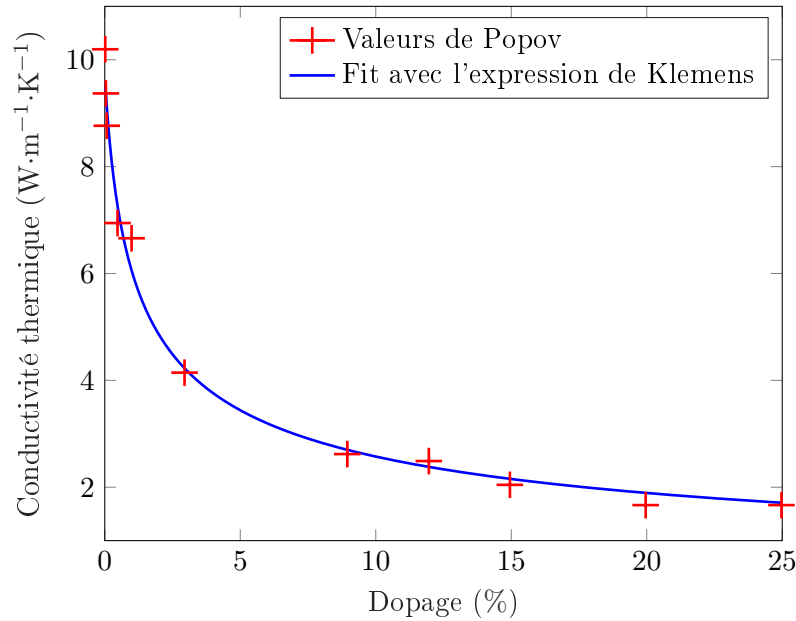


FIGURE I.26 – Variation de la conductivité thermique de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction du dopage à la température de 300 K (extrait de [Popov 08]) et comparaison avec le modèle de Klemens pour  $\delta$  en paramètre libre ( $\delta = 5,24d$  avec  $d$  le dopage).

comme le YAG. Ainsi, une attention particulière quant aux chocs thermiques doit être prise avec le CaF<sub>2</sub>.

Paramètres	Cristal	
	CaF <sub>2</sub>	YAG
Variation de l'indice avec la température $dn/dT$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-10,6	7,9
Conductivité thermique sans dopage $\kappa_0$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	9,7	10,7
Coefficient d'expansion thermique $\alpha_T$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	18,9	6,7
Coefficient de Poisson $\nu$	0,216	0,24
Module d'Young $E_Y$ (GPa)	[111] 89,6	280
Paramètre de résistance mécanique $K_C$ ( $\text{MPa}\cdot\text{m}^{-1/2}$ )	0,33	2,2
Contrainte maximale $\sigma_f$ (MPa)	156	660
Paramètre de choc thermique $R_T$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$ )	[111] 705	2800
Coefficient thermo-optique $\chi$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-11,8	8,9

Tableau I.5 – Caractéristiques mécaniques et thermo-mécaniques du CaF<sub>2</sub> et du YAG à température ambiante ([XXX] avant une valeur indique l'orientation cristalline pour laquelle cette valeur est donnée).

En conséquence l'Yb:CaF<sub>2</sub> reste un matériau très intéressant pour la génération de sources de forte puissance moyenne car il peut soutenir des pompages de l'ordre de la centaine de watts. De plus nous avons déjà vu que son long temps de vie de fluorescence favorise le stockage d'énergie. Par conséquent, l'Yb:CaF<sub>2</sub> peut être utilisé pour la génération d'impulsions énergétiques avec des puissances moyennes élevées, et ce, avec différentes architectures. En sortie d'oscillateur laser, plus de 15 W moyen a été obtenu avec des impulsions de 70 fs [Sevillano 15]. En amplification régénérative -permettant un grand nombre de passages dans le milieu à gain- jusqu'à 32 mJ à la cadence de 200 Hz (impulsion de 300 fs) ont ainsi été démontrés [Sevillano 17]. En architecture multipassage, où une extraction d'énergie plus importante peut être obtenue, de plus fortes énergies ont été atteintes. À l'aide de la technique de combinaison cohérente de type Sagnac, plus de 150 mJ à la cadence de 20 Hz ont notamment pu être produits [Papadopoulos 14].

En augmentant la puissance de pompe (ce qui est rendue possible par les bonnes propriétés thermiques du matériau) et grâce à la large bande spectrale de gain, une puissance crête de l'ordre du terawatt à la cadence de 1 Hz a pu être obtenue dans une architecture multipassage au sein du pilote du système Polaris [Siebold 08]. Récemment ce même système, utilisant un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> pompé par diodes laser comme amplificateur final, a délivré une énergie de 54 J. 16,7 J ont pu être comprimés pour atteindre une durée de 98 fs, menant à des impulsions de 170 TW crête à la cadence de 0,02 Hz [Hornung 16].

#### 4.6 Étage de préamplification pour le pompage OPCPA

Dans le système Apollon, pour atteindre l'énergie visée à la cadence de 100 Hz, la source est divisée en deux parties distinctes :

- Un étage de pré-amplification pouvant délivrer jusqu'à 150 mJ d'énergie.
- Un amplificateur « haute énergie » à base de cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> permettant la montée en énergie jusqu'à plusieurs centaines de millijoules. Cette amplification fait l'objet du chapitre 3.

La source devant délivrer des impulsions de quelques nanosecondes, la synchronisation de l'ensemble des éléments du système se fera de manière électronique par un générateur de délais, la gigue temporelle de ce type de système étant aux alentours de quelques picosecondes.

L'étage de préamplification est constitué de trois modules :

- Un générateur d'impulsions nanosecondes programmable.
- Un amplificateur régénératif à base de cristaux Yb:KYW.
- Un amplificateur régénératif haute énergie à base de cristaux Yb:YAG.

Le schéma de principe de la source est donné en figure I.27.

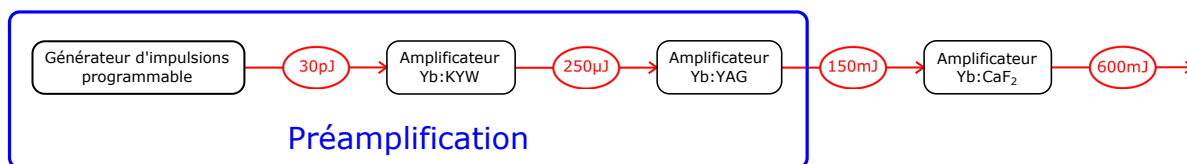


FIGURE I.27 – Schéma de la chaîne d'amplification

##### 4.6.1 Injecteur programmable pour des impulsions nanosecondes façonnées

La principale limitation dans la génération d'impulsions de forme temporelle carrée est la saturation du gain dans les différents amplificateurs qui tend à distordre les impulsions. C'est pourquoi il a été choisi de travailler avec un générateur programmable d'impulsions nanosecondes façonnables à façon afin de pré-compenser les effets de saturation en amont des différents amplificateurs. Ce système, développé par la société Photline, est entièrement fibré et se base sur un modulateur électro-optique intégré permettant de former à partir d'une source continue des impulsions de formes arbitraires de durée entre 125 ps et 100 ns. La source est constituée d'une diode laser verrouillée en fréquence, émettant en continue à 1030 nm et amplifiée dans un amplificateur à fibre. L'énergie obtenue est de 30 pJ pour une impulsion de 1 ns avec un contraste de 35 dB minimum. On donne en figure I.28 deux impulsions de 3 ns typiques générées avec ce système et le mode spatial en sortie (sortie fibrée avec collimateur).

##### 4.6.2 Amplificateur régénératif à base d'Yb:KYW

Les impulsions programmables sont ensuite amplifiées dans un amplificateur régénératif (à base d'un cristal Yb:KYW) de la société Amplitude Système permettant d'atteindre une énergie par impulsion jusqu'à 250 µJ. Avec une pré-compensation de la saturation, il est possible

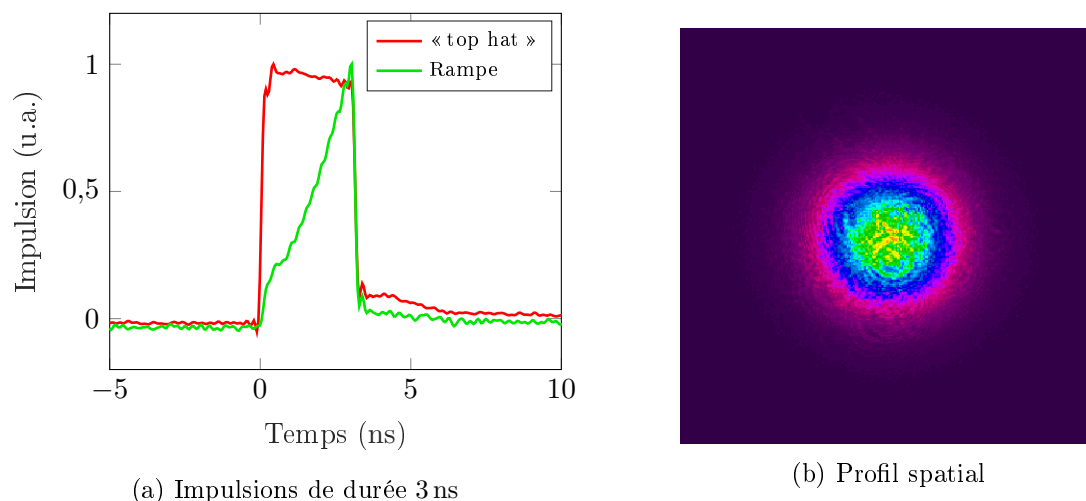


FIGURE I.28 – Exemples d'impulsions temporelles et profil spatial associé en sortie du générateur d'impulsions nanosecondes programmable.

d'obtenir des impulsions temporelles carrées jusqu'à une durée de 6 ns<sup>1</sup>. Ces impulsions ainsi qu'un profil spatial typique en sortie de l'amplificateur sont donnés en figure I.29.

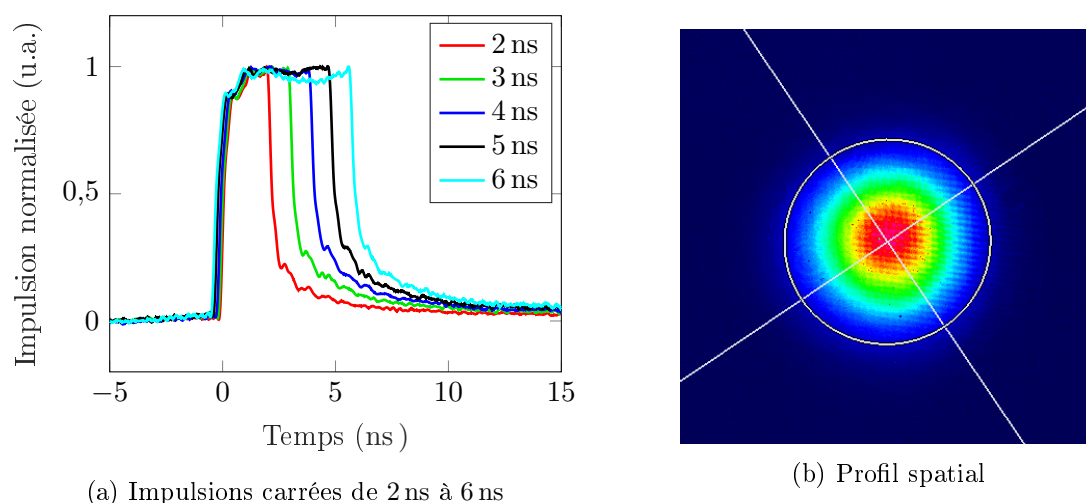


FIGURE I.29 – Impulsions temporellement carrées et profil spatial en sortie de l'amplificateur régénératif Yb:KYW avec 245  $\mu$ J d'énergie.

#### 4.6.3 Amplificateur régénératif à base d'Yb:YAG

Les impulsions en sortie de l'amplificateur régénératif utilisant un cristal Yb:KYW peuvent ensuite être amplifiées à nouveau dans un amplificateur régénératif à Yb:YAG « thin-disk ». Cet amplificateur a été développé par le Max Born Institute (MBI) à Berlin. Il utilise la technologie des cristaux Yb:YAG en configuration disque mince déjà évoquée précédemment. Le pompage est réalisé par un ensemble de diodes laser émettant en régime quasi-continue à 100 Hz (6 kW crête sur 700  $\mu$ s), ceci afin de limiter la charge thermique dans le cristal. La cavité donnée en figure I.30 permet l'obtention d'un mode spatial correcte avec une énergie jusqu'à 150 mJ par impulsion et un profil temporel carré grâce à la pré-compensation de la saturation du gain (cf figure I.31).

1. Durée maximale limitée par la longueur de la cavité et le temps de montée/descente de la cellule de Pockels.

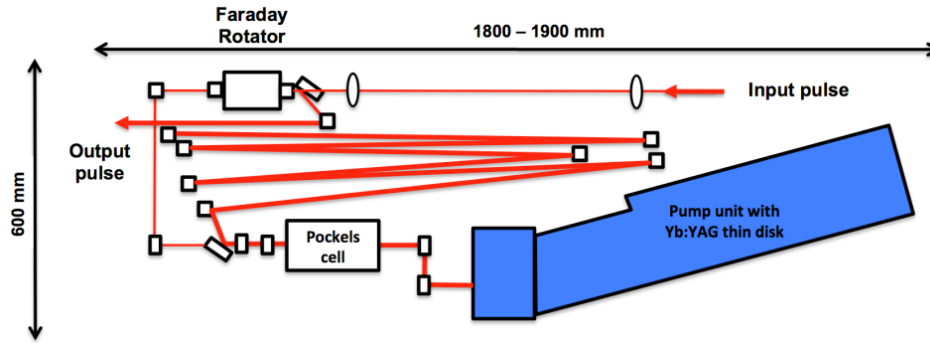
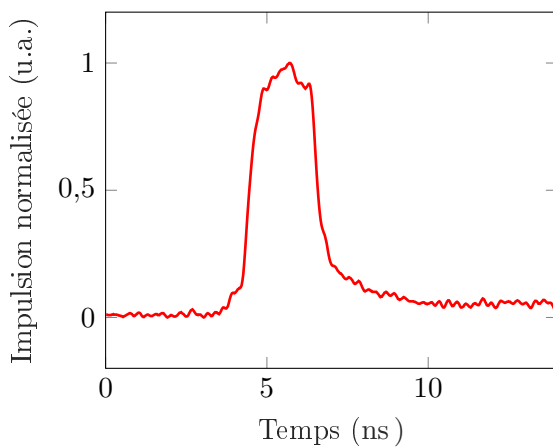
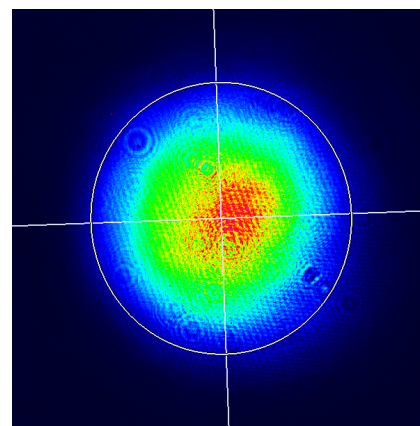


FIGURE I.30 – Cavité de l’amplificateur régénératif du Max Born Institute (extrait de [Friebel 15]).



(a) Impulsion temporelle carrée de 2 ns,  $E_{\text{out}}=10\text{ mJ}$



(b) Profil spatial,  $E_{\text{out}}=130\text{ mJ}$

FIGURE I.31 – Impulsion temporelle et profil spatial en sortie de l’amplificateur régénératif Yb:YAG.

## 4.7 Architectures adaptées à l’Yb:CaF<sub>2</sub> et à la haute énergie

### 4.7.1 Quelques points de conception

La conception de l’amplificateur final passe la gestion de deux contraintes majeures. Tout d’abord il y a la contrainte de l’échauffement. En effet pour obtenir des impulsions de haute énergie à 100 Hz, des puissances de pompage de plusieurs centaines de watts sont très rapidement atteintes. Pour lever cette contrainte la conception s’appuie bien sûr sur l’Yb:CaF<sub>2</sub>. Mais différents points peuvent être optimisés avec :

- Une longueur d’onde de pompage à 980 nm sur la « zero line » permettant de limiter le défaut quantique.
- Un pompage impulsionnel. En effet, il a déjà été vu que le stockage d’énergie atteignait sa valeur optimale pour un temps de pompage autour du temps caractéristique  $\tau_{\text{eff}}$ . Au-delà de cette durée, l’énergie absorbée est réémise majoritairement en fluorescence, chauffant au passage le cristal. Le temps de vie de fluorescence étant de 2,4 ms, la durée des impulsions de pompe seront donc de quelques millisecondes, adaptées à la cadence de 100 Hz.
- Un pompage impulsionnel de forte puissance crête. En effet ceci permet d’inverser rapidement et fortement le milieu (gain plus important) en diminuant  $\tau_{\text{eff}}$ . Pour une inversion donnée, ceci permet de limiter la durée des impulsions de pompe et donc le rapport cyclique de la pompe.
- Un cristal bien refroidi. En plus d’un pompage adapté, il est en effet important d’optimi-

ser le module de pompage maintenant le cristal afin de favoriser l'extraction de chaleur. La configuration « miroir actif » (cristal disque collé) est ici très intéressante. De manière analogue à la configuration de disque mince précédemment évoquée, l'extraction de chaleur se fait par l'arrière du cristal et est donc d'autant plus efficace que la zone pompée à une aire importante, ce qui est le cas des systèmes de fortes énergies.

La seconde contrainte à gérer est celle du faible gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub>. Il faut donc prendre certaines mesures :

- Une utilisation d'un cristal suffisamment épais pour absorber et stocker suffisamment d'énergie.
- Une utilisation d'une architecture à grands nombres de passages.
- Des aires optimales pour la pompe et le signal. En effet elles ne doivent pas être trop larges pour, respectivement, confiner l'énergie stockée et augmenter l'extraction d'énergie par augmentation de la fluence du faisceau signal. Ceci est nécessaire à cause de la faible fluence de saturation de l'Yb:CaF<sub>2</sub> comme déjà évoqué.

Le dimensionnement précis des différents paramètres de l'amplificateur sera fait dans le chapitre 3.

L'utilisation de diamètres de faisceaux réduits induit nécessairement une limitation en énergie, à cause des seuils de dommages effectifs du cristal. Il est donc important de les connaître. Dans notre étude, les cristaux en configuration disque utilisés proviennent de la société Hellma et sont limités en termes de seuil de dommage par le traitement haute réflectivité avec un seuil de dommage effectif pour notre application (impulsions de durée nanoseconde) autour de  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Afin de visualiser l'importance et la difficulté d'optimiser les tailles de faisceaux, nous nous proposons de tracer l'énergie extractible d'un amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> dans deux configurations différentes. Pour ce faire le formalisme de FRANTZ et NODVIK (cf équation I.25) est utilisé, permettant de simuler l'extraction d'énergie d'un milieu Yb:CaF<sub>2</sub> supposé infiniment fin avec un stockage d'énergie initiale de 2 J pour des faisceaux pompe et signal de même diamètre. Le résultat pour deux tailles de faisceaux différentes et une même énergie initiale est donnée en figure I.32.

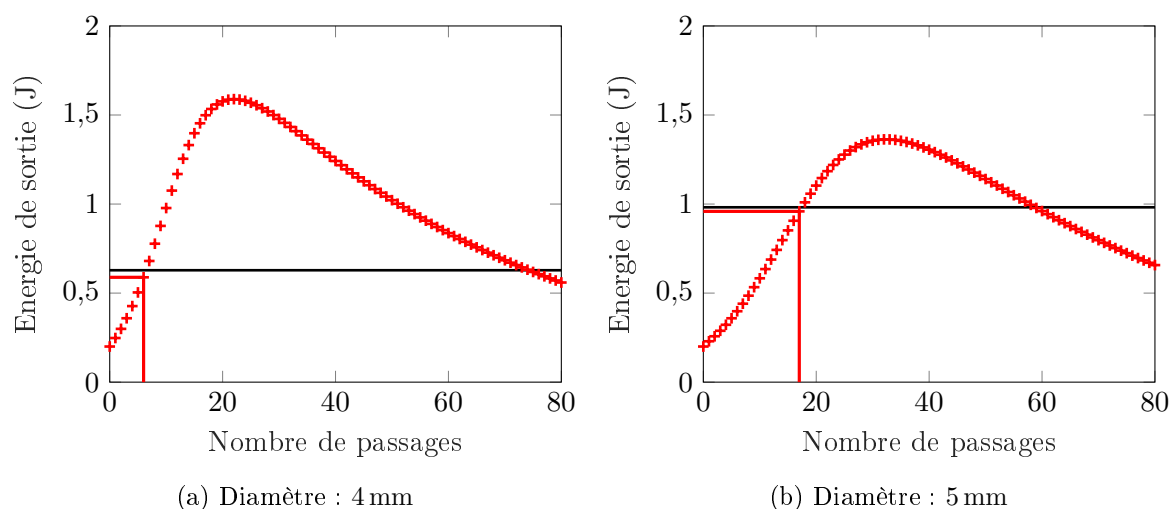


FIGURE I.32 – Extraction d'énergie pour un amplificateur avec 2 J d'énergie stockée, énergie initiale : 100 mJ, pertes par passage : 2 %, pour deux diamètres de faisceaux différents. Ligne noire : seuil de dommage effectif à  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , lignes rouges : énergie maximale de sortie.

Le faisceau de plus petite taille permet d'obtenir une extraction d'énergie plus rapide mais ne permet pas d'obtenir une énergie en sortie d'amplificateur importante, le seuil de dommage

effectif étant rapidement atteint. Avec un faisceau de taille plus importante, l'énergie nécessaire pour atteindre le seuil de dommage effectif augmente elle aussi, autorisant une énergie en sortie d'amplificateur plus importante. Cependant l'extraction d'énergie en devient moins efficace : le gain petit signal diminue, le nombre de passages nécessaire à l'extraction d'une même énergie augmente, entraînant une plus grande sensibilité aux pertes inhérentes aux systèmes à multiple passages. L'énergie maximale pouvant être extraite de l'amplificateur, sans prise en compte des seuils de dommage, est par conséquent plus faible.

Il existe donc une taille de faisceaux optimale en termes de seuil de dommage et de pertes. Il est donc intéressant de se poser la question s'il n'est pas possible d'augmenter le seuil de dommage effectif dans l'amplificateur. Dans ce but nous allons maintenant nous intéresser aux techniques de combinaisons cohérentes.

#### 4.7.2 Combinaison cohérente et seuils de dommage effectifs

La combinaison cohérente a tout d'abord été développée pour les systèmes laser en régime continu [Fan 05] et a été ensuite reprise en régime impulsionnel, notamment femtoseconde pour sa capacité à réduire la puissance crête. Ces techniques ont largement été étudiées dans le cadre des thèses de DANIAULT [Daniault 12b] et GUICHARD [Guichard 16]. La combinaison cohérente d'impulsions exploite le caractère cohérent du rayonnement laser. Il s'agit d'effectuer une interférence constructive avec plusieurs (au moins deux) impulsions pour en obtenir une unique contenant idéalement l'énergie de toutes les impulsions initiales<sup>1</sup>. Pour cela, on sépare un faisceau (initial) en plusieurs répliques. Une architecture laser exploitant cette technique se divise ainsi en trois blocs : un module de division d'impulsions, l'amplification à proprement parler et un module de recombinaison.

La technique la plus intuitive en terme de combinaison cohérente est celle consistant à diviser spatialement l'impulsion initiale en  $N$  répliques. Elles sont ensuite amplifiées dans  $N$  amplificateurs en parallèles pouvant travailler au-delà des limites qu'auraient un unique amplificateur injecté avec toute l'énergie : seuils de dommage pour les systèmes solides, limite d'effets non linéaires dans le cas des fibres... Enfin les impulsions sont recombinaison, soit en champ proche, soit en champ lointain. Cette étape est critique en ce sens que toutes les impulsions doivent arriver en phase pour interférer constructivement. Pour se faire, une stabilisation peut être nécessaire, on parle alors de configuration « active ». Ce type de combinaison permet aujourd'hui de générer les plus fortes énergies à haute cadence pour un système fibré (1 mJ pour une puissance moyenne de 1 kW avec 8 fibres « rod type ») [Müller 16] et est à l'origine de projets audacieux comme ICAN [Mourou 13].

À la différence de la technique précédente, il est aussi possible de travailler avec un amplificateur unique et d'en améliorer les performances dans le même esprit que pour l'utilisation de la technique CPA. Deux techniques principales peuvent être employées :

- La combinaison cohérente spatiale dans un interféromètre de Sagnac. L'architecture est basée sur un interféromètre de Sagnac contenant un amplificateur. L'impulsion initiale est divisée en deux répliques qui se propagent de manière contra-propagatives dans l'amplificateur et se recombinaison de manière passive ; car les deux répliques ont le même chemin optique (simplement parcouru en sens inverse). Cette technique a notamment été utilisée en régime nanoseconde [Papadopoulos 14] et femtoseconde [Daniault 11].
- La technique du DPA (« Divided Pulse Amplification »). Il s'agit de la principale technique de division temporelle. L'impulsion initiale est divisée en  $M$  répliques temporelles à l'aide d'un système de lignes à retard (pour des retards de centaines de picosecondes à quelques nanosecondes) ou de cristaux biréfringents (pour des écarts de quelques picosecondes). La recombinaison peut être active [Kienel 14] ou passive [Zaouter 13] en renvoyant les

---

1. L'énergie de l'impulsion finale est bien entendu limitée, seules les composantes en phase vont effectivement se combiner.

impulsions en sens inverse dans le système après rotation de polarisation.

Lors de l'utilisation de ces deux techniques, le milieu amplificateur n'est plus soumis à une impulsion unique mais à une série d'impulsions séparées dans le temps. La séparation temporelle est souvent de l'ordre de grandeur de la durée des impulsions. Cette répartition de l'énergie dans le temps a pour conséquence une réduction de la puissance crête donc des effets non linéaires (surtout pertinent dans le cas des amplificateurs à fibres) et d'une augmentation des seuils de dommages effectifs. En effet dans le régime nanoseconde, il est connu de manière empirique que le seuil de dommage effectif évolue avec la racine carré de la durée d'impulsion [Stuart 95]. De plus, dans le cas simplifié où l'ensemble des  $M$  répliques est considéré comme une impulsion de durée  $M$  fois plus longue, le seuil de dommage effectif augmente d'un facteur  $\sqrt{M}$  (cf figure I.33 (a)). On peut alors s'attendre à ce que les différentes répliques de l'impulsion se comportent de manière quasi indépendante lorsque la durée les séparant devient grande devant la durée d'impulsion, ceci menant alors à une augmentation du seuil de dommage effectif d'un facteur  $M$ . Cependant, dans le cas d'un amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> utilisant une configuration DPA à deux impulsions, à cause d'un effet de piégeage des électrons excités dans un état excitonique qui a un long temps de vie de plusieurs centaines de nanoseconde, il a été montré que l'augmentation du seuil de dommage effectif tendait à stagner autour de  $\sqrt{2}$ , même quand les répliques sont largement séparées (cf figure I.33 (b)). Ceci tendrait à montrer que dans le cas de  $M$  répliques, le seuil de dommage effectif n'augmente que d'un facteur  $\sqrt{M}$ . C'est cette valeur que nous considérerons par la suite.

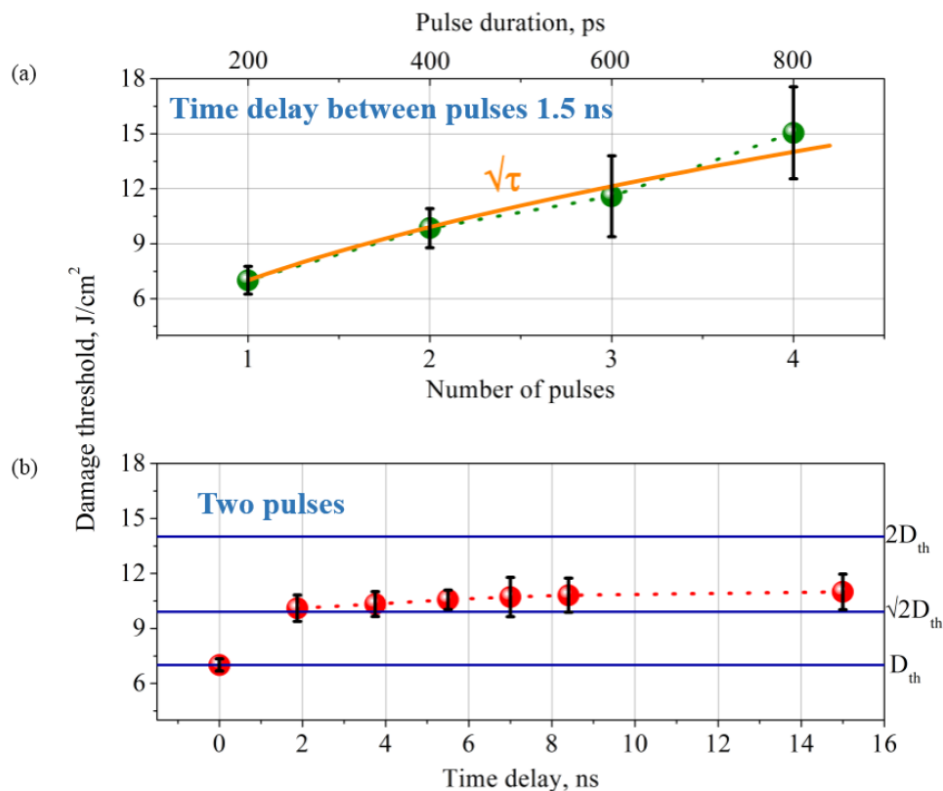


FIGURE I.33 – Mesure de seuil de dommage effectif effectuée dans un amplificateur régénératif Yb:CaF<sub>2</sub> par ASTRASKAS et al. pour des impulsions étirées de 200 ps (extrait de [Astrauskas 16]). (a) Seuil de dommage effectif en fonction du nombre d'impulsions (séparées de 1,5 ns). (b) Seuil de dommage effectif en fonction de la durée entre deux impulsions ( $D_{th}$  : seuil de dommage effectif).

Il est bien entendu possible de combiner les deux techniques spatiale (Sagnac) et tem-



porielle (DPA) (deux paquets d'impulsions se propagent en sens inverse dans l'amplificateur) [Daniault 12a] pour une amélioration du seuil de dommage effectif d'un facteur  $\sqrt{2M}$ . Afin de visualiser l'avantage de ces techniques sur les amplificateurs à Yb:CaF<sub>2</sub>, nous pouvons retracer les figures I.32 avec les nouveaux seuils de dommage effectifs (en considérant une combinaison des techniques DPA à deux répliques et Sagnac) et regarder l'énergie maximale alors accessible. Avec l'utilisation des techniques de combinaison cohérente, l'énergie accessible en sortie

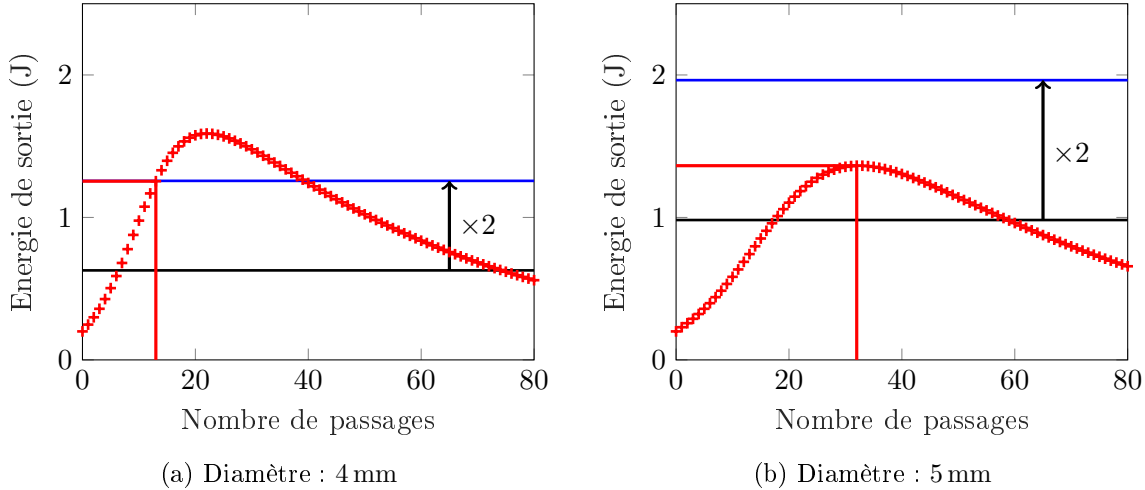


FIGURE I.34 – Extraction d'énergie pour un amplificateur avec 2 J d'énergie stockée, énergie initiale : 100 mJ, pertes par passage : 2 %, pour deux diamètres de faisceaux différents. Ligne noire : seuil de dommage effectif à  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , ligne bleue : amélioration du seuil de dommage effectif, lignes rouges : énergie maximale de sortie.

des deux amplificateurs est augmentée. Le premier pour une taille de faisceaux de 4 mm est toujours limité par le seuil de dommage effectif alors que le second avec un diamètre de 5 mm travaille sans risque de dommages et l'énergie maximale est atteinte au nombre de passage optimal. Cependant on peut noter que, dans les deux cas, les énergies maximales accessibles sont sensiblement les mêmes (1,25 J et 1,36 J). L'utilisation d'une taille de faisceaux réduite permet d'atteindre l'énergie de sortie en moins de passages (gain petit signal plus élevé) rendant le système moins complexe mais avec un risque d'endommagement plus grand.

## 5 Conclusion

Depuis la démonstration des premiers systèmes petawatt dans les années 90, le développement des sources laser a permis d'atteindre des puissances crêtes jusqu'à plus de 5 PW et des intensités sur cible jusqu'à  $10^{22} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . L'utilisation combinée de l'OPCPA et des cristaux Ti:Sa semble aujourd'hui la voie privilégiée pour la conception de systèmes multi-petawatts crête avec des bons contrastes temporels, typiquement de  $10^{12}$ .

Le projet laser Apollon souhaite exploiter ce type d'architecture hybride pour atteindre l'objectif de 10 PW. Dans le cadre de ce projet, une amélioration du pilote nécessite le développement d'une source de classe joule autour de 1  $\mu\text{m}$  à la cadence de 100 Hz pour le pompage d'un étage d'OPCPA en régime nanoseconde. Pour développer cette source, le choix du milieu amplificateur s'est porté sur le cristal Yb:CaF<sub>2</sub>, au vu de ses bonnes propriétés thermiques (notamment sa conductivité thermique) et de sa capacité à stocker l'énergie grâce à un long temps de vie de fluorescence.

Le principal défaut de ce cristal réside dans le faible gain accessible dû à une forte fluence de saturation. Cette fluence de saturation se trouvant bien au-dessus des seuils de dommage effectifs des cristaux, l'utilisation de techniques de combinaison cohérente comme le DPA ou la configu-

ration Sagnac semble être la solution pour augmenter l'énergie accessible dans un amplificateur tout en maintenant une taille de faisceau réduite sur le milieu amplificateur afin de préserver le gain. Concernant la cadence, la forte puissance moyenne associée et délivrée par l'amplificateur nécessite la prise en compte des effets thermiques. La dépolarisation induite thermiquement peut en effet introduire des pertes rédhibitoires en comparaison avec le gain faible de l'Yb:CaF<sub>2</sub>. La lentille thermique quant à elle peut déstabiliser les amplificateurs. Enfin, l'utilisation des techniques de combinaison cohérente nécessite l'emploi de plusieurs polarisations qui doivent idéalement avoir les mêmes comportements vis à vis de la thermique pour permettre une recombinaison efficace. L'étude de la dépendance de ces phénomènes avec la polarisation est par conséquent intéressante pour assurer une bonne recombinaison des impulsions.



# Chapitre II

## Dépolarisation et lentille thermique dans l'Yb:CaF<sub>2</sub>

### Objectifs

---

Le but de ce chapitre est l'étude des effets thermiques impactant un amplificateur forte puissance moyenne, à savoir la lentille thermique et la dépolarisation. Après un rappel sur la notion d'orientation cristalline, un exposé théorique sur ces deux phénomènes sera fait. L'intérêt du refroidissement cryogénique sera ensuite justifié dans le but de contrer le faible gain intrinsèque de l'Yb:CaF<sub>2</sub>. Les résultats obtenus pour la lentille thermique et la dépolarisation seront enfin exposés. De plus une comparaison avec des outils théoriques sera faite. Pour finir nous nous attarderons sur l'Yb:CaF<sub>2</sub> céramique, produit par voie humide, dont les avantages seront détaillés. Un fort effet non radiatif dans ce matériau inédit sera démontré ainsi que ces causes possibles.

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Contexte</b>	<b>65</b>
<b>2</b>	<b>Approche théorique de la lentille thermique et de la dépolarisation</b>	<b>65</b>
2.1	Notion d'orientation cristalline	65
2.2	Sources de chaleur dans les matériaux dopés à l'ytterbium	66
2.3	Lentille thermique	67
2.3.1	Description générale	67
2.3.2	Aberrations de la lentille thermique	70
2.4	Dépolarisation induite thermiquement	72
2.4.1	Cas isotrope	72
2.4.2	Cas des cristaux cubiques - impact de l'orientation	72
<b>3</b>	<b>Le refroidissement cryogénique pour contrer le faible gain</b>	<b>76</b>
3.1	Impact sur les propriétés spectroscopiques	76
3.2	Impact sur les propriétés mécaniques	77
<b>4</b>	<b>Mesures de lentilles thermiques et dépolarisation à 77 K</b>	<b>79</b>
4.1	Techniques de mesure de la lentille thermique et de la dépolarisation	79
4.2	Dispositif expérimental	80
4.3	Résultats et interprétations	81
4.3.1	Dépolarisation induite thermiquement	82
4.3.2	Lentilles thermiques	85
4.4	Simulation de lentilles thermiques astigmatiques et anisotropes	86
4.4.1	Sources de chaleur	88
4.4.2	Calcul thermo-mécanique	88

---

4.4.3	Calcul de la différence de marche optique . . . . .	89
4.4.4	Résultats de la simulation . . . . .	92
<b>5</b>	<b>Un milieu isotrope, la céramique Yb:CaF<sub>2</sub></b> . . . . .	<b>94</b>
5.1	Qu'est-ce qu'une céramique ? . . . . .	94
5.2	Intérêt des céramiques . . . . .	94
5.3	Fabrication des céramiques Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	95
5.3.1	Procédés classiques par voie sèche . . . . .	95
5.3.2	Procédé par voie humide . . . . .	96
5.4	Qualité et performances des céramiques obtenues par voie humide . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Échauffement des céramiques</b> . . . . .	<b>99</b>
6.1	Mesure de lentilles thermiques . . . . .	100
6.2	Mise en évidence de l'effet non radiatif . . . . .	101
6.2.1	Sources théoriques de l'échauffement . . . . .	101
6.2.2	Cavité laser et suivi de la température par thermographie infra- rouge . . . . .	103
6.2.3	Détermination du rendement quantique de fluorescence . . . . .	106
6.3	Causes possibles de l'échauffement des céramiques . . . . .	107
6.3.1	La présence d'impuretés dans le milieu comme sites non radiatifs . . . . .	107
6.3.2	Porosité : diffusion et pertes optiques ? . . . . .	108
6.3.3	Le piégeage radiatif . . . . .	108
6.3.4	Différence structurelle entre les monocristaux et les céramiques . . . . .	109
<b>7</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>111</b>

---

## 1 Contexte

Au vu des fortes puissances moyennes envisagées dans nos amplificateurs (cf premier chapitre), un fort dépôt de chaleur dans les cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$  est à prévoir. Même si l'utilisation d'une architecture de refroidissement adaptée sera mise en place (cf chapitre 3) afin de limiter la charge thermique, il est important de s'attarder sur les effets thermiques en eux-mêmes. Nous allons particulièrement nous intéresser au phénomène de lentille thermique et de dépolarisation. Ce sont deux effets plutôt bien connus de la communauté, le premier pour sa capacité à déstabiliser les amplificateurs et notamment les cavités, et le second pour sa faculté à faire varier localement la polarisation du faisceau. La dépolarisation est d'autant plus critique dans notre cas que les faisceaux amplifiés sont voués au pompage d'OPCPA qui est un phénomène dépendant de la polarisation. D'autre part, la dépolarisation du faisceau aboutit à des pertes supplémentaires au cours de l'amplification qu'il faut en conséquence prendre en compte.

Il a déjà été vu dans le premier chapitre que le gain petit signal atteignable avec le cristal d' $\text{Yb:CaF}_2$  est relativement faible, car limité par la fluence de saturation qui est bien au-delà des seuils de dommages des optiques classiquement utilisées. Pour contrer ce problème l'utilisation des techniques de combinaisons cohérentes -comme les architectures de type Sagnac ou DPA- a été mentionnée. Ces techniques basées sur une division et une recombinaison des faisceaux par polarisation nécessitent l'emploi de deux polarisations linéaires orthogonales. Il est par conséquent nécessaire que le comportement des phénomènes thermiques soit le même pour les différentes directions de polarisations linéaires utilisées afin de maximiser la recombinaison en sortie d'amplificateur. Enfin, pour contrer le faible gain intrinsèque de l' $\text{Yb:CaF}_2$ , un refroidissement cryogénique peut aussi être appliqué (cf partie 3). Dans une première partie, nous allons donc étudier la lentille thermique et la dépolarisation dans le cas du cristal  $\text{Yb:CaF}_2$  en régime cryogénique.

## 2 Approche théorique de la lentille thermique et de la dépolarisation

### 2.1 Notion d'orientation cristalline

De manière générale la façon dont la lumière se propage dans un milieu a une importance particulière. C'est notamment le cas des cristaux biréfringents dont l'orientation a un impact significatif sur les propriétés de la lumière les traversant et permet de nombreux phénomènes utiles (accord de phase dans les cristaux OPA, lames d'onde...). Comme déjà évoqués dans le chapitre précédent pour le cas de la lentille thermique, les contraintes mécaniques jouent un rôle prépondérant dans les deux phénomènes thermiques que nous souhaitons étudier. Or, bien que la matrice de  $\text{CaF}_2$  soit isotrope du point de vue optique, ce n'est pas le cas de ces propriétés mécaniques<sup>1</sup>. Ceci impose donc de travailler avec des orientations particulières et peut induire des phénomènes de dépolarisation et d'anisotropie de la lentille thermique. Un moyen de caractériser l'orientation d'un cristal est de définir les rotations à effectuer pour obtenir celle voulue en partant d'une orientation de référence. Pour cela, on peut définir le repère  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  attaché aux axes cristallographiques du cristal (dans l'orientation initiale) et  $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  attaché à l'orientation finale. Trois angles  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  (les angles d'Euler) permettent alors de caractériser la rotation à réaliser pour passer de la première orientation à la seconde, comme décrit en figure II.1. Cette rotation se décompose en trois rotations élémentaires, chacune associée à un angle, appliquées comme suit :

1. La rotation par rapport à l'axe  $\vec{z}$  d'angle  $\alpha$ .
2. La rotation par rapport à l'axe  $\vec{X}$  d'un angle  $\beta$ .
3. La rotation par rapport à l'axe  $\vec{Z}$  d'un angle  $\gamma$ .

---

1. Ce qui se traduit directement sur les tenseurs du cristal comme on le verra par la suite.

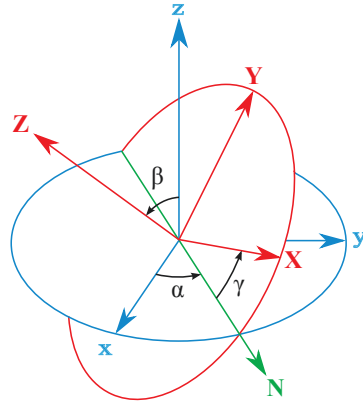


FIGURE II.1 – Notation des angles d'Euler  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  permettant de définir le repère rouge  $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  par rapport au repère fixe bleu  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  [Wikipédia 18a]. L'axe N est appelé « ligne des nœuds » et correspond à l'axe de rotation associé à l'angle  $\beta$ .

Dans le cas des cristaux cubiques, comme le CaF<sub>2</sub> possédant de nombreuses symétries, le nombre d'orientations différentes particulières est fortement réduite. Parmi celles possibles, trois sont couramment utilisées :

- L'orientation [100]. Le faisceau traverse la maille cristalline perpendiculairement à une face du cube.
- L'orientation [110]. Le faisceau traverse la maille cristalline perpendiculairement à un plan diagonal passant par deux arêtes opposées.
- L'orientation [111]. Le faisceau se propage le long de la grande diagonale de la maille cubique.

L'orientation de référence utilisée est [100]. Ceci permet de définir les autres en termes d'angles d'Euler comme indiqué en figure II.2, illustrant les trois orientations précédentes et les angles d'Euler associés. Dans cette notation la lumière se propage selon l'axe  $\vec{Z}$ . L'angle  $\gamma$  n'intervient donc pas dans la définition des orientations ; une variation de celui-ci n'entraîne qu'une rotation de la maille par rapport à la direction de propagation de la lumière.

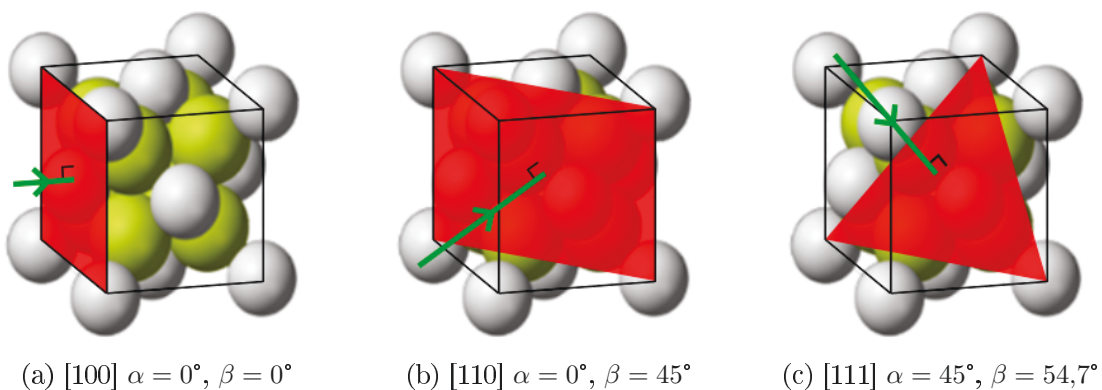


FIGURE II.2 – Orientations [100], [110] et [111] du CaF<sub>2</sub> et angles d'Euler associés.

Après avoir vu la notion d'orientation cristalline, nous allons maintenant nous intéresser aux phénomènes de lentille thermique et de dépolarisation induite par la thermique.

## 2.2 Sources de chaleur dans les matériaux dopés à l'ytterbium

La source de chaleur provient de l'absorption de la pompe. La proportion de la puissance de pompe absorbée effectivement convertie en chaleur est donnée par la fraction thermique

$\eta_h$  [Chénaïs 06] regroupant les différentes sources de chaleur. La relation entre la puissance de pompe absorbée  $P_{\text{abs}}$  et la puissance thermique  $P_{\text{th}}$  est ainsi :

$$P_{\text{th}} = \eta_h P_{\text{abs}} \quad (\text{II.1})$$

Pour nous rendre compte de ces différentes sources de chaleur, regardons les différentes voies que peut suivre un photon absorbé. Après son absorption, un photon peut, soit permettre de faire passer un ion ytterbium dans le niveau excité (niveau haut de la transition laser), soit être « perdu », piégé dans un « site non radiatif » (« dead sites »). Son énergie  $h\nu_p$  est alors entièrement transformée en chaleur en constituant une première source. Le coefficient permettant de rendre compte de cet effet est appelé le rendement quantique d'absorption et est noté  $\eta_p$ . Il représente la proportion des photons de pompe absorbés excitant effectivement un ion ytterbium.

Une fois dans le niveau excité, un ion ytterbium peut ensuite se désexciter de deux manières pour redescendre dans son niveau fondamental. Tout d'abord par voie radiative. Ceci peut se faire sous forme d'émission spontanée, libérant donc un photon à la longueur d'onde moyenne de fluorescence  $\lambda_f$  ou par émission stimulée à la longueur d'onde laser  $\lambda_l$ . Dans ces deux cas, le dépôt de chaleur correspond à la différence d'énergie entre le photon de pompe et le photon émis par voie radiative. L'écart relatif en énergie est le défaut quantique calculé à la longueur d'onde d'intérêt ( $\lambda_l$  ou  $\lambda_f$ ). La fraction des ions excités se désexcitant effectivement par émission stimulée est appelée rendement d'extraction laser et est notée  $\eta_l$ . De la population des ions excités restants, on définit le rendement quantique de fluorescence  $\eta_r$  donnant la fraction d'ions se désexcitant sous forme d'émission spontanée.

Enfin un ion  $\text{Yb}^{3+}$  peut aussi se désexciter de manière non radiative. Leur proportion est donc donnée par  $(1 - \eta_l)(1 - \eta_r)$ . Dans ce dernier cas, c'est la totalité de l'énergie du photon de pompe  $h\nu_p$  qui est convertie en chaleur, expliquant la nécessité de réduire les phénomènes non radiatifs qui sont beaucoup plus impactant en terme d'énergie par ion (15 à 20 fois) que le simple défaut quantique<sup>1</sup>.

Le coefficient  $\eta_h$  s'exprime donc ainsi :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[ (1 - \eta_l)\eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (\text{II.2})$$

Les schémas des figures II.3 et II.4 résument et illustrent les différentes sources de chaleur exposées ci-dessus.

## 2.3 Lentille thermique

### 2.3.1 Description générale

Dans le cadre d'un pompage longitudinal (cas du pompage par diode laser), la charge thermique dans le matériau est à l'origine d'un gradient thermique qui va s'installer dans le volume pompé. Cette inhomogénéité de la distribution de température a pour principal impact le phénomène de lentille thermique, ceci à travers trois effets : la variation d'indice en fonction de la température, le bombement des faces et la contribution des contraintes thermiques.

#### La variation de l'indice avec la température

La variation de l'indice optique avec la température via le coefficient  $dn/dT$  induit un profil d'indice qui suit le profil de température. La théorie, notamment développé par CHÉNAÏS [Chénaïs 02], montre que ce profil est quadratique sur la zone pompée. Le profil de phase en découlant devient par conséquent équivalent à une lentille. Dans le cas particulier des fluo- rures comme l' $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ , le coefficient  $dn/dT$  est négatif induisant donc une lentille thermique divergente (cf figure II.5).

1. De par la structure simple de l'ion ytterbium déjà évoquée au chapitre 1, il n'y a pas d'autres voies non radiatives possibles.



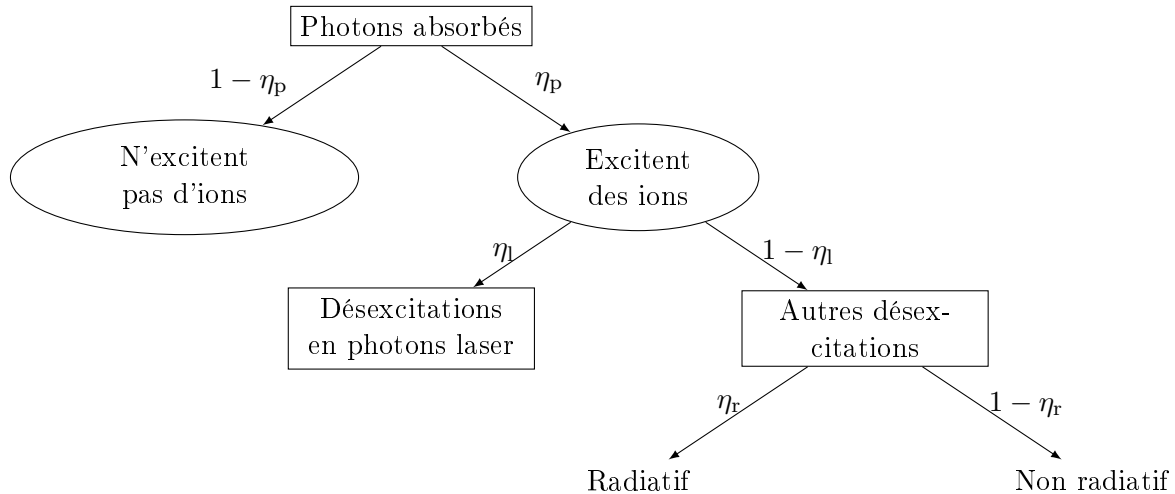


FIGURE II.3 – Définition des rendements intervenant dans la fraction thermique  $\eta_h$  (adapté de [Chénaïs 02]).

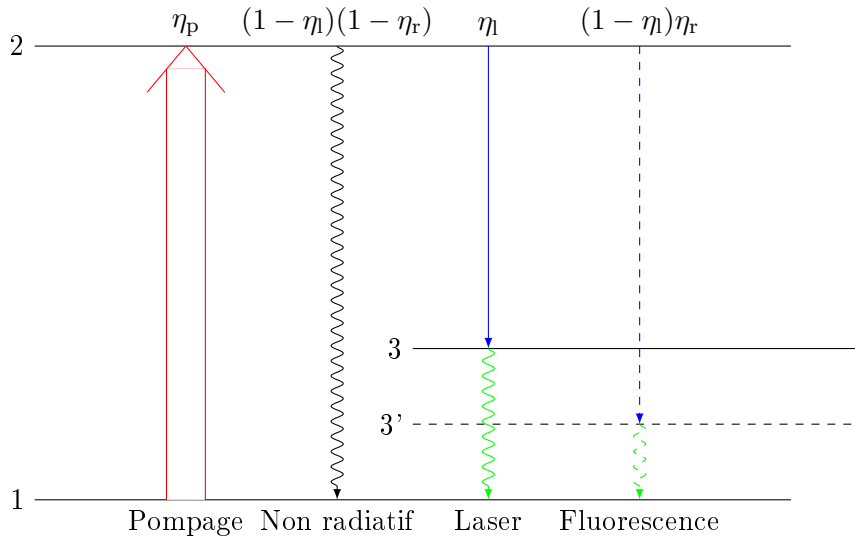


FIGURE II.4 – Voies de désexcitation dans l'Yb<sup>3+</sup> (adapté de [Chénaïs 02]).

### Le bombement des faces du matériau

L'élévation de température dans le matériau induit une dilatation de celui-ci. Les faces du matériau amplificateur vont donc se courber, lui donnant la forme d'une lentille épaisse convergente ou divergente. Dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub> la dilatation est isotrope (un seul coefficient de dilatation thermique  $\alpha_T$ ) et le bombement des faces forme une lentille convergente<sup>1</sup> (cf figure II.6).

### La contribution des contraintes thermiques

Les contraintes et déformations induites par le pompage ainsi que la dilatation du matériau ont également un impact sur les indices optiques via l'effet photo-élastique. Elles dépendent de la charge thermique bien sûr (donc de la puissance et de la géométrie du pompage et du refroidissement) mais aussi de la symétrie du matériau et de l'orientation des axes cristallins.

1. Il existe bien des matériaux qui ont un coefficient de dilatation thermique négatif mais cela reste extrêmement marginal. D'ailleurs tous les cristaux couramment utilisés comme matrice hôte ont des coefficients de dilatation thermique positifs.

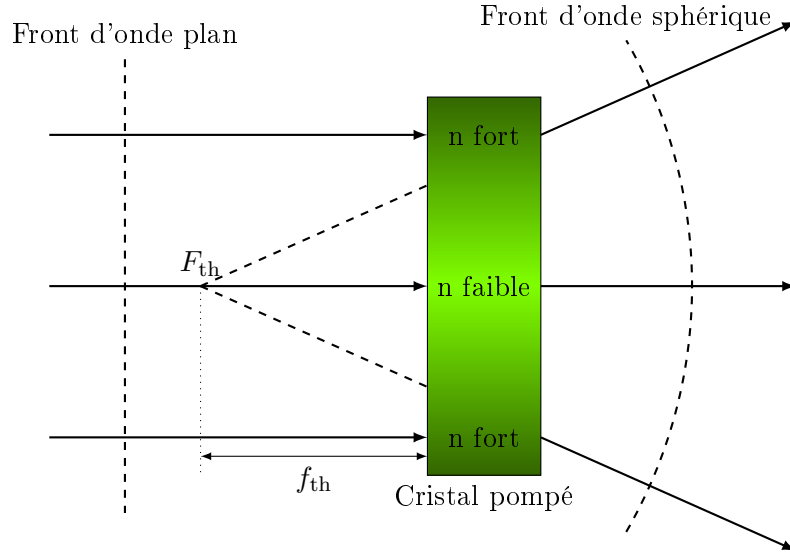
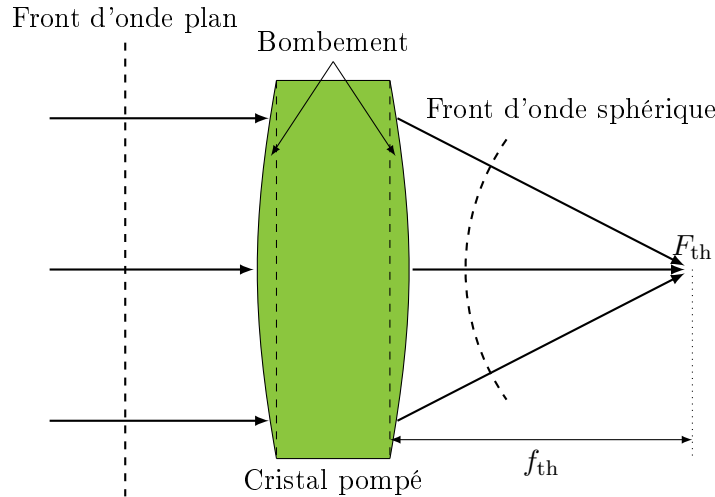
FIGURE II.5 – Contribution de l'indice optique à la lentille thermique pour  $dn/dT$  négatif.

FIGURE II.6 – Contribution du bombement des faces à la lentille thermique pour une dilatation positive.

Le formalisme utilisé pour décrire cet effet est par conséquent un formalisme tensoriel qui sera décrit par la suite. Ces contraintes et déformations ont pour conséquence l'apparition de termes brisant la symétrie de révolution et menant ainsi à des termes aberrants pour la lentille thermique comme on le verra dans la partie 2.3.2.

Dans le cadre de l'approximation paraxiale, pour un faisceau de pompe « top hat » collimaté et considérant que le cristal se comporte comme une lentille mince, on rappelle l'expression de la puissance dioptrique  $D_{th}$  de la lentille thermique dans la zone pompée [Chénaïs 02] :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi w_p^2 \kappa} \quad (\text{II.3})$$

Le coefficient thermo-optique  $\chi$  s'exprime sous les mêmes hypothèses de la façon suivante :

$$\chi = \frac{dn}{dT} + (n-1)(2+\nu)\alpha_T + 2n^3\alpha_T C_{r,\varphi} \quad (\text{II.4})$$

avec  $C_{r,\varphi}$  des constantes selon l'axe radial  $r$  et tangential  $\varphi$  que l'on appelle constantes photoélastiques [Chénais 02].

### 2.3.2 Aberrations de la lentille thermique

Le profil de température dans le matériau laser dépend de la géométrie de refroidissement qui fixe les conditions aux limites et de facto la répartition de température. Bien entendu une rupture dans la symétrie de révolution du profil de température (naturellement imposé par le profil de pompe circulaire) se répercute sur la lentille thermique, se traduisant par l'introduction de termes aberrants, de type astigmatisme essentiellement. Toutefois, dans un premier temps, nous considérons un refroidissement maintenant un profil thermique à symétrie de révolution. Dans ce cas, le type d'aberration de la lentille thermique sera essentiellement de l'aberration sphérique. Cela se manifeste lorsque le profil de phase vu par le faisceau laser s'écarte du profil quadratique. Nous pouvons citer deux causes principales :

- Le profil spatial de la pompe n'est pas « top hat », par exemple lorsque celui-ci est gaussien [Frauchiger 92].
- Le diamètre du faisceau laser est supérieur à celui du faisceau de pompe. Dans ce cas ce sont les rayons marginaux en bord de pupille qui voient une portion du profil non quadratique.

Cependant, même en évitant les deux cas précédents, d'autres termes aberrants peuvent se manifester sur la lentille thermique. Ces termes sont induits par les contraintes mécaniques dans le cristal laser.

#### Cas des matériaux isotropes

Dans le cas d'un cristal parfaitement isotrope il est courant de voir apparaître de l'astigmatisme sur la lentille thermique. En effet les contraintes s'installant dans le matériau vont être à symétrie de révolution et la variation de l'ellipsoïde des indices en découlant suit cette même symétrie dans le cadre de l'approximation des contraintes planes [Chénais 02] et par application du principe de Neumann-Curie<sup>1</sup>. Pour un cristal isotrope il apparaît en conséquence que la déformation de l'ellipsoïde des indices se fait selon les directions radiales et tangentielles (cf figure II.7 (a)). Pour un faisceau polarisé linéairement, le matériau va imposer un astigmatisme dont la direction suit la direction de la polarisation incidente. En effet, comme illustré par la figure II.7 (b), un faisceau polarisé linéairement selon la direction  $\vec{y}$  va voir un indice optique différent selon le point de coordonnées  $(r,\varphi)$  considéré, la différence maximale d'indice se faisant entre les axes orthogonaux  $\vec{y}$  et  $\vec{x}$ . Ce phénomène a notamment été mis en évidence par KOECHNER pour un cristal de Nd:YAG pompé par lampes flash [Koechner 70].

#### Cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub>

Le cristal Yb:CaF<sub>2</sub> est un cristal cubique, de classe Fm3m. Sa conductivité thermique est isotrope, reportant la symétrie du pompage sur celle de la charge thermique et du profil de température. De même sa dilatation thermique, caractérisée par le coefficient de dilatation thermique  $\alpha_T$ , l'est aussi. Cependant ce n'est pas le cas pour l'établissement des contraintes et des déplacements dans le milieu. Ceci a pour conséquence que la variation d'indice due aux contraintes et par extension le terme de lentille thermique associé est anisotrope.

La description théorique passe ainsi par l'utilisation du formalisme tensoriel. Formellement les contraintes induites thermiquement, décrites par le tenseur  $(\sigma_{kl})$ , sont reliées aux déformations, exprimées par le tenseur  $(\epsilon_{ij})$ , et à la température par la loi de Hooke généralisée :

$$\epsilon_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} + \alpha_{Tij} \Delta T \quad (\text{II.5})$$

1. Ce principe a notamment été énoncé comme suit par NYE : « Un cristal soumis à une influence extérieure aura comme seuls éléments de symétrie ceux qui sont communs au cristal sans influence et à l'influence sans le cristal » [Nye 85].

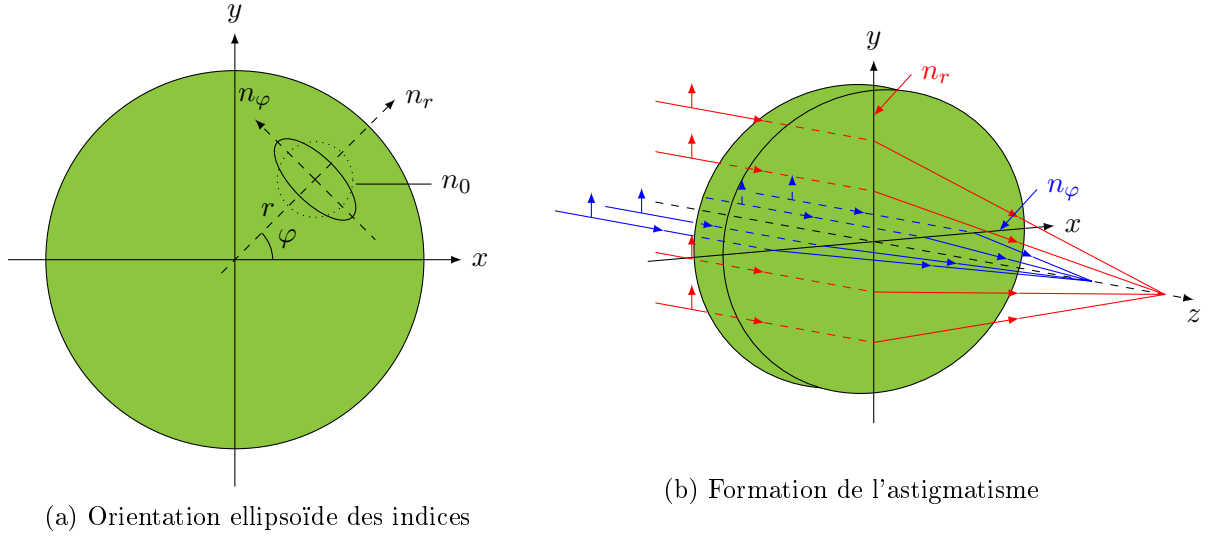


FIGURE II.7 – Astigmatisme imposé par les contraintes pour un matériau isotrope et un pompage longitudinal.

où  $(s_{ijkl})$  est le tenseur des coefficients élastiques. Dans le cas de la matrice de  $\text{CaF}_2$ , la dilatation thermique étant isotrope le tenseur  $(\alpha_{Tij})$  est un scalaire et la loi de Hooke généralisée devient :

$$\epsilon_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} + \alpha_T \Delta T \quad (\text{II.6})$$

Le tenseur  $(s_{ijkl})$  pour le  $\text{CaF}_2$  est, dans les axes cristallographiques (c'est-à-dire l'orientation [100] par exemple), de forme suivante :

$$S = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{II.7})$$

avec les valeurs des coefficients du tenseur  $(s_{ijkl})$  à température ambiante [Druon 11] :

$$\begin{cases} s_{11} = 6,83 \text{ TPa}^{-1} & (\text{II.8a}) \\ s_{12} = -1,46 \text{ TPa}^{-1} & (\text{II.8b}) \\ s_{44} = 29,6 \text{ TPa}^{-1} & (\text{II.8c}) \end{cases}$$

L'ellipsoïde des indices est décrite dans un repère orthonormal  $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$  par le tenseur symétrique  $(B_{ij})$  :

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (\text{II.9})$$

À partir du tenseur des déformations  $(\epsilon_{ij})$ , la variation de l'ellipsoïde des indices, au premier ordre par effet photoélastique et en négligeant l'effet piézoélectrique, est donnée par la relation suivante permettant de calculer les nouveaux indices du matériau sous contraintes [Nye 85] :

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (\text{II.10})$$

où  $(p_{ijkl})$  est le tenseur élasto-optique.

Ce tenseur possède la même forme que le tenseur des coefficients élastiques et s'écrit donc, dans

la base des axes cristallographiques :

$$P = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{II.11})$$

avec la valeur de ses coefficients à température ambiante [Druon 11] :

$$\begin{cases} p_{11} = 0,089 & (\text{II.12a}) \\ p_{12} = 0,223 & (\text{II.12b}) \\ p_{44} = 0,024 & (\text{II.12c}) \end{cases}$$

En conséquence, l'orientation du cristal va avoir un impact non négligeable sur la lentille thermique par le biais du champ des contraintes. Ainsi seule une simulation à partir des tenseurs dans la configuration de pompage et de refroidissement utilisée permet de rendre correctement compte de la lentille thermique et de son éventuel astigmatisme.

## 2.4 Dépolarisation induite thermiquement

Nous allons maintenant nous intéresser au phénomène de dépolarisation induite thermiquement. La biréfringence induite par les contraintes d'origine thermique a aussi un impact sur la polarisation du faisceau incident. Cette biréfringence n'étant pas uniforme spatialement dans le cristal, une variation locale de la polarisation du faisceau va s'opérer, autrement appelée dépolarisation. Elle est directement liée aux contraintes donc aussi à l'orientation du cristal comme on le verra par la suite. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au cas isotrope.

### 2.4.1 Cas isotrope

Dans le cas isotrope la répartition des contraintes est celle déjà exposée précédemment et illustrée en figure II.7. Supposons un faisceau linéairement polarisé selon la direction  $\vec{x}$  comme visible en figure II.8. Les axes neutres des éléments biréfringents étant selon les directions radiales et tangentielles, il n'y a pas de modification de la polarisation incidente sur l'axe  $\vec{x}$  et sur son orthogonal  $\vec{y}$ , car celle-ci se retrouve sur les axes neutres. Cependant pour une position hors de ces deux axes, la polarisation incidente est transformée en polarisation elliptique dont les axes suivent les directions radiales et tangentielles. L'ellipticité est maximale à 45° des axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ . La figure de dépolarisation ainsi obtenue est la célèbre « Croix de Malte » visible en figure II.9. Il est aussi important de noter que la figure de dépolarisation suit la direction de la polarisation incidente.

### 2.4.2 Cas des cristaux cubiques - impact de l'orientation

#### Description théorique

Dans le cas général, le calcul de la dépolarisation (intensité et figure) se fait par calcul de la biréfringence induite par les contraintes, de manière analogue à ce qui est fait pour la lentille thermique (cf partie 2.3.2). Dans le cas des cristaux cubiques et plus particulièrement de l'Yb:CaF<sub>2</sub>, un calcul analytique de la dépolarisation a été effectué en fonction de l'orientation du cristal par KAZANOV et al [Khazanov 02]. Il repose sur les données d'entrée suivantes :

- L'orientation du cristal définie par les angles d'Euler  $\alpha$  et  $\beta$
- La direction de l'angle de la polarisation incidente noté  $\theta$

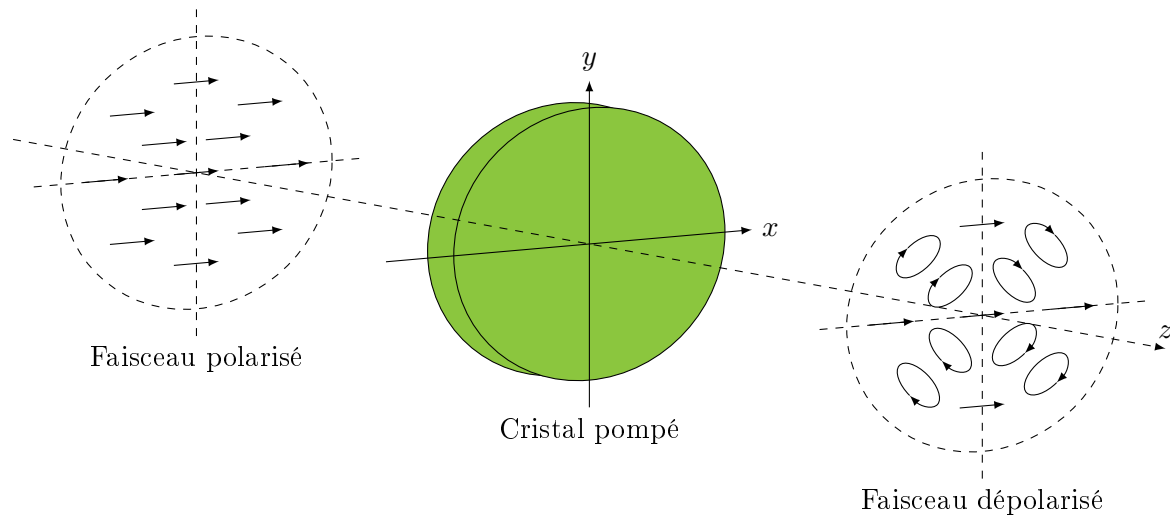


FIGURE II.8 – Principe de la dépolariation induite thermiquement dans le cas d'un matériau isotrope et d'un faisceau polarisé linéairement.

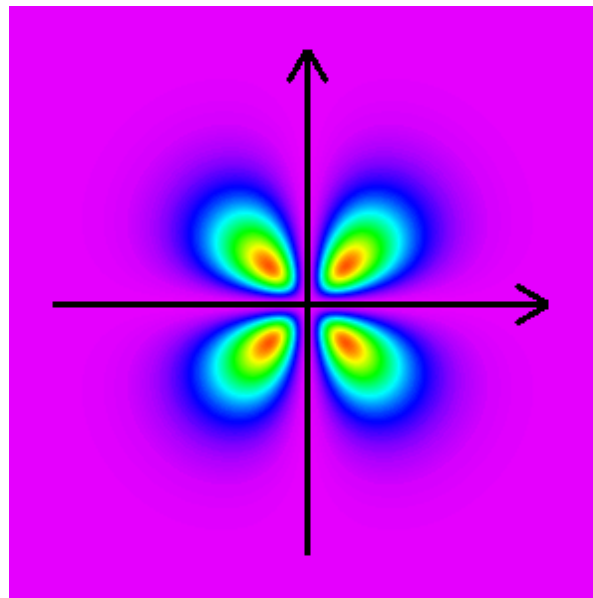


FIGURE II.9 – Dépolariation en Croix de Malte (à partir de l'équation du cas isotrope II.19).

- Les caractéristiques thermo-mécaniques du cristal (tenseur élasto-optique  $P$ , conductivité thermique, coefficient de dilatation thermique, coefficient de Poisson)
- Il permet de déterminer deux données sur la dépolariation :
- Le degré de dépolariation local  $\Gamma$  qui permet l'expression de la figure de dépolariation  $F_{\text{dépol}}^{\text{gaus}}$ .
  - Le degré de dépolariation total  $\gamma$  représentant la fraction de la puissance du faisceau qui se retrouve polarisée orthogonalement à la polarisation incidente.

La description des notations utilisées dans cette partie est donnée dans la figure II.10 représentant la section du cristal d'étude de diamètre  $2R_0$ .

Pour chaque point de coordonnées  $(r, \varphi)$  de la section du milieu amplificateur, l'angle  $\Psi$  donne l'inclinaison des axes propres ( $\vec{e}_1$  et  $\vec{e}_2$ ) de l'élément biréfringent associé en ce point. Cet angle est en effet non nul car les directions de déformations de l'ellipsoïde des indices en chaque point ne sont plus radiales et tangentiels. L'angle  $\theta$ , quant à lui, est défini par rapport à l'axe  $x$ . Le degré de dépolariation locale  $\Gamma(r, \varphi)$  ainsi que le degré de dépolariation totale  $\gamma$  sont

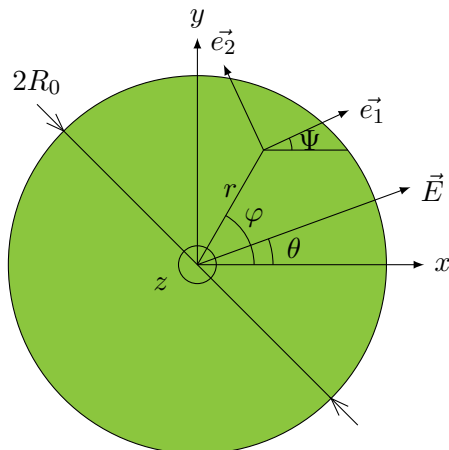


FIGURE II.10 – Description des notations utilisées pour décrire la dépolarisation (adapté de [Mukhin 05]).

donnés par les expressions ci-dessous :

$$\begin{cases} \Gamma(r, \varphi) = \sin^2(\delta/2) \sin^2(2\Psi - 2\theta) & \text{(II.13a)} \\ \gamma = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{R_0} \Gamma(r, \varphi) F_L \left( \frac{r^2}{r_0^2} \right) r dr d\varphi & \text{(II.13b)} \end{cases}$$

où  $F_L$  et  $r_0$  sont respectivement le profil spatial transverse et le rayon caractéristique du faisceau signal.  $\delta$  représente le déphasage entre les deux axes propres locaux  $\vec{e}_1$  et  $\vec{e}_2$ . Les expressions de  $\delta$  et  $\Psi$  en fonction de la variation des coefficients du tenseur ( $B_{ij}$ ) sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \delta = \frac{\pi L n_0^3}{\lambda} \sqrt{(\Delta B_{11} - \Delta B_{22})^2 + 4\Delta B_{12}^2} & \text{(II.14a)} \\ \tan(2\Psi) = \frac{2\Delta B_{12}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}} & \text{(II.14b)} \end{cases}$$

avec  $L$  la longueur du cristal,  $n_0$  l'indice optique initial du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau signal.

L'expression des différents coefficients du tenseur ( $\Delta B_{ij}$ ) ont été calculés pour une orientation quelconque du cristal et pour une longueur  $L$  très grande devant son rayon  $R_0$  [Khazanov 02] :

$$\begin{cases} \Delta B_{11} - \Delta B_{22} = \frac{\lambda}{\pi n_0^3 L} p [g a_1 (1 - \xi) + h \cos(2\varphi) (a_2 (1 - \xi) + \xi) \\ \quad + h \sin(2\varphi) a_3 (1 - \xi)] & \text{(II.15a)} \\ 2\Delta B_{21} = \frac{\lambda}{\pi n_0^3 L} p [g b_1 (1 - \xi) + h \cos(2\varphi) b_2 (1 - \xi) \\ \quad + h \sin(2\varphi) (b_3 (1 - \xi) + \xi)] & \text{(II.15b)} \end{cases}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = -\sin^2(\beta)[\cos^2(\beta) - \cos^2(\alpha)\sin^2(\alpha)[\cos^2(\beta) + 1]] \quad (\text{II.16a}) \\ a_2 = 1 - \sin^2(\beta)\cos^2(\beta) - \sin^2(\alpha)\cos^2(\alpha)[\cos^2(\beta) + 1]^2 \quad (\text{II.16b}) \\ a_3 = -\frac{1}{4}\sin(4\alpha)\cos(\beta)[\cos^2(\beta) + 1] \quad (\text{II.16c}) \\ b_1 = \frac{1}{4}\sin(4\alpha)\cos(\beta)\sin^2(\beta) \quad (\text{II.16d}) \\ b_2 = a_3 \quad (\text{II.16e}) \\ b_3 = \sin^2(2\alpha)\cos^2(\beta) \quad (\text{II.16f}) \\ p = \frac{P_{\text{th}}}{\lambda\kappa}\alpha_T\frac{n_0^3}{4}\frac{1+\nu}{1-\nu}(p_{11} - p_{12}) \quad (\text{II.16g}) \\ \xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \quad (\text{II.16h}) \\ g(u_p, R_p) = \frac{1}{R_p} \int_0^{R_p} \int_0^z F_p(u)du dz - \int_{u_p}^{R_p} \frac{1}{z} \int_0^z F_p(u)du dz \quad (\text{II.16i}) \\ h(u_p) = \frac{1}{u_p} \int_0^{u_p} \int_0^z F_p(u)du dz \quad (\text{II.16j}) \end{array} \right.$$

où  $F_p$  est le profil spatial transverse du faisceau de pompe,  $u_p$  et  $R_p$  sont définies ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_p = \left(\frac{r}{r_p}\right)^2 \quad (\text{II.17a}) \\ R_p = \left(\frac{R_0}{r_p}\right)^2 \quad (\text{II.17b}) \end{array} \right.$$

avec  $r_p$  le rayon caractéristique du profil spatial transverse de la pompe  $F_p$ . Il est à noter que chaque terme des équations II.16 jouent un rôle bien distinct. Les caractéristiques thermo-mécaniques du cristal, notamment les coefficients du tenseur élasto-optique  $P$ , ne se retrouvent que dans la définition des paramètres  $p$  et  $\xi$ . Les termes  $g$  et  $h$  prennent en compte les profils spatiaux alors que les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  tiennent compte de l'orientation du cristal à partir des coefficients d'Euler.

La figure de dépolariation est ainsi obtenue par multiplication du profil transverse du faisceau signal avec le degré de dépolariation local  $\Gamma$ . Ainsi dans le cas d'un faisceau laser gaussien on obtient la figure de dépolariation  $F_{\text{dépol gaus}}$  suivante :

$$F_{\text{dépol gaus}}(r, \theta) = e^{\left(-2\frac{r^2}{r_0^2}\right)} \cdot \sin^2(\delta/2) \sin^2(2\Psi - 2\theta) \quad (\text{II.18})$$

### Coefficient d'anisotropie contrainte-optique $\xi$

Le coefficient  $\xi$ , visible dans les équations II.16, joue un rôle particulier. En effet c'est ce coefficient qui impose le comportement de la figure de dépolariation avec l'orientation et la polarisation. Ceci est notamment visible sur les équations II.15 où le signe de  $\xi$  joue un rôle important. Le cas particulier  $\xi = 1$  (pas d'anisotropie du tenseur élasto-optique) appliqué dans les équations II.15 permet de retrouver le cas isotrope où la figure de dépolariation ne dépend plus de l'orientation du cristal et  $\Psi \equiv \varphi[\frac{\pi}{2}]$ . Dans le cas isotrope, la figure de dépolariation devient :

$$F_{\text{dépol gaus iso}}(r, \theta) = e^{\left(-2\frac{r^2}{r_0^2}\right)} \cdot \sin^2(ph/2) \sin^2(2\varphi - 2\theta) \quad (\text{II.19})$$

Pour ce qui est du  $\text{CaF}_2$ , le coefficient d'anisotropie stress-optique a été mesuré récemment par SNETKOV et al à la valeur de  $-0,47$  [Snetkov 12].



### Orientation limitant la dépolarisation

La biréfringence locale en un point de coordonnées  $(r, \varphi)$  est modélisée par un élément biréfringent caractérisé par des axes propres ayant un déphasage donné. Les travaux précédents sur la dépolarisation ont montré que pour une valeur de  $\xi$  négative, il existe une orientation du cristal noté  $[[C]]$  pour laquelle les axes propres de ces éléments biréfringents locaux ne dépendent pas des coordonnées spatiales  $(r, \varphi)$  : ils ont ainsi une orientation fixe sur la totalité de la section du matériau [Joiner 77] [Vyatkin 11]. Il en résulte que pour un matériau avec un coefficient  $\xi$  négatif l'utilisation de cette orientation particulière  $[[C]]$  et d'une polarisation du faisceau incident parallèle à l'un des axes propres permet d'annuler la dépolarisation.

Comme expliqué par SNETKOV et al [Snetkov 12], il existe une unique valeur de  $\xi = -0,5$  pour laquelle l'orientation  $[[C]]$  correspond à  $[111]$ . De plus pour  $\xi = -0,5$  la différence de phase  $\delta$  s'annule pour toutes polarisations et il n'y a plus de dépolarisation. Or pour le CaF<sub>2</sub> l'orientation  $[[C]]$  ( $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 55,6^\circ$ ) est très proche de l'orientation  $[111]$  ( $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 54,7^\circ$ ) limitant de manière drastique la dépolarisation induite thermiquement [Snetkov 12]. C'est un phénomène que nous allons essayer d'observer expérimentalement.

Les phénomènes de lentille thermique et de dépolarisation ont beaucoup été étudiés pour des cristaux isotropes (e.g. YAG) ou biréfringents à température ambiante (e.g. CALGO). D'autre part, RICAUD a observé [Ricaud 12] que les effets de pertes par dépolarisation avec le CaF<sub>2</sub> semblaient assez importants à température cryogénique. Il semble donc particulièrement intéressant d'aller étudier ces phénomènes de dépolarisation et d'astigmatisme thermique à ces températures. De plus, il y a aussi un enjeu laser important car l'utilisation de températures cryogéniques est un moyen d'obtenir des gains plus importants avec l'Yb:CaF<sub>2</sub> et de compenser ce défaut inhérent à ce matériau.

## 3 Le refroidissement cryogénique pour contrer le faible gain

Comme on l'a déjà vu dans le premier chapitre, le faible gain dû à la forte saturation de l'Yb:CaF<sub>2</sub> est la principale contrainte en terme de conception d'amplificateurs. Outre l'utilisation de techniques amplificatrices à très grand nombre de passages, une autre solution consiste à améliorer le gain du matériau par utilisation du refroidissement cryogénique. En effet, comme nous allons le voir dans cette partie, la faible température a un impact sur les propriétés spectroscopiques et notamment les sections efficaces, mais aussi sur les propriétés mécaniques qui s'en trouvent améliorées. Il ne sera considéré que le refroidissement à température de 77 K car cela correspond à une utilisation de l'azote liquide couramment utilisée et facilement disponible au laboratoire.

### 3.1 Impact sur les propriétés spectroscopiques

Le refroidissement cryogénique diminue l'influence des effets phononiques de la matrice sur les ions ytterbium, ce qui limite l'élargissement spectral et aboutit à des sections efficaces plus piquées et plus élevées. Ceci a plusieurs impacts sur les propriétés spectroscopiques et laser du cristal de Yb:CaF<sub>2</sub>. Tout d'abord une augmentation significative des valeurs pics des sections efficaces d'absorption et d'émission (cf figure II.11) permettant d'améliorer respectivement l'absorption de la pompe et l'émission à la longueur d'onde signal. À cause de la chute de température, le peuplement thermique sur les sous-niveaux Stark de l'Yb:CaF<sub>2</sub> diminue aboutissant à une diminution de la réabsorption aux longueurs d'onde laser et un seuil de transparence plus bas. Le laser avec une longueur d'onde de pompe à 980 nm et une émission laser à 1030 nm se rapproche d'un comportement laser à 3 niveaux. Tout ceci a une triple conséquence pour les amplificateurs multipassage à base d'Yb:CaF<sub>2</sub> :

- Une inversion de population facilitée se traduisant par une augmentation du paramètre

$n_{2\text{trp}}$  se rapprochant de la densité totale de dopants  $n_{2\text{tot}}$ . L'inversion de population maximale atteignable est donc augmentée.

- Une amélioration du stockage d'énergie à inversion de population donnée. En effet le paramètre  $n_{2\text{trl}}$  diminue, limitant par la même occasion l'énergie résiduelle dans le milieu à la fin de l'amplification.
- Une amélioration de l'extraction d'énergie par une diminution de la fluence de saturation  $J_{\text{lsat}}$ . La complexité de l'amplificateur est ainsi diminuée (diminution du nombre de passages nécessaire pour extraire l'énergie notamment).

Le tableau II.1 donne les valeurs des paramètres précédemment cités à température ambiante et cryogénique.

Ensuite le deuxième impact du refroidissement cryogénique est un léger rétrécissement des plages spectrales. Cela se traduit au niveau du gain effectif par un léger rétrécissement de la bande de gain accessible à inversion de population donnée (cf figure II.12) limitant la génération d'impulsions très courtes<sup>1 2</sup>.

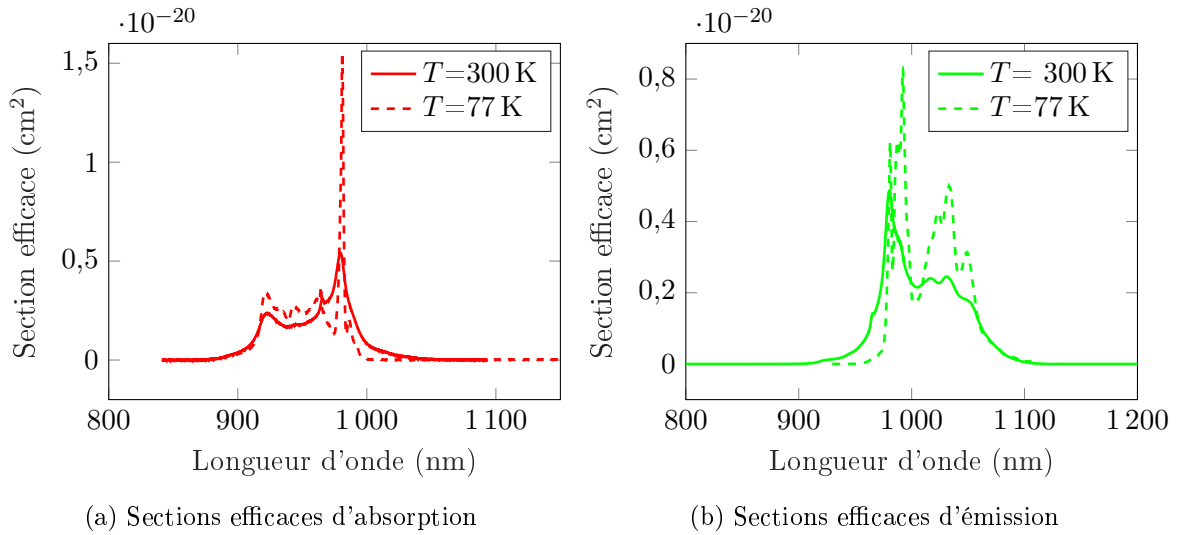


FIGURE II.11 – Sections efficaces de l'Yb:CaF<sub>2</sub> à 300 K et à 77 K (données du CIMAP).

Paramètres	$T = 273 \text{ K}$	$T = 77 \text{ K}$
$n_{2\text{trp}}$ @ 980 nm ( $\text{m}^{-3}$ )	$2,52 \times 10^{26}$	$3,23 \times 10^{26}$
$n_{2\text{trl}}$ @ 1030 nm ( $\text{m}^{-3}$ )	$3,33 \times 10^{25}$	$2,06 \times 10^{24}$
$J_{\text{lsat}}$ @ 1030 nm ( $\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	73,4	42,5

Tableau II.1 – Comparaison des paramètres impactant le gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé à 2% pour la température ambiante 300 K et cryogénique 77 K.

### 3.2 Impact sur les propriétés mécaniques

Au niveau propriétés mécaniques elles sont globalement améliorées par la diminution de température. Tout d'abord la conductivité thermique, principal paramètre utilisé pour discriminer les matériaux dédiés aux lasers de forte puissance moyenne, est en général augmentée de manière non négligeable (e.g. YAG). Cette tendance, qui reste vraie pour le CaF<sub>2</sub> non-dopé,

1. Ce qui dans notre cas n'a pas d'importances car nous ne cherchons pas à générer d'impulsions courtes.

2. L'apparition d'un pic de gain autour de 995 nm permet la génération d'un effet laser avec un défaut quantique très faible. RICAUD et al. ont d'ailleurs obtenus un défaut quantique de 0,7% (pompage à 986 nm et effet laser à 993 nm) [Ricaud 11].

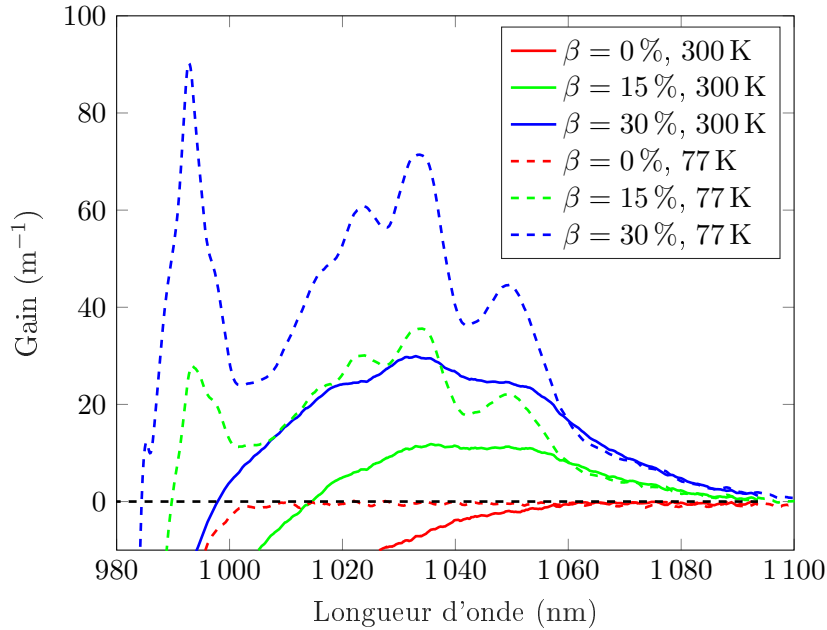


FIGURE II.12 – Comparaison du gain linéique de l'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2% à 300 K et à 77 K pour différents paramètres d'inversion de population  $\beta$  (à partir des données du CIMAP).

devient cependant nettement moins évidente pour des dopages supérieurs à 0,5 %, comme c'est le cas pour les cristaux laser. La figure II.13 donne la variation de la conductivité thermique de l'Yb:CaF<sub>2</sub> en fonction de la température pour différents dopages. Bien que les milieux très peu dopés ont une conductivité thermique qui ne fait qu'augmenter avec la baisse de température, au-delà de 0,5 % de dopage le régime change et la conductivité thermique possède un maximum autour de 100 K. En augmentant encore le dopage (au-dessus de 5 %) on observe même une diminution de ce paramètre avec la baisse de température. On retrouve ici la nécessité de travailler à des dopages de quelques pourcents atomiques maximum.

Ensuite le refroidissement à 77 K induit une diminution du coefficient de dilatation thermique  $\alpha_T$  d'un facteur 4 par rapport à la température ambiante, le matériau se dilatant donc moins pour une charge thermique donnée. De plus la variation de l'indice optique avec la température chute de manière drastique d'un facteur 37, permettant de limiter l'effet de lentille thermique, en témoigne le coefficient thermo-optique  $\chi$  qui voit sa valeur chuter de plus d'un facteur 3. Enfin le paramètre de choc thermique  $R_T$  augmente significativement d'un facteur 30 pour le milieu non dopé, améliorant la résistance du matériau aux chocs thermiques. Le tableau II.2 rappelle la variation de ces principaux paramètres thermiques.

Paramètres CaF <sub>2</sub>	Température	
	273 K	77 K
Variation de l'indice avec la température $dn/dT$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-11,3	-0,3
Conductivité thermique sans dopage $\kappa_0$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	9,7	68
Coefficient d'expansion thermique $\alpha_T$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	18,9	4,5
Paramètre de choc thermique $R_T$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$ )	[1 11] 705	[111] 20 500
Coefficient thermo-optique $\chi$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )	-11,3	-3,16

Tableau II.2 – Comparaison des caractéristiques mécaniques et thermo-mécaniques du CaF<sub>2</sub> à température ambiante 273 K et cryogénique 77 K (à partir de [Druon 11]).

L'amélioration des propriétés du matériau à température cryogénique a permis le développe-

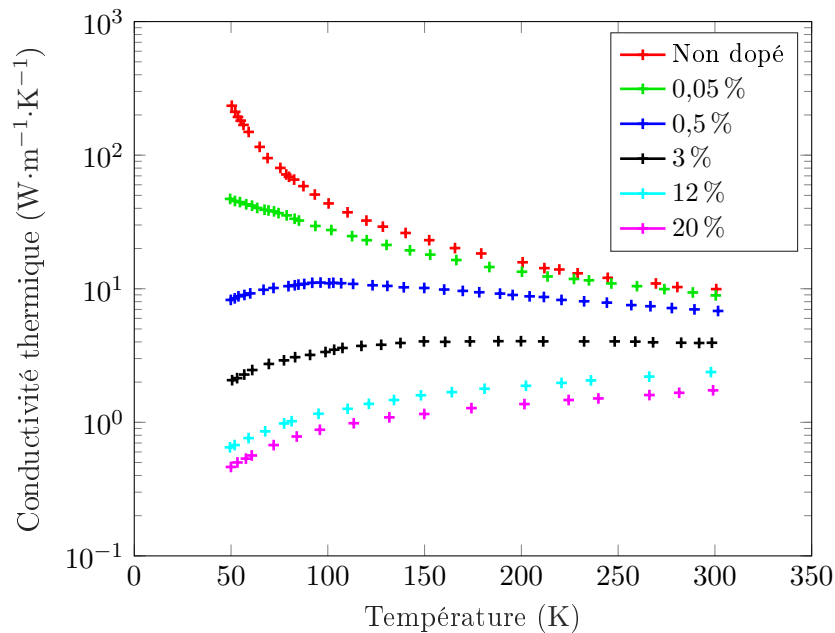


FIGURE II.13 – Variation de la conductivité thermique en fonction de la température pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de différents dopages (extrait de [Popov 08]).

ment de systèmes laser performants en haute puissance moyenne. En régime continu une puissance de 97 W à la longueur d'onde de 1053 nm a notamment pu être démontrée [Ricaud 10]. En configuration multipassage, des impulsions de 220 fs avec une énergie de 110 mJ à la cadence de 50 Hz ont pu être générées [Kaksis 16].

## 4 Mesures de lentilles thermiques et dépolarisation à 77 K

### 4.1 Techniques de mesure de la lentille thermique et de la dépolarisation

Dans le cas de la dépolarisation, le dispositif de mesure est assez simple. En effet la variation locale de la polarisation sur l'ensemble de la surface du faisceau se discrétise simplement dans le cas d'une polarisation initiale linéaire par l'utilisation de polariseurs (cubes séparateurs de polarisation dans notre cas). Le cristal pompé, dont on veut étudier la dépolarisation, est alors sondé par un faisceau et simplement placé entre polariseur et analyseur croisés. Toute variation de la polarisation va alors « fuiter » sur la voie éteinte et pouvoir être détectée (mesure de puissance ou répartition spatiale par utilisation d'une caméra). Ce type de dispositif a beaucoup été utilisé pour la caractérisation de la dépolarisation, notamment dans les milieux amplificateurs dopés à l'ytterbium (monocristaux et céramiques YAG:YAG [Albach 15], Yb:CaF<sub>2</sub> [Snetkov 12]).

Pour ce qui est de la lentille thermique, plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Historiquement on retrouve des méthodes géométriques basées sur les lois de l'optique géométrique ou de l'optique gaussienne, notamment les méthodes de déplacement de point focal [Burnham 70], mesure par déflexion d'un faisceau [Paugstadt 94] ou mesure de la modification de divergence [Hu 73]. Une autre approche, beaucoup étudiée dans les années 90, consiste à déduire la valeur de la lentille thermique par l'impact de celle-ci sur les modes d'une cavité laser [Frauchiger 92] [Ozygus 95]. Ces méthodes donnent la valeur de la focale de la lentille mais permettent difficilement d'avoir accès aux aberrations de celle-ci.

Il faut pour cela plutôt se tourner vers les méthodes interférométriques donnant accès au front d'onde du faisceau impacté par une lentille thermique. On distingue alors les méthodes d'interférométries dites « classiques » (utilisant des architectures type Fizeau [Pfistner 94], Michelson

[Cabezas 66] ou Mach-Zehnder [Welling 66]) des méthodes interférométriques à décalage de phase latéral [Blows 98]. Il est aussi possible de reconstruire la phase spatiale à partir du profil d'éclairement du faisceau dans plusieurs plans par utilisation d'algorithme de reconstruction de la phase de type Gerchberg et Saxton [Grossard 02].

Enfin certainement la méthode la plus utilisée pour mesurer les fronts d'onde reste l'utilisation de la technique Shack-Hartmann largement utilisée dans l'astronomie pour l'optique adaptative et, pour ce qui nous intéresse, pour les mesures de lentilles thermiques (sur des barreaux Nd:YAG et Nd:YAP [Armstrong 98], Ti:Sa [Ito 02] [Pittman 02]). Le principe de cette méthode repose sur la mesure de la pente locale du front d'onde par utilisation d'une matrice de micro-lentilles focalisant sur un capteur CCD. La pente locale est déterminée par le décalage spatial sur le capteur CCD des points focaux par rapport à leur position pour un front d'onde plan. Le front d'onde est ensuite reconstruit par intégration.

Dans notre cas nous allons mesurer les lentilles thermiques en utilisant un analyseur de front d'onde de type SID4 développé par la société Phasics et basé sur l'interférométrie à décalage quadri-latéral [Primot 93] [Primot 95].

Dans la suite nous allons exposer les résultats de l'étude de la lentille thermique et de la dépolarisation dans le cas d'un refroidissement cryogénique à 77 K pour deux cristaux identiques fournis par le Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP) mais orientés différemment : [110] et [111]. Ces deux orientations ont été choisies car elles offrent une symétrie très différente pour la propagation du faisceau (cf figure II.2) donnant lieu a priori à des comportements différents en ce qui concernent les effets thermiques. De plus ces deux orientations sont des configurations parmi les plus utilisées pour les cristaux isotropes, cela revêt donc un intérêt particulier de les étudier.

## 4.2 Dispositif expérimental

Pour mesurer à la fois la lentille thermique et la dépolarisation induite thermiquement on réalise le dispositif expérimental exposé en figure II.14.

Le dispositif est un schéma pompe/sonde inspiré des travaux précédents sur la mesure de

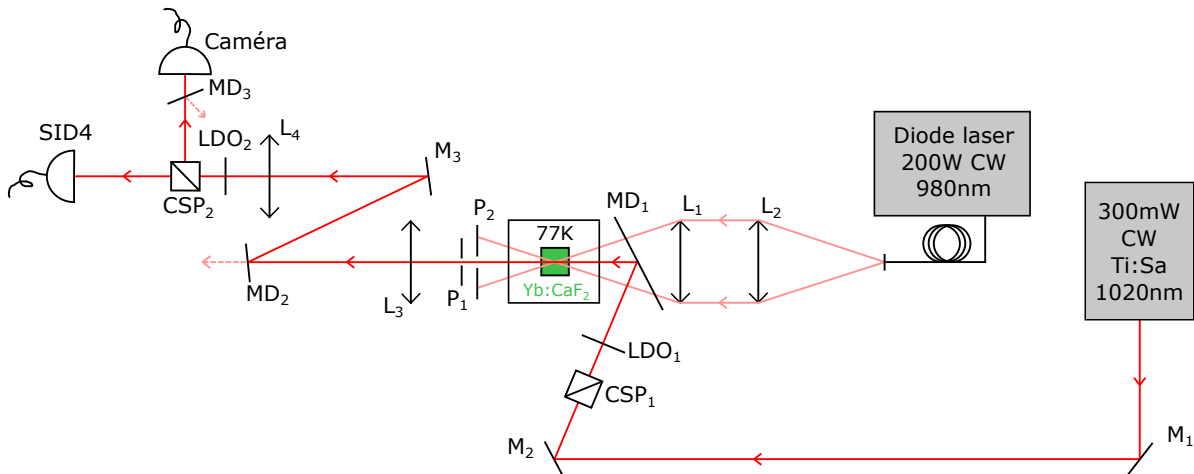


FIGURE II.14 – Dispositif expérimental pour la mesure de lentille thermique et de la dépolarisation à température cryogénique.

lentilles thermiques [Chénaï 04] [Boudeïle 08] et de dépolarisation [Albach 15] [Snetkov 12]. Le cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> étudié (dimensions 5 mm × 5 mm × 7 mm, dopé 1,7 %), d'orientation [110] ou [111], est positionné dans un cryostat refroidi par azote liquide. Le maintien du cristal est assuré par une monture en cuivre dont le schéma est représenté en figure II.15. Le pompage est réalisé le long de sa grande dimension par une diode laser fibré fonctionnant en régime

continu et délivrant jusqu'à 200 W à 980 nm<sup>1</sup>. La collimation et la focalisation sont réalisées par deux triplets de 72 mm de focale permettant d'obtenir un faisceau de pompe « top hat » de 600  $\mu\text{m}$  dans le cristal. Le faisceau sonde est généré par un laser Ti:Sa en régime continu limité par diffraction et décalé à la longueur d'onde de 1020 nm pour limiter l'amplification qui pourrait parasiter la mesure tout en permettant une réflexion correcte sur les différents miroirs (notamment dichroïques). À cette longueur d'onde la puissance disponible est de 300 mW. La sonde est amenée au cristal par un miroir dichroïque (MD<sub>1</sub>) et possède un diamètre d'environ 3 mm sur le cristal. Grâce à ce diamètre il est possible de sonder l'impact du pompage à la fois dans le volume pompé mais aussi en dehors. Un système afocal constitué des lentilles L<sub>3</sub> et L<sub>4</sub> permet d'imager le plan de focalisation sur l'analyseur de front d'onde (SID4) et la caméra. Un jeu de polariseurs (CSP<sub>1,2</sub>) de lames demi-onde (LDO<sub>1,2</sub>) est ajouté, permettant de régler la direction de la polarisation linéaire du faisceau sonde et d'assurer l'extinction nécessaire à la mesure de la figure de dépolariation. Enfin à cause de la différence très importante entre les puissances de pompe et signal, des iris (P<sub>1,2</sub>) ainsi que des miroirs dichroïques (MD<sub>2,3</sub>) sont positionnés pour filtrer la puissance de pompe non absorbée et éviter que le signal de pompe ne perturbe les mesures.

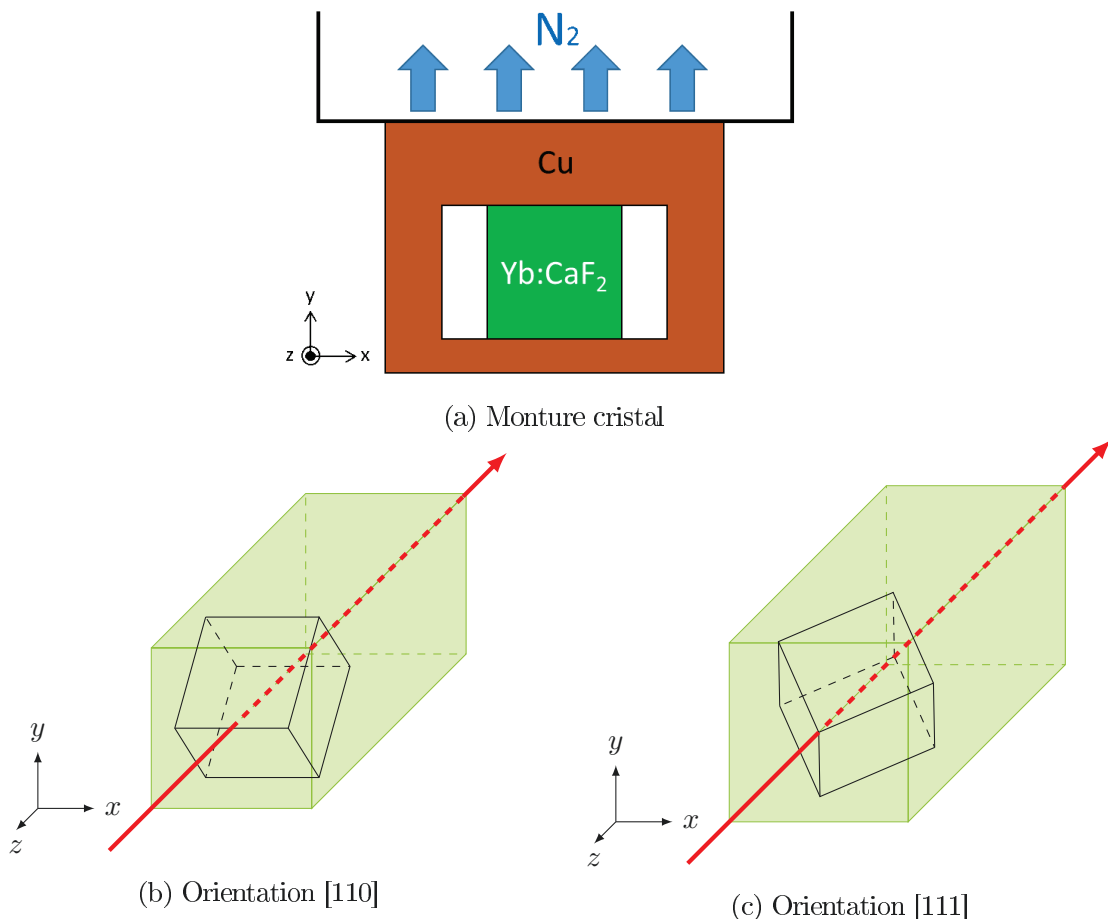


FIGURE II.15 – (a) Schéma de la monture utilisée pour le maintien des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> et repère associé. (b) et (c) Orientation de la maille cristalline dans ce même repère pour les orientations [110] et [111].

1. Ce qui correspond aux puissances visées pour les amplificateurs à développer.

### 4.3 Résultats et interprétations

Les résultats exposés dans cette partie sont obtenus pour un pompage à 175 W aboutissant à 93 W absorbés. La notation des angles pour la direction de polarisation se base sur le schéma II.14 : l'origine 0° est fixée sur la polarisation p.

#### 4.3.1 Dépolarisation induite thermiquement

##### Profil des figures de dépolarisation

La voie « caméra » du dispositif expérimental II.14 permet la visualisation des figures de dépolarisation en fonction de la direction de la polarisation du faisceau sonde pour les deux orientations cristalline d'étude. La prise de ces figures est réalisée par une prise de trois images successives, une fois la direction de polarisation sélectionnée et l'extinction réalisée (sans pompage) :

- Une image sans pompage correspondant à la fuite du jeu de polariseurs.
- Une image sans faisceau sonde avec pompage activé afin de visualiser le résidu de pompe sur la caméra.
- Une image de la figure de dépolarisation avec le signal et le cristal pompé (entaché du résidu de pompe et de la fuite du jeu de polariseurs).

La figure de dépolarisation est obtenue par soustraction du profil de pompe résiduelle et de la fuite des polariseurs. Un exemple de la prise de ces trois images est donnée en figure II.16. Il est visible que la fuite du jeu de polariseurs et la pompe résiduelle ont un niveau de puissance relativement faible par rapport à l'image de la figure de dépolarisation obtenue avec la sonde et le pompage. Par conséquent le système de filtrage de la puissance de pompe non absorbée (miroirs dichroïques et iris) est efficace et le jeu de polariseurs possède une extinction suffisante pour ne pas trop perturber les mesures.

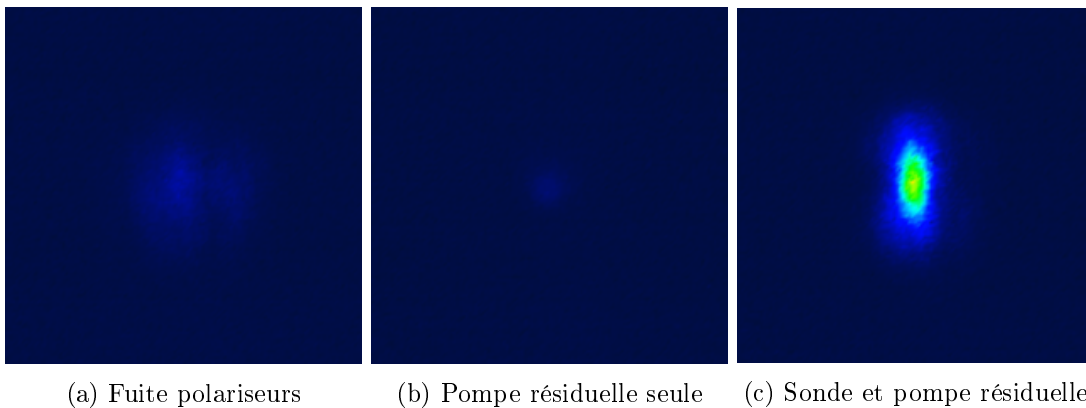
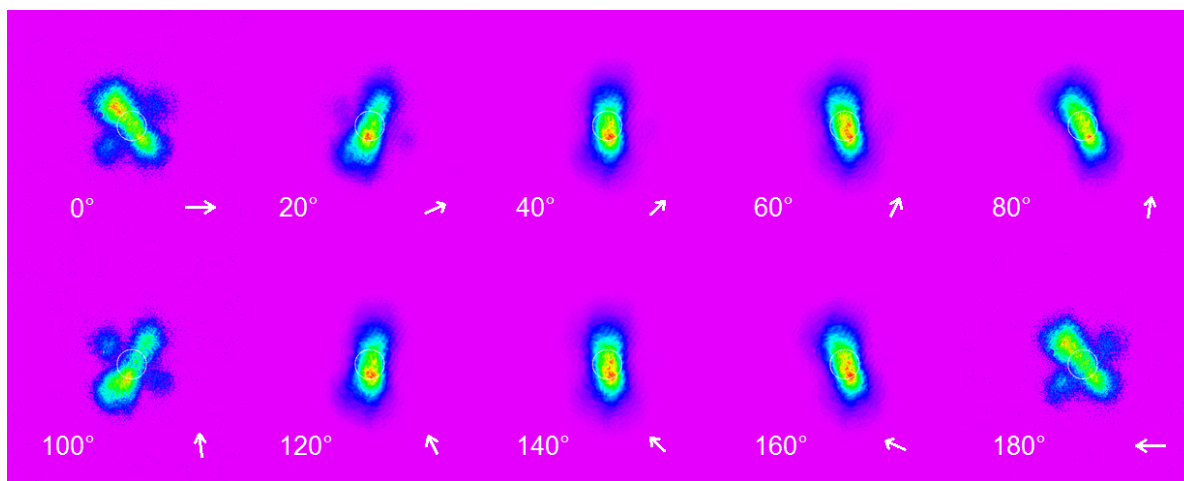


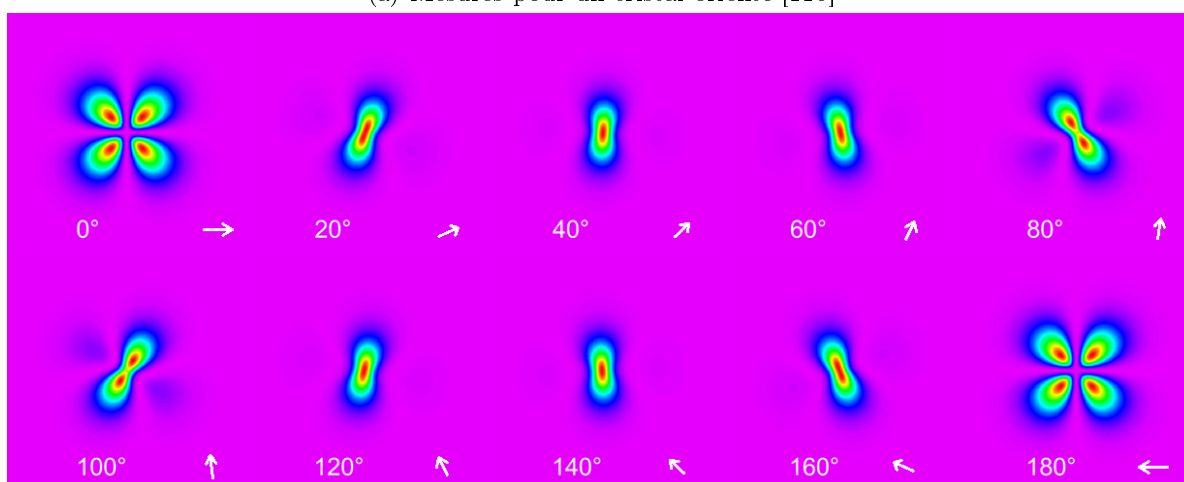
FIGURE II.16 – Exemple de la prise des trois images dans les mêmes conditions de mesure permettant d'obtenir les figures de dépolarisation. Cristal orienté [110] et pompage continu 200 W.

À partir de l'équation II.18 les figures de dépolarisation théoriques normalisées sont calculées pour chaque configuration mesurée expérimentalement. Les différentes figures mesurées en fonction de la direction de la polarisation du faisceau sonde sont normalisées en intensité et données en figure II.17 pour l'orientation [110] et en figure II.18 pour l'orientation [111] et sont confrontées avec la figure théorique correspondante.

Deux comportements très différents sont observés en fonction de l'orientation du cristal. Tout d'abord, dans le cas de l'orientation [110], un excellent accord entre la mesure et la théorie développée par KHAZANOV et al est obtenue. La figure de dépolarisation n'est que



(a) Mesures pour un cristal orienté [110]



(b) Théorie pour un cristal orienté [110]

FIGURE II.17 – Résultat des figures de dépolarisation pour un cristal orienté [110] en fonction de la direction de la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde. Figures théoriques calculées à partir des expressions de la partie 2.

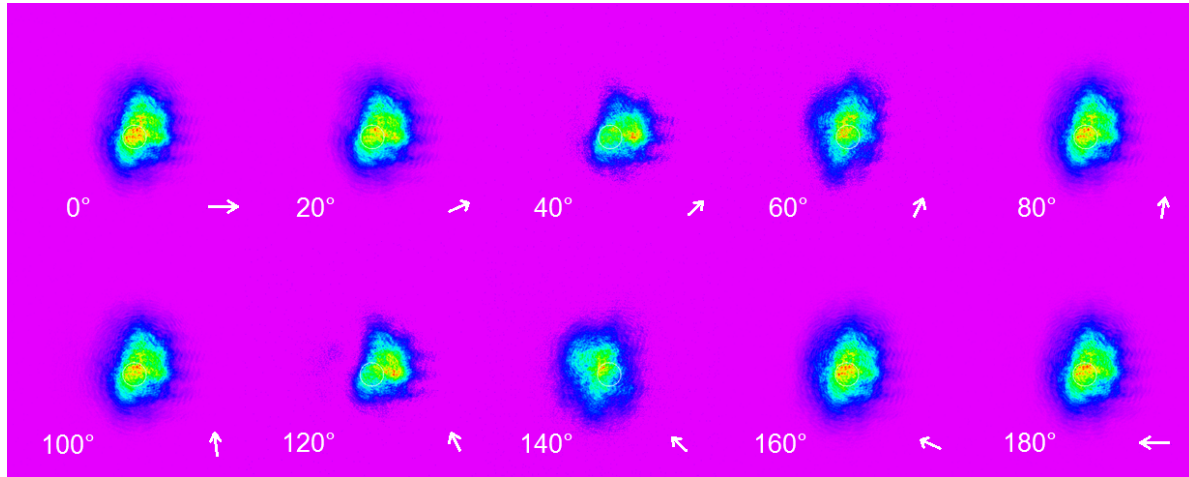
très rarement une croix de Malte comme dans le cas purement isotrope (uniquement pour une direction de polarisation  $0^\circ \text{ mod } 90^\circ$ ) témoignant de l'anisotropie importante induite par cette orientation. Cependant dans le cas de l'orientation [111] un écart important est observé entre les profils expérimentaux et théoriques pour la figure de dépolarisation. Le profil théorique attendu est une croix de Malte qui tourne avec l'angle d'inclinaison de la polarisation incidente mais selon une variation angulaire fortement non linéaire : la croix s'incline en effet très rapidement à  $45^\circ$  quand l'on s'écarte de la polarisation  $p$  ( $0^\circ$ ) puis ne semble plus bouger. Les profils mesurés laissent quant à eux apparaître une forme quasi homogène proche d'un profil à symétrie radiale et variant très peu avec la direction de polarisation incidente. Cette orientation montre par conséquent une anisotropie beaucoup plus faible que l'orientation [111].

### Quantité de dépolarisation

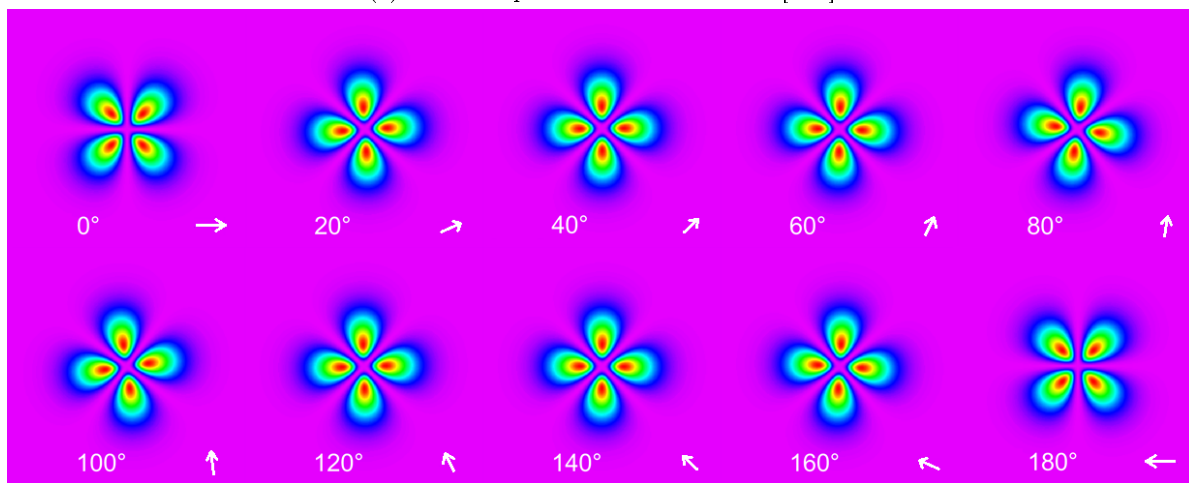
Cette différence notable entre les résultats obtenus pour les deux orientations du cristal se confirme lorsque l'on s'intéresse à la quantité de dépolarisation associée. Celle-ci est mesurée à l'aide d'une calibration avec un puissance-mètre et par intégration numérique des figures de dépolarisation mesurées ou théoriques.

Comme visible en figure II.19, les quantités de dépolarisation obtenues pour l'orientation





(a) Mesures pour un cristal orienté [111]



(b) Théorie pour un cristal orienté [111]

FIGURE II.18 – Résultat des figures de dépolarisation pour un cristal orienté [111] en fonction de la direction de la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde. Figures théoriques calculées à partir des expressions de la partie 2.

[110] coïncident très bien avec les valeurs théoriques, en retrouvant l'oscillation de la quantité de dépolarisation avec la direction de polarisation. Cependant en ce qui concerne l'orientation [111], la quantité de dépolarisation attendue est beaucoup plus faible que ce qui est réellement mesuré. En effet la dépolarisation mesurée possède une amplitude moyenne de  $0,47\% \pm 0,07\%$  contre les  $0,027\%$  théoriques (soit 17,6 fois plus faible). Or, on rappelle que la dépolarisation théorique est extrêmement faible pour l'orientation [111] parce qu'elle est proche de l'orientation particulière [[C]] qui, comme déjà mentionné en partie 2.4.2, correspond pour les cristaux à  $\xi < 0$  à une orientation particulière où la dépolarisation s'annule.

Le résultat sur la quantité de dépolarisation dans le cas de l'orientation [111] corrobore l'écart observé sur les profils. La dépolarisation observée dans ce cas n'est ainsi pas une dépolarisation induite majoritairement par des contraintes radiales (domaine de la théorie utilisée jusqu'à présent). Ce qui se comprend bien car celle-ci est extrêmement faible. Il est aussi à noter que la quantité de dépolarisation varie de manière sinusoïdale avec la direction de polarisation, de la même façon que pour la dépolarisation « classique » ayant pour source les contraintes radiales. Il est par conséquent légitime de dire que l'on observe bien une dépolarisation mais provenant d'une autre origine, probablement issue de contraintes longitudinales ou de contraintes issues

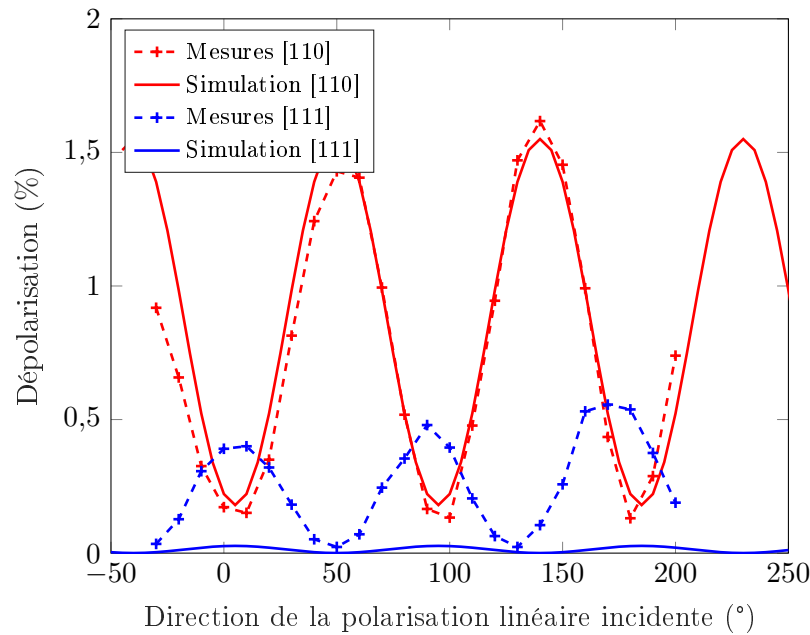


FIGURE II.19 – Mesure de la quantité de dépolariation en fonction de la direction de la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde pour les deux orientations et comparaison avec la théorie calculée à partir de la partie 2.

de la rupture de symétrie due à la monture<sup>1</sup>.

### 4.3.2 Lentilles thermiques

La voie contenant l'analyseur de front d'onde permet de mesurer la lentille thermique induite par le pompage. Cette mesure se fait en deux étapes :

- La mesure du front d'onde sans pompage exprimant les variations statiques du front d'onde.
- La mesure du front d'onde sous l'effet du pompage.

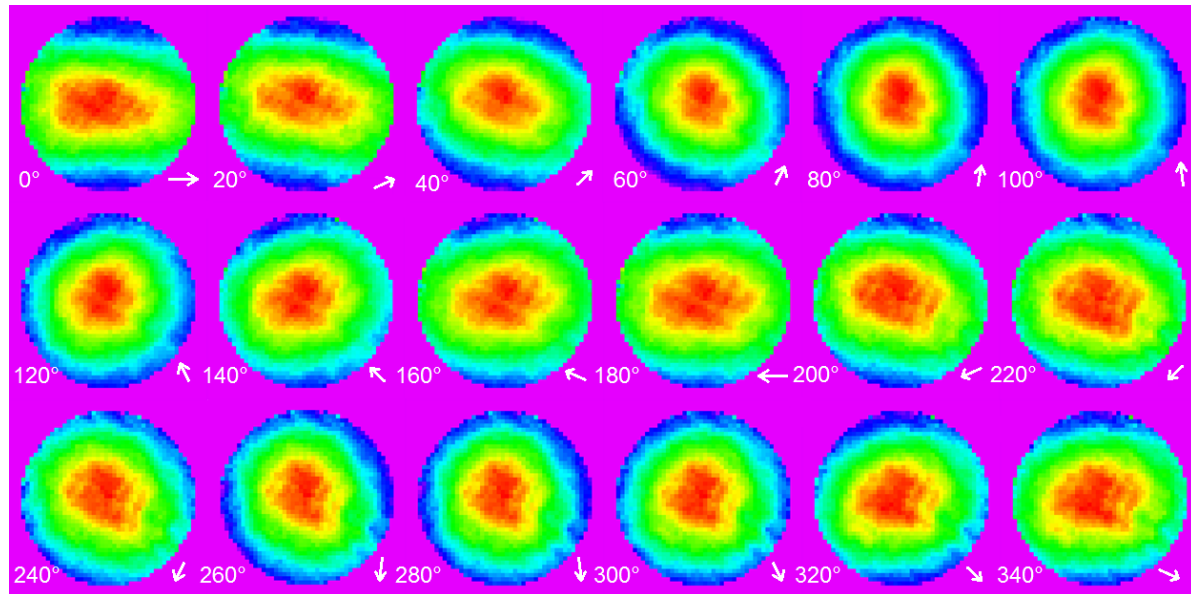
La lentille thermique est obtenue par soustraction du front d'onde statique aux mesures de front d'onde en présence de pompage.

Les résultats des mesures de fronts d'onde pour les deux orientations en fonction de la direction de la polarisation incidente sont exposés en figure II.20.

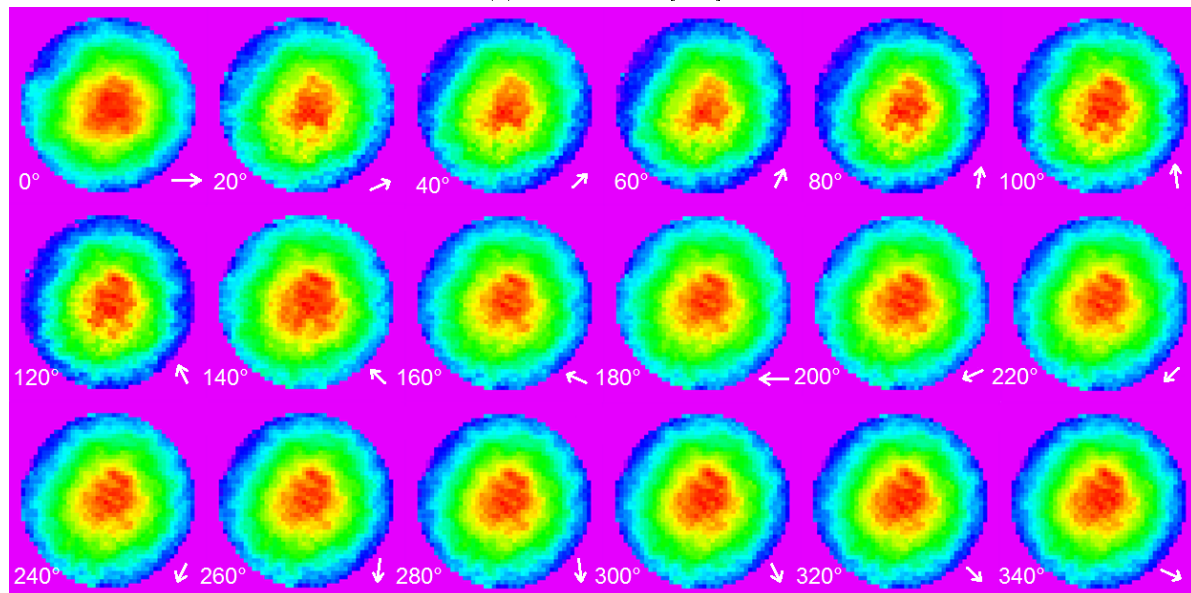
Deux comportements bien distincts sont là encore clairement visibles. Dans le cas de l'orientation [110], la lentille thermique apparaît astigmatique et anisotrope en ce sens que l'astigmatisme varie avec la direction de la polarisation du faisceau sonde. Cet astigmatisme est maximal pour les polarisations p et s'annule même pour les polarisations s. Dans le cas de l'orientation [111], aucune variation notable de la lentille thermique n'est observée. De plus la lentille thermique ne présente d'ailleurs pas d'aberrations importantes hormis un léger astigmatisme constant orienté à 45°. La figure II.21 donne le détail de l'astigmatisme et de la valeur du rayon de courbure de la lentille thermique pour les deux orientations et les directions de polarisations linéaires 0° et 90° pour lesquelles l'astigmatisme prend ses valeurs extrêmes pour l'orientation [110].

Dans le but de mieux comprendre la différence de comportement entre les deux orientations ainsi que le caractère anisotrope et astigmatique de la lentille thermique dans le cas de l'orientation [110], une simulation numérique a été effectuée.

1. Ces contraintes là ne sont donc pas purement radiales.



(a) Orientation [110]



(b) Orientation [111]

FIGURE II.20 – Lentilles thermiques normalisées pour un cristal orienté [110] et [111] en fonction de la direction de la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde.

#### 4.4 Simulation de lentilles thermiques astigmatiques et anisotropes

Le but de cette simulation est de calculer des lentilles thermiques en fonction de la direction de la polarisation incidente du faisceau. De façon équivalente il s'agit de la détermination du chemin optique vu par le faisceau le long de sa propagation dans le cristal, pour en déduire la différence de marche optique sur la section du cristal. On rappelle que l'expression du chemin optique entre deux points  $A$  et  $B$  de l'espace sur une courbe quelconque est :

$$\mathcal{L}_{AB} = \int_A^B n(s) ds \quad (\text{II.20})$$

avec  $n(s)$  l'indice optique en un point  $s$  de cette courbe.

Cette simulation se ramène donc aux calculs de l'indice optique en chaque point du cristal

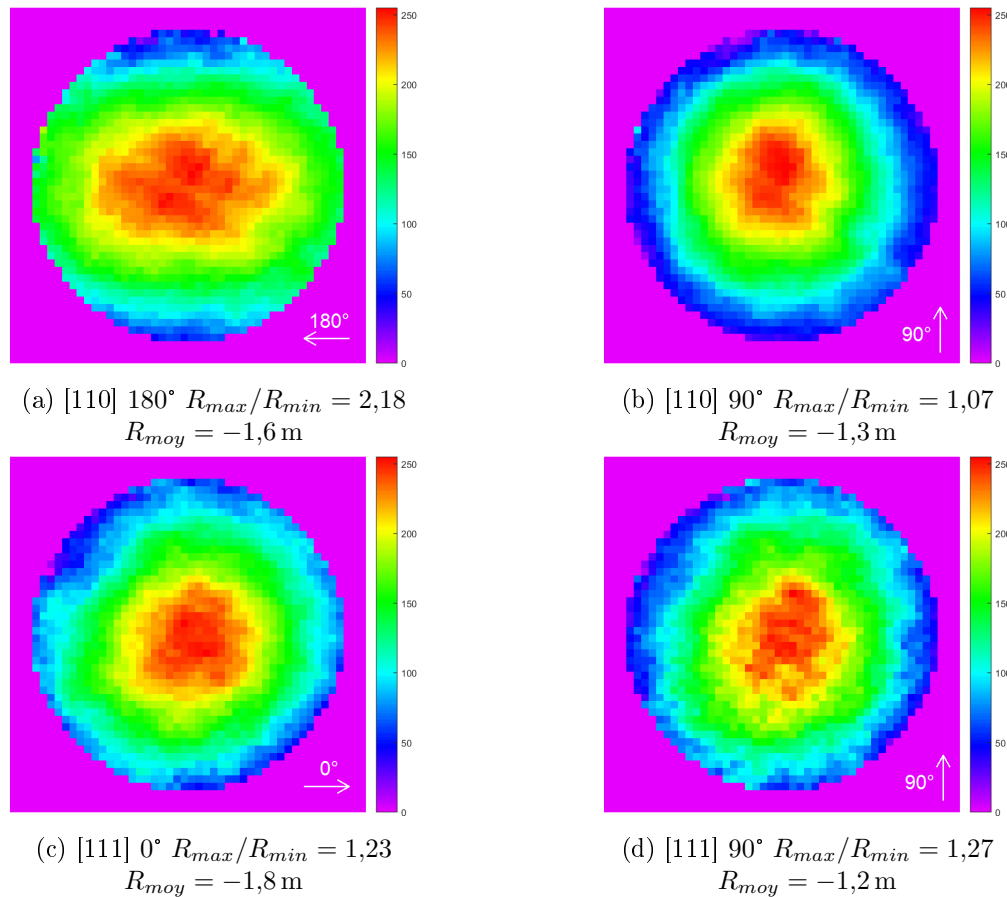


FIGURE II.21 – Lentilles thermiques normalisées pour un cristal orienté [110] et [111] pour les deux directions de la polarisation linéaire incidente du faisceau sonde 0° et 90°.

(pour la polarisation du faisceau considérée) et à la longueur locale de celui-ci en chaque point de sa section. Il faut par conséquent avoir accès à sa dilatation thermique. De plus l'indice optique variant avec la température et les contraintes, il faut aussi prendre en compte ces deux effets<sup>1</sup>.

En conséquence il est nécessaire d'obtenir la répartition de la température, des contraintes dans le cristal ainsi que sa dilatation pour un pompage et un refroidissement donnés. Ce type de simulation étant classique, nous avons développé un outil de calcul thermo-mécanique avec l'aide de Mondher BESBES du service simulation du Laboratoire Charles Fabry en se basant sur une simulation existante. Enfin cette partie de la simulation demande bien sûr les caractéristiques thermo-mécaniques du matériau comme paramètres<sup>2</sup> mais aussi la charge thermique déposée dans le matériau. Pour notre cas d'un pompage par diode laser, il faudra la déterminer.

Finalement la simulation globale se décompose en trois phases distinctes :

- La détermination de la charge thermique dans le matériau
- Le calcul thermo-mécanique de la répartition de température, des contraintes et de la déformation dans le cristal
- Le calcul des nouveaux indices optiques permettant de déterminer la phase spatiale induite par le pompage au travers du calcul du chemin optique.

Le système d'axes utilisé pour la simulation est le même que celui utilisé pour la définition des

1. Les trois composantes de la lentille thermique sont donc bien prises en compte dans ce calcul, à savoir la variation de l'indice optique avec la température et les contraintes et le bombement des faces du cristal.

2. Caractéristiques qui seront énumérées par la suite.

polarisations lors de la mesure des lentilles thermiques et visible sur le schéma du maintien du cristal, donné en figure II.15. Le faisceau se propage donc sur l'axe  $z$  et la polarisation linéaire est contenue dans le plan  $(xOy)$ .

#### 4.4.1 Sources de chaleur

Le dépôt de chaleur dans le cristal se fait via des processus déjà évoqués en partie 2.2. Dans notre cas il n'y a pas d'effet laser et au vu de la grande qualité des cristaux utilisés<sup>1</sup>, il est valable de considérer une seule source de chaleur : celle du défaut quantique de fluorescence. La répartition volumique de la charge thermique est calculée à partir de la résolution de l'équation suivante permettant le calcul de l'absorption du faisceau de pompe dans le cas d'un pompage par diode laser fibrée (très multimode : faisceau « top hat » autour du point de focalisation) [Chénais 04] :

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = \frac{-\alpha_{NS}^P P_p(z) I_{psat} \pi w_p^2(z)}{P_p(z) + I_{psat} \pi w_p^2(z)} \quad (\text{II.21})$$

avec  $P_p$  la puissance de la pompe,  $I_{psat}$  l'intensité de saturation de la pompe,  $w_p$  le rayon du faisceau de pompe et  $\alpha_{NS}^P$  le coefficient d'absorption non saturée linéique de la pompe. Ce dernier est défini comme suit à partir de la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\sigma_{ap}$  et de la densité de dopants  $n_{tot}$  :

$$\alpha_{NS}^P = \sigma_{ap} n_{tot} \quad (\text{II.22})$$

Le rayon du faisceau de pompe  $w_p$  est considéré comme évoluant à la manière d'un faisceau gaussien dans sa propagation avec une correction par le facteur  $M^2$  pour tenir compte de sa divergence :

$$w_p(z) = w_{p0} \sqrt{1 + \left( \frac{M^2 \lambda_p (z - z_0)}{n_{CaF_2} \pi w_{p0}^2} \right)^2} \quad (\text{II.23})$$

où  $w_{p0}$  est le waist du faisceau,  $z_0$  la position de ce waist dans le cristal et  $n_{CaF_2}$  l'indice optique du CaF<sub>2</sub>.

Une fois l'absorption le long de l'axe de propagation calculée par l'équation II.21 précédente, la charge thermique est déterminée par multiplication de celle-ci par le défaut quantique de fluorescence. Sa répartition volumique est enfin calculée via le diamètre  $2w_p(z)$  du faisceau de pompe le long de l'axe de propagation. Dans notre cas, le facteur  $M^2$  (directement image de la divergence du faisceau de pompe dans le cristal) est estimé à partir de l'ouverture numérique de la fibre optique ( $ON = 0,22$ ) amenant la pompe et du système de collimation/focalisation. L'absorption calculée est ainsi de 89 W, proches des 93 W expérimentaux. La répartition de la charge thermique ainsi calculée est donnée en figure II.22 (a).

#### 4.4.2 Calcul thermo-mécanique

La température, les contraintes dans le cristal et de la déformation de ce dernier sont évaluées par un calcul thermo-mécanique classique se basant sur l'équation de diffusion de la chaleur pour la partie thermique et sur la loi de Hooke généralisée (cf II.5) pour la partie mécanique. Pour lancer ce calcul, plusieurs paramètres sont nécessaires. Il faut bien sûr la charge thermique, dont la détermination vient d'être exposée, mais aussi la géométrie globale du problème (du cristal et de son refroidissement) donnant les conditions aux limites mécaniques et thermiques du problème physique. Mais il faut surtout les caractéristiques thermiques et mécaniques du cristal de CaF<sub>2</sub>. Il s'agit de la conductivité thermique, du coefficient de dilatation et, en ce

1. Ce type de cristaux, fourni par le CIMAP, a déjà été utilisé dans le groupe et a montré sa grande qualité optique et spectroscopique, en particulier des effets non radiatifs négligeables [Boudeile 08].

qui concerne l'élasticité du cristal, le tenseur mécanique des constantes élastiques (ou tenseur des rigidités) ( $C_{ijkl}$ ). Ce tenseur peut être vu comme « l'inverse » du tenseur ( $s_{ijkl}$ ) : il relie en effet les tenseurs des contraintes  $\sigma_{ij}$  à celui des déformations  $\epsilon_{kl}$  selon la relation tensorielle suivante :

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\epsilon_{kl} \quad (\text{II.24})$$

Jusqu'à présent il n'a pas été fait mention de la prise en compte de l'orientation du cristal dans cette simulation. Or c'en est un des paramètres prépondérants. Pour la prendre en compte il suffit de rentrer en paramètre le tenseur des rigidités orienté correspondant à l'orientation du cristal. Il se déduit du tenseur exprimé dans la base des axes cristallographiques par une rotation. Le détail du calcul menant à la détermination des tenseurs des rigidités orientés est disponible en annexe A. L'expression des tenseurs ( $C_{ijkl}$ ) pour les orientations [110] et [111] est donnée ci-dessous :

$$C^{[110]} = \begin{pmatrix} c_{11}^{[110]} & c_{12}^{[110]} & c_{12}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^{[110]} & c_{22}^{[110]} & c_{23}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12}^{[110]} & c_{23}^{[110]} & c_{22}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^{[110]} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55}^{[110]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44}^{[110]} \end{pmatrix} \quad (\text{II.25})$$

$$C^{[111]} = \begin{pmatrix} c_{11}^{[111]} & c_{12}^{[111]} & c_{13}^{[111]} & 0 & -c_{15}^{[111]} & 0 \\ c_{12}^{[111]} & c_{11}^{[111]} & c_{13}^{[111]} & 0 & c_{15}^{[111]} & 0 \\ c_{13}^{[111]} & c_{13}^{[111]} & c_{33}^{[111]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44}^{[111]} & 0 & -c_{15}^{[111]} \\ -c_{51}^{[111]} & c_{51}^{[111]} & 0 & 0 & c_{55}^{[111]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -c_{15}^{[111]} & 0 & c_{55}^{[111]} \end{pmatrix} \quad (\text{II.26})$$

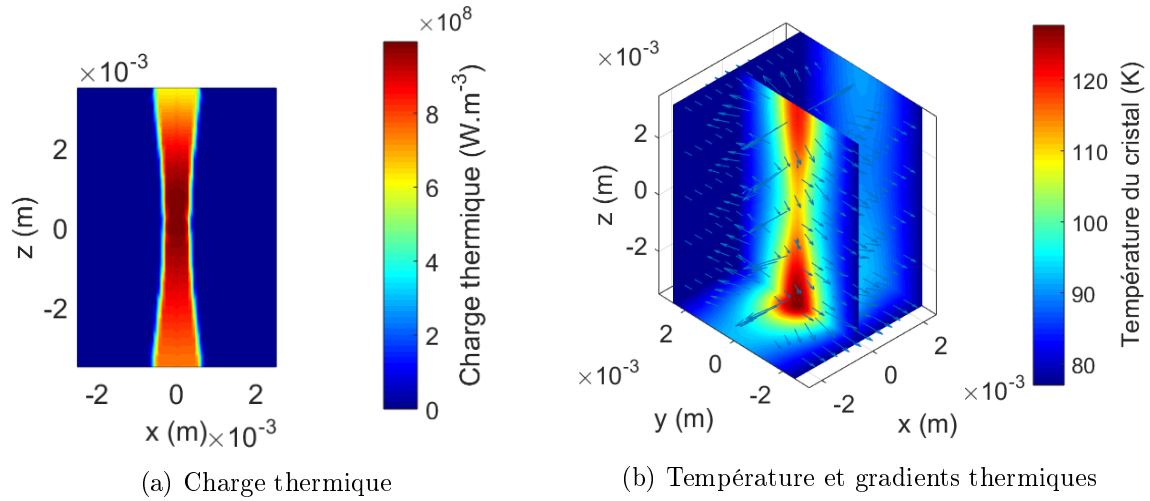
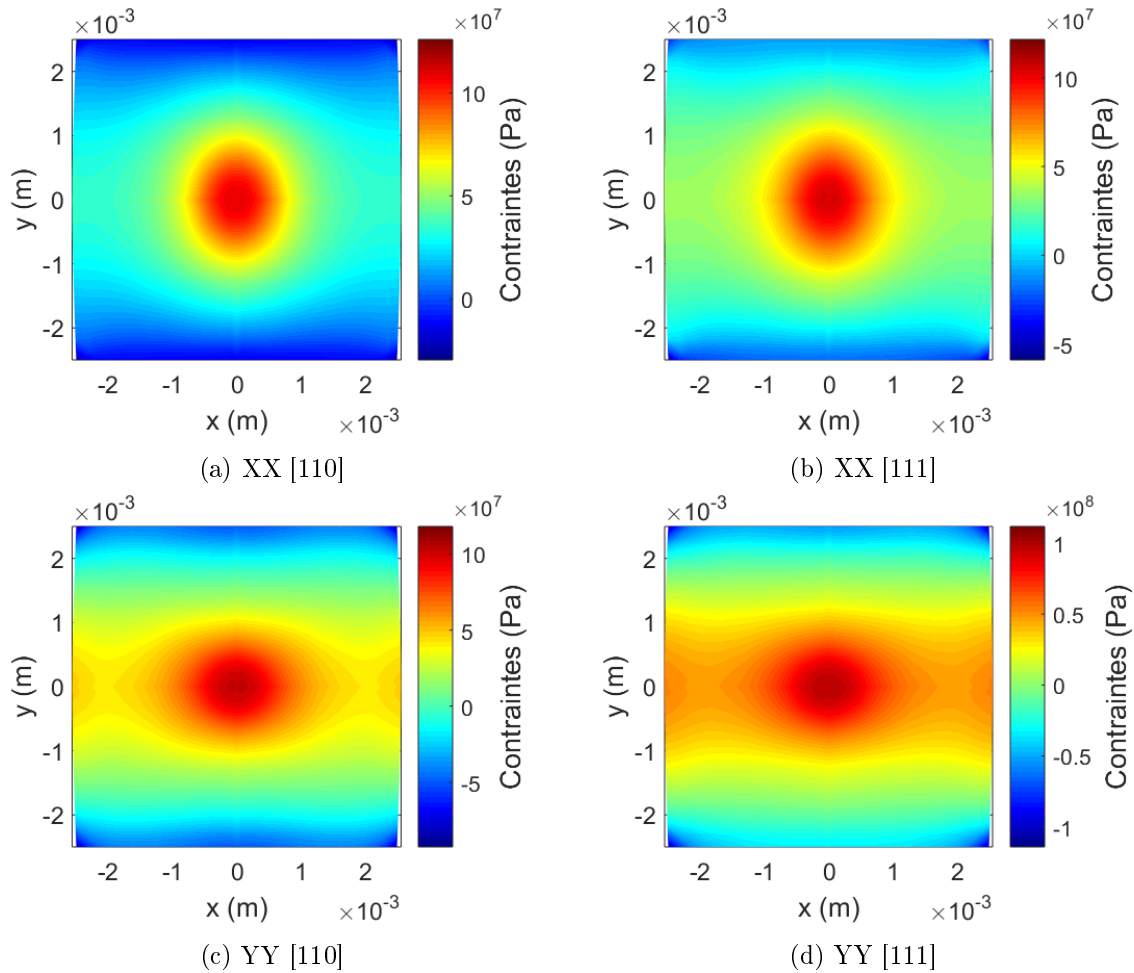
Coefficient orientation [110] (Pa)	Coefficient orientation [111] (Pa)
$c_{11}^{[110]} = 1,72 \times 10^{11}$ ; $c_{23}^{[110]} = 7,69 \times 10^{10}$	$c_{11}^{[111]} = 1,48 \times 10^{11}$ ; $c_{44}^{[111]} = 8,72 \times 10^{10}$
$c_{22}^{[110]} = 1,48 \times 10^{11}$ ; $c_{44}^{[110]} = 3,56 \times 10^{10}$	$c_{33}^{[111]} = 1,40 \times 10^{11}$ ; $c_{55}^{[111]} = 1,03 \times 10^{11}$
$c_{12}^{[110]} = 5,30 \times 10^{10}$ ; $c_{55}^{[110]} = 5,95 \times 10^{10}$	$c_{12}^{[111]} = 6,10 \times 10^{10}$ ; $c_{15}^{[111]} = 2,25 \times 10^{10}$
	$c_{13}^{[111]} = 6,89 \times 10^{10}$ ; $c_{51}^{[111]} = 1,13 \times 10^{10}$

Tableau II.3 – Coefficients du tenseur des rigidités pour les deux orientations [110] et [111] (à partir des données de l'orientation [100] de [Druon 11])

Le calcul thermo-mécanique nous donne finalement la répartition de la température dans le milieu ainsi que les tenseurs des contraintes ( $\sigma_{ij}$ ) et des déplacements ( $\epsilon_{ij}$ ) en chaque point du cristal, prenant en compte la géométrie de la monture et donc du refroidissement. Le résultat obtenu pour la température et pour les contraintes dans le plan  $z = 0$  est respectivement donné en figure II.22 (b) et II.23.

#### 4.4.3 Calcul de la différence de marche optique

Il ne reste plus maintenant qu'à déterminer la différence de marche optique sur la section du cristal à partir du calcul du chemin optique selon l'axe  $z$  pour obtenir la lentille thermique. Pour cela il faut calculer l'indice optique vu par le faisceau polarisé linéairement. Comme déjà mentionné, la donnée du tenseur des déplacements ( $\epsilon_{ij}$ ) (résultat du calcul thermo-mécanique)

FIGURE II.22 – Résultats de la simulation thermo-mécanique pour un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>.FIGURE II.23 – Composantes xx et yy des contraintes obtenues après calcul thermo-mécaniques dans le plan  $z = 0$  (centre du cristal) pour les deux orientations [110] et [111].

donne accès à l'indice optique à travers la variation de l'ellipsoïde des indices par effet photoélastique :

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{0ij} = p_{ijkl}^{[XXX]} \epsilon_{kl} \quad (\text{II.27})$$

ou sous forme matricielle avec la notation de VOIGT :

$$B = \begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \\ B_4 \\ B_5 \\ B_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{01} \\ B_{02} \\ B_{03} \\ B_{04} \\ B_{05} \\ B_{06} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} p_{11} & p_{21} & p_{31} & p_{41} & p_{51} & p_{61} \\ p_{12} & p_{22} & p_{32} & p_{42} & p_{52} & p_{62} \\ p_{13} & p_{23} & p_{33} & p_{43} & p_{53} & p_{63} \\ p_{14} & p_{24} & p_{34} & p_{44} & p_{54} & p_{64} \\ p_{15} & p_{25} & p_{35} & p_{45} & p_{55} & p_{65} \\ p_{16} & p_{26} & p_{36} & p_{46} & p_{56} & p_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} \quad (\text{II.28})$$

avec  $(p_{ijkl}^{[XXX]})$  le tenseur élasto-optique correspondant à l'orientation choisie ([110] ou [111] dans notre cas),  $(B_{0ij})$  et  $(B_{ij})$  respectivement les tenseurs décrivant les indices initiaux (sans pompage) et finaux.

Le cristal de fluorure de calcium est optiquement isotrope, le tenseur  $(B_{0ij})$  ne présente donc pas de termes croisés et ses termes diagonaux sont égaux (c'est donc un tenseur isotrope). Il est important de noter que jusqu'à présent seul l'impact des contraintes/déplacements sur l'ellipsoïde des indices a été pris en compte et pas celui de la température. La dilatation du  $\text{CaF}_2$  étant isotrope la variation de l'indice optique (donc de l'ellipsoïde des indices) avec la température est directement donnée par le coefficient  $\left(\frac{dn}{dT}\right)_{77\text{K}}$  dont la variation avec la température est négligée. Le tenseur  $B_{0ij}$  est par conséquent ici un tenseur isotrope prenant en compte la variation avec la température. Il s'écrit, toujours avec la notation de VOIGT :

$$B_0 = \frac{1}{\left[n_0 + \left(\frac{dn}{dT}\right)_{77\text{K}} (T - T_0)\right]^2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.29})$$

avec  $n_0$  l'indice du  $\text{CaF}_2$  à 77 K,  $T$  la température au point du cristal considéré (résultat du calcul thermo-mécanique) et  $T_0 = 77\text{K}$ .

Il est enfin possible de déterminer l'indice optique pour un faisceau de polarisation linéaire donnée. Cette polarisation est définie par l'angle  $\theta$  qu'elle forme avec l'axe  $x$  du repère de la simulation (cf figure II.15). L'indice optique  $n_\theta^2$  vu par le faisceau dont la polarisation est définie par l'angle  $\theta$  est :

$$\begin{cases} \frac{1}{n_\theta^2} = (\cos(\theta) \quad \sin(\theta) \quad 0) \begin{pmatrix} B_1 & B_6 & B_5 \\ B_6 & B_2 & B_4 \\ B_5 & B_4 & B_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\theta) \\ \sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \\ \Leftrightarrow n_\theta = \frac{1}{\sqrt{B_1 \cos^2(\theta) + B_2 \sin^2(\theta) + B_6 \sin(2\theta)}} \end{cases} \quad (\text{II.30a})$$

$$(\text{II.30b})$$

La différence de marche optique est enfin obtenue pour chaque direction de polarisation linéaire du faisceau sonde par multiplication de l'indice optique associé par l'épaisseur de cristal déformé traversée. Il est supposé implicitement que la polarisation du faisceau est la même lors de sa traversée du cristal, ce qui revient en fait à négliger les effets de dépolariation. Cette hypothèse est considérée comme valide au vu des résultats obtenus pour la mesure de dépolariation (jusqu'à 1,5 % cf figure II.19). Le résultat obtenu pour les deux orientations cristallines d'intérêts et les directions de polarisations  $0^\circ$  et  $90^\circ$  est donné en figure II.24.

À titre informatif, les tenseurs élasto-optiques dans les deux orientations d'intérêts [110] et [111] sont données en équations II.31 et II.32 et dans le tableau II.4. Ils sont calculés de la même manière que pour le tenseur des rigidités par la méthode donnée en annexe A.



$$P^{[110]} = \begin{pmatrix} p_{11}^{[110]} & p_{12}^{[110]} & p_{12}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12}^{[110]} & p_{22}^{[110]} & p_{23}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12}^{[110]} & p_{23}^{[110]} & p_{22}^{[110]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44}^{[110]} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{55}^{[110]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44}^{[110]} \end{pmatrix} \quad (\text{II.31})$$

$$P^{[111]} = \begin{pmatrix} p_{11}^{[111]} & p_{12}^{[111]} & p_{13}^{[111]} & 0 & -p_{15}^{[111]} & 0 \\ p_{12}^{[111]} & p_{11}^{[111]} & p_{13}^{[111]} & 0 & p_{15}^{[111]} & 0 \\ p_{13}^{[111]} & p_{13}^{[111]} & p_{33}^{[111]} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44}^{[111]} & 0 & -p_{15}^{[111]} \\ -p_{51}^{[111]} & p_{51}^{[111]} & 0 & 0 & p_{55}^{[111]} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p_{15}^{[111]} & 0 & p_{55}^{[111]} \end{pmatrix} \quad (\text{II.32})$$

Coefficient orientation [110]	Coefficient orientation [111]
$p_{11}^{[110]} = 0,0890$ ; $p_{23}^{[110]} = 0,132$	$p_{11}^{[111]} = 0,180$ ; $p_{44}^{[111]} = -0,0127$
$p_{22}^{[110]} = 0,180$ ; $p_{44}^{[110]} = 0,0240$	$p_{33}^{[111]} = 0,210$ ; $p_{55}^{[111]} = -0,0733$
$p_{12}^{[110]} = 0,223$ ; $p_{55}^{[110]} = -0,0670$	$p_{12}^{[111]} = 0,193$ ; $p_{15}^{[111]} = -0,0858$
	$p_{13}^{[111]} = 0,162$ ; $p_{51}^{[111]} = -0,0429$

Tableau II.4 – Coefficients du tenseur élasto-optique pour les deux orientations [110] et [111] (à partir des données de l'orientation [100] de [Druon 11]).

#### 4.4.4 Résultats de la simulation

La simulation des lentilles thermiques pour les deux orientations et pour les deux polarisations linéaires s et p, pour lesquelles l'astigmatisme prenait des valeurs extrémales expérimentalement, est donnée en figure II.24. Les résultats confirment le comportement expérimental, en particulier l'anisotropie de l'astigmatisme observé dans le cas de l'orientation [110]. En effet, l'extraction des paramètres de la lentille thermique, à savoir le rayon de courbure moyen et l'astigmatisme calculé entre les directions  $x$  et  $y$  (indiqué en dessous de chaque figure de lentille thermique), montre que les résultats des simulations numériques reproduisent correctement les observations. Ainsi, pour l'orientation [110], on retrouve que l'astigmatisme maximal de 1,28 est bien obtenue pour la polarisation s alors que pour la polarisation p l'astigmatisme est nettement inférieur avec une valeur de 1,07. En ce qui concerne l'orientation [111], on trouve un astigmatisme constant de 1,11. Quant aux valeurs des rayons de courbure moyens on note qu'ils restent quasi constants.

Le tableau II.5 donne une comparaison entre les valeurs numériques de l'astigmatisme et du rayon de courbure moyen obtenues par l'expérience et la simulation.

La simulation donne des valeurs d'astigmatisme relativement proches de ce qui a été observé, en dehors du cas de la polarisation s orientation [110] où la valeur est sous estimée. On peut noter cependant un écart important entre les valeurs expérimentales et simulées en ce qui concerne les rayons de courbures moyens. Ceci est principalement dû à deux facteurs que sont : la précision sur les mesures de lentilles thermiques estimées autour de la dizaine de pourcent et surtout sur l'utilisation du tenseur élasto-optique à température ambiante<sup>1</sup>. En conclusion

1. En effet il ne nous a pas été possible de trouver les valeurs des coefficients de ce tenseur à température cryogénique.

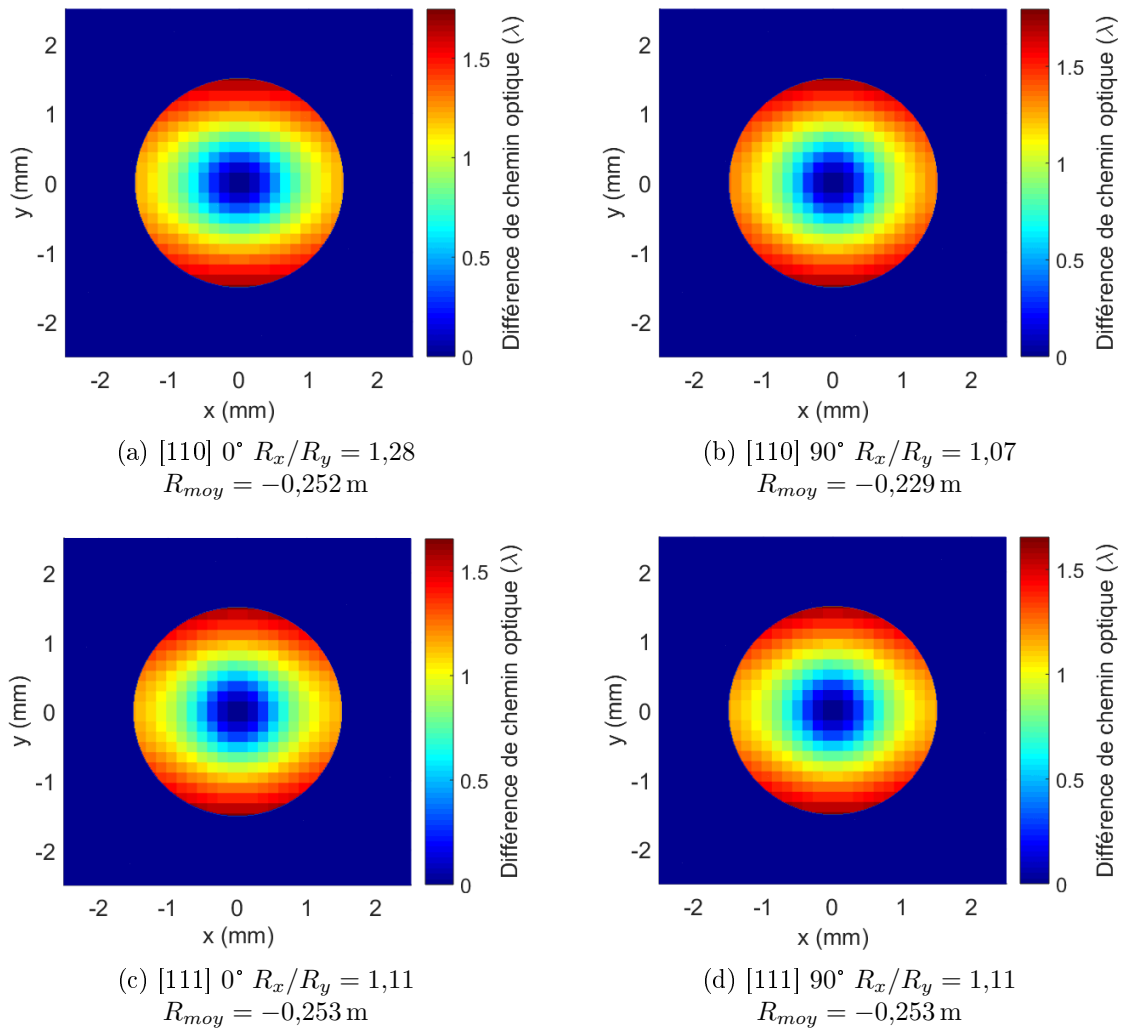


FIGURE II.24 – Résultats de la simulation des lentilles thermiques pour un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> orienté [110] et [111] pour deux directions de la polarisation du faisceau sonde 0° et 90°. La pupille fait 3 mm de diamètre.

Orientation	Astigmatisme				Rayon de courbure moyen (m)			
	[110]		[111]		[110]		[111]	
Direction de polarisation	0°	90°	0°	90°	0°	90°	0°	90°
Expérience	2,18	1,07	1,23	1,27	-1,6	-1,3	-1,8	-1,2
Simulation	1,28	1,07	1,11	1,11	-0,252	-0,229	-0,253	-0,253

Tableau II.5 – Comparaison entre les valeurs expérimentales et simulées de l'astigmatisme et du rayon de courbure des lentilles thermiques.

le comportement vectoriel est bien retrouvé dans nos simulations numériques mais une partie scalaire correctrice doit être intégrée si on souhaite adapter l'amplitude des lentilles thermiques.

Le comportement expérimental observé peut ainsi être expliqué par les propriétés de symétrie des tenseurs rentrant en jeu (à savoir les tenseurs mécaniques et le tenseur élasto-optique) qui ont tous la même forme. En effet, comme visible sur l'exemple du tenseur rigidité en équations II.25 et II.26, l'orientation [111] possède une symétrie selon les axes  $x$  et  $y$  que l'orientation [110] ne possède pas.

L'étude de la lentille thermique et de la dépolarisation a ainsi mis en évidence l'anisotropie mécanique du cristal CaF<sub>2</sub>. Ceci peut être résolu par l'utilisation de l'orientation [111] possédant une symétrie supérieure aboutissant à une isotropie quasi parfaite de la lentille thermique mais aussi à une diminution drastique de la dépolarisation thermiquement induite. Cette orientation est d'autant plus intéressante qu'elle permet un accès à un seuil de dommage plus élevé<sup>1</sup>, ce qui est particulièrement intéressant pour les thématiques de haute énergie. C'est cette orientation qui a naturellement été choisie pour nos amplificateurs. Cependant il est notable que même pour cette orientation les pertes par dépolarisation ainsi que la puissance dioptrique possèdent tout de même une légère anisotropie.

Ainsi, une structure cristalline ordonnée, même cubique (i.e. fortement symétrique) comme le CaF<sub>2</sub>, a un impact non négligeable sur l'isotropie des effets thermiques induits par le pompage. Or, il est possible d'utiliser de l'Yb:CaF<sub>2</sub> encore plus symétrique : les céramiques composées de nanocristaux orientés aléatoirement. Nous allons donc maintenant nous intéresser à ce type de composé totalement isotrope qu'est la céramique Yb:CaF<sub>2</sub>.

## 5 Un milieu isotrope, la céramique Yb:CaF<sub>2</sub>

### 5.1 Qu'est-ce qu'une céramique ?

Une céramique est un matériau constitué d'un ensemble de « grains » agglomérés par un processus thermique appelé frittage. Dans le cas d'une céramique constituée d'un composé cristallin, chaque grain est un monocristal possédant sa propre orientation, la céramique est par conséquent un composé isotrope car ne possédant pas d'orientation propre. Ce dernier point a notamment été vérifié par étude de la dépolarisation sur des céramiques Yb:YAG [Albach 15]. Les céramiques laser les plus connues sont celles développées avec la matrice de YAG, notamment à partir les années 90 par IKESUE et al [Akio 95] pour des dopages aux ions néodyme. Leurs performances comparables à celles des monocristaux en font d'ailleurs aujourd'hui une alternative fiable aux monocristaux YAG, notamment quand de grandes dimensions sont nécessaires. Cependant il s'agit bien d'une céramique de fluorure de calcium dopée aux ions dysprosium Dy<sup>2+</sup> qui a été fabriquée pour la première fois en 1964 [Hatch 64]. Il faudra par contre attendre les années 2000 avant de retrouver un regain d'intérêt pour les céramiques fluorées, SrF<sub>2</sub> et CaF<sub>2</sub> principalement.

Les principales techniques de fabrication de céramiques reposent sur la compaction de poudres, suivie d'une étape de densification par frittage et d'un traitement thermique final, à une température légèrement en dessous de la température de fusion des poudres. Pour obtenir la transparence, la porosité de la céramique doit être fortement diminuée et la densité obtenue atteindre des valeurs supérieures à 99,99% de la densité du monocristal. La céramique finale possède des grains de dimensions pouvant aller de la centaine de nanomètres à la centaine de micromètres suivant les composés.

### 5.2 Intérêt des céramiques

L'isotropie intrinsèque des céramiques a déjà été évoquée. Ce point est bien sûr un avantage en ce qui concerne les effets thermiques en ce sens qu'aucune anisotropie ne peut être observée pour ce type de matériaux comparé au cas des monocristaux. Cependant il est important de noter que dans le cas de la dépolarisation l'absence d'orientation ne permet pas d'avoir accès à l'axe [[C]] pour lequel il y a une annulation de la dépolarisation, comme cela a été évoqué en partie 2. Comme expliqué dans [Snetkov 12], le degré de dépolarisation des céramiques est ainsi

1. Ceci est le fruit d'une discussion avec le fabricant de cristaux Hellma, qui ne pouvait pas garantir le même seuil de dommage pour d'autres orientations.

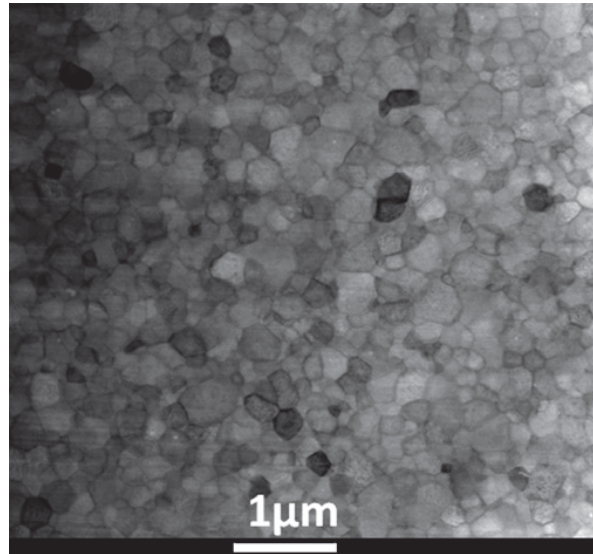


FIGURE II.25 – Imagerie par microscopie électronique à balayage en transmission d'une céramique Yb:CaF<sub>2</sub> dopées 1,5 % (extrait de [Sarthou 16]).

48 fois supérieur à celui du monocristal orienté [111]. Les céramiques présentent par ailleurs d'autres nombreux avantages.

Tout d'abord les propriétés mécaniques des matériaux céramiques peuvent être équivalentes voire supérieures aux monocristaux de même composition. En effet la conductivité thermique de céramiques dopées atteint en général des valeurs équivalentes à celles des monocristaux malgré la composition granulaire du milieu [Doroshenko 13] [Lu 02]. Cette composition granulaire tend d'ailleurs à « amortir » les contraintes, permettant d'obtenir une meilleure résistance à la propagation des fissures, aboutissant à un matériau céramique de plus grande ténacité et de plus grand coefficient de choc thermique que le monocristal équivalent.

Ensuite les propriétés optiques des matériaux céramiques peuvent elles aussi atteindre un degré de qualité équivalent aux monocristaux de même composition en particulier en ce qui concerne la spectroscopie et la transparence du matériau<sup>1</sup>.

Le principal avantage des céramiques par rapport aux monocristaux concerne leur procédé de fabrication. En effet grâce à une température de frittage inférieure à la température de fusion du matériau et à la nécessité d'une mise en forme du corps à cru (céramique avant frittage), la fabrication des céramiques transparentes est beaucoup moins gourmande en énergie et surtout plus flexible quant aux géométries obtenues : grandes dimensions, dopage optimisé, etc., que les traditionnels monocristaux. Il est alors possible de fabriquer des milieux amplificateurs à gradients de dopages voire des alternances de zones dopées et zones non dopées ou des matériaux avec des ions dopants différents dont les propriétés peuvent être multiples. Ce type de milieux amplificateurs donne accès à de nouvelles architectures, comme des micro-lasers déclenchés plus compacts [Basiev 08], ou des systèmes plus optimisés, comme des configurations disque mince limitant l'effet laser transverse [Osipov 15].

### 5.3 Fabrication des céramiques Yb:CaF<sub>2</sub>

#### 5.3.1 Procédés classiques par voie sèche

La forte réactivité des fluorures avec l'eau fait que la production standard de céramiques fluorées tend à éviter l'humidité. Pour l'Yb:CaF<sub>2</sub> par exemple, la fabrication des céramiques

1. La transparence des céramiques est bien souvent légèrement inférieure au monocristaux équivalents à cause de la présence quasi-inévitable d'impuretés. Cependant, les efforts des chimistes en ce sens donnent de bons résultats et les céramiques lasers ont des transparences, en général, excellentes.

transparentes reposent historiquement sur des procédés dits par voie sèche. Ainsi, dans ces procédés les poudres de monocristaux utilisées sont retirées de leur humidité pour éviter toutes réactions. Les principales étapes de fabrication selon ces méthodes sont les suivantes :

1. Fabrication de poudres (nanoparticules) de cristal Yb:CaF<sub>2</sub> (dopées ou non). Ces poudres sont principalement obtenues par co-précipitation dans l'eau. Elles sont ensuite séchées et broyées pour obtenir des grains de dimensions homogènes.
2. La mise en forme de la céramique. Cette étape peut avoir lieu à froid. Dans ce cas un pressage uniaxial puis isostatique est utilisé.
3. Frittage sous vide. Il s'agit du traitement thermique permettant la consolidation de la céramique.
4. L'obtention de la transparence. Jusqu'à présent la céramique était opaque et un dernier traitement de type SPS (« Spark Plasma Sintering » : chauffage et compression de la céramique) ou HIP (« Hot Isostatic Pressing » : chauffage et mise sous pression par gaz inerte) est utilisé.

À noter que les étapes 2. et 3. peuvent être combinées en une seule en utilisant la technique du frittage sous pression (« hot-pressing »). Cette dernière technique a notamment permis la fabrication de céramiques transparentes Yb:CaF<sub>2</sub> par des équipes chinoises [Liu 14] [Zuodong 15], acteurs actuels principaux sur les céramiques laser fluorées.

Une autre méthode de fabrication par voie sèche est aussi possible : la technique « hot-forming » [Basiev 07]. Ce procédé, développé par des équipes russes depuis 2008, repose sur la compression uniaxiale de monocristaux Yb:CaF<sub>2</sub> dopés tout en chauffant sous argon. Cette méthode a permis la synthèse de céramiques dont les qualités s'approchent des monocristaux de dopages équivalents, tant d'un point de vue mécanique [Popov 07], optique [Alimov 09] que des efficacités laser obtenues [Basiev 08]. Cependant il est possible d'émettre des doutes quant à la pertinence de cette méthode nécessitant la croissance préalable de monocristaux dopés, la flexibilité et le faible coût des techniques de fabrication classiques des céramiques sont alors perdus.

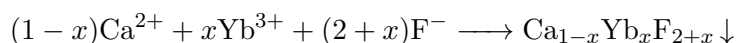
### 5.3.2 Procédé par voie humide

Par opposition aux techniques de fabrication classiques par voie sèche, un nouveau procédé par voie humide a été développé dans l'équipe de Michel MORTIER à l'Institut de Recherche de Chimie Paris, par SUGANUMA et ABALLÉA [Aballéa 15b] aboutissant à une amélioration notable des propriétés optiques et spectroscopiques des céramiques. Ce procédé diffère radicalement de ces prédécesseurs par le fait que les poudres sont maintenues dans un environnement humide pendant quasiment tout le processus de fabrication, permettant ainsi paradoxalement d'éviter l'oxygénation de ces dernières et donc d'augmenter la transparence et les propriétés optiques en évitant une phase amorphe aux joints de grain.

Ce procédé de fabrication suit cinq étapes distinctes que nous allons décrire maintenant.

#### Synthèse des nano-poudres

Les nano-poudres d'Yb:CaF<sub>2</sub> sont synthétisées par co-précipitation en milieu aqueux. Une solution aqueuse de nitrates de calcium et d'ytterbium en proportions stœchiométriques correspondant au dopage voulu est précipitée dans une solution d'acide fluorhydrique en excès selon la réaction suivante ( $x$  variable en fonction du dopage) :



Les nano-poudres subissent ensuite plusieurs étapes de lavage par redispersion et centrifugation afin d'éliminer l'acide fluorhydrique et les nitrates restants. Après les étapes de lavages, le corps à cru obtenu a la forme d'un gel translucide et accessoirement malléable.

### Mise en forme par centrifugation

Dans le but d'obtenir des céramiques de forme cylindrique, le gel précédemment obtenu est mis en forme par centrifugation dans des tubes à fond plat.

### Séchage partiel en étuve

Avant de pouvoir procéder au frittage il est nécessaire d'éliminer une grande partie de l'eau présente dans le corps à cru, au risque de le fracturer par évaporation rapide de l'eau. Cependant toute l'eau ne doit pas être évacuée car elle sert ici de liant au corps à cru ce qui risquerait là aussi de le fracturer. Un séchage très lent à température et humidité contrôlées est alors effectué pendant une à plusieurs semaines afin de laisser 35 % à 40 % massique d'eau dans l'échantillon. En fin de séchage le corps à cru obtenu est détaché de la paroi du tube.

### Consolidation

Une dernière étape est nécessaire avant le frittage à proprement parlé. Il s'agit d'une étape dite de consolidation dont le but est l'élimination de l'eau restante. Elle consiste en une mise au four à 500°C du corps à cru pendant vingt minutes permettant un début de densification. On obtient à la fin de cette étape une pastille opaque.

### Frittage sous vide

La dernière étape du processus de fabrication consiste en un frittage à 600°C sous vide sans application d'une contrainte extérieure. Le traitement thermique dure de une à trois heures jusqu'à obtention de la transparence complète de la céramique. Des échantillons peuvent ensuite directement être découpés et polis, une illustration du résultat final obtenu est donné en figure II.26.



FIGURE II.26 – Échantillon découpé et poli d'une céramique Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 1,5% (extrait de [Sarthou 16]).

Suite à l'obtention des premiers effets laser avec ce type de céramique en 2014 [Aballéa 15a] avec des performances comparables avec celles des monocristaux, la nécessité de l'étude des effets thermiques dans ces nouveaux matériaux s'est imposée dans l'optique de leur utilisation pour des lasers de forte puissance moyenne. En effet, les mesures préliminaires avaient montré un comportement thermique décevant et avec des causes complètement non identifiées. Ainsi l'Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP) avec la thèse de Julia SARTHOU [Sarthou 17b] et le Laboratoire Charles Fabry (LCF) à travers mes travaux de thèse ont travaillé conjointement à résoudre cette énigme. Les travaux de l'IRCP se sont concentrés sur la synthèse et la caractérisation des céramiques alors que mon travail s'est orienté sur les aspects thermiques de l'utilisation de ces composés comme milieu laser. Avant de s'intéresser plus précisément à cette problématique, nous allons brièvement exposer la qualité et les performances de ces céramiques obtenues par voie humide.

#### 5.4 Qualité et performances des céramiques obtenues par voie humide

Le principal argument en faveur de l'utilisation d'un procédé par voie humide réside dans la nécessité d'éviter l'oxygénation en surface des nano-poudres, l'eau formant une protection empêchant le phénomène. De cette manière les joints de grain sont inexistantes (i.e. ne sont pas formés par un composé particulier) et le passage d'un grain à l'autre se fait sans couches d'interface. L'image d'un joint de grain, formée par microscopie électronique à balayage HAADF (« High-Angle Annular Dark-Field ») et réalisée par SARTHOU et al., est donnée en figure II.27. Elle permet de remarquer qu'il n'y a en effet aucune couche d'interface aux passages d'un grain à l'autre. Le changement de plan atomique est d'ailleurs clairement visible. Ainsi il n'y pas de diffusion possible sur une quelconque interface au niveau des joints de grain et la porosité est minimisée.

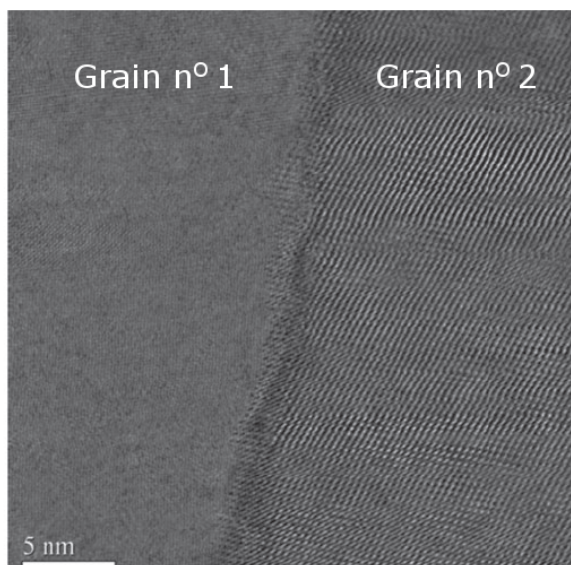


FIGURE II.27 – Imagerie par microscopie électronique à balayage HAADF d'un joint de grain d'une céramique Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 4% obtenue par voie humide (adapté de [Sarthou 16]).

La qualité optique des céramiques obtenue est aussi excellente et s'approche de celle des monocristaux. En figure II.28 les pertes optiques pour trois échantillons de céramiques de dopages différents (2 %, 3 % et 5 %) sont comparées à celle d'un monocristal de référence de dopage 1,7 % (utilisé pour l'étude thermique des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> en cryogénie exposée précédemment).

En ce qui concerne les propriétés mécaniques de la céramique, la plus importante pour une utilisation en puissance moyenne est bien entendu la conductivité thermique. Elle a d'ailleurs été mesurée pour les échantillons précédents et confrontée à celle de monocristaux de même dopage. La figure II.29 montre la comparaison entre les conductivités thermiques à température ambiante des céramiques obtenues par voie humide et de monocristaux en fonction du dopage. Les deux courbes sont similaires (avec 15 % d'écart relatif maximum) montrant que la structure granulaire de la céramique n'a pas d'impact significatif sur la conductivité thermique à température ambiante comme on aurait pu le soupçonner au premier abord. Cette étude approfondie de la conductivité thermique de ces céramiques, notamment en fonction de la température, a été faite par SARTHOU et al. [Sarthou 17a].

Intéressons-nous maintenant au point de vu laser. Au vu de la qualité des céramiques un effet laser significatif a pu être obtenu en 2014 en collaboration avec le groupe laser du LCF et ABALLÉA et al. ont notamment démontré une puissance jusqu'à 1,6 W en pompage par diode

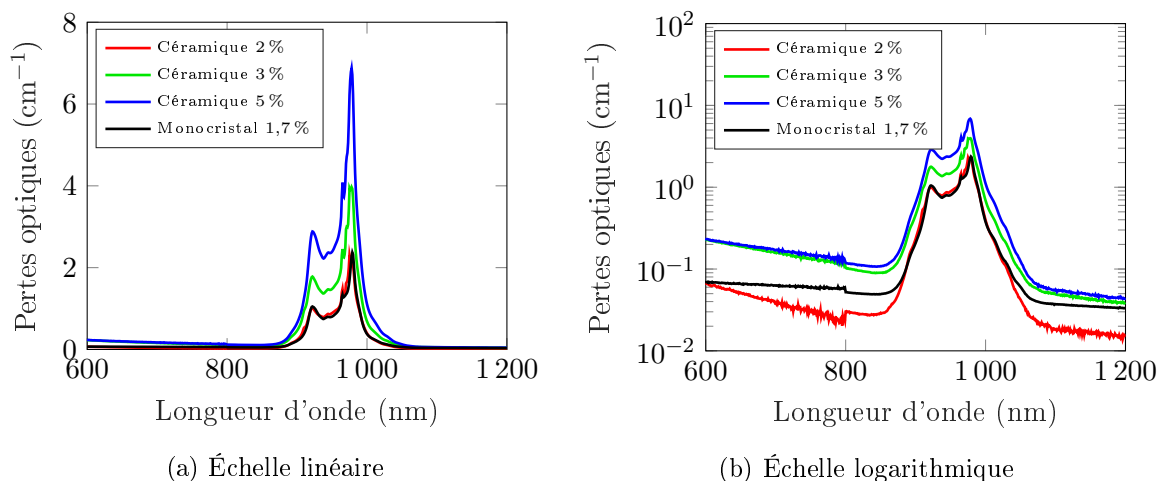


FIGURE II.28 – Pertes optiques des céramiques pour différents dopages et du cristal référence, calculées par mesure de transmission optique (mesures effectuées à l'IRCP).

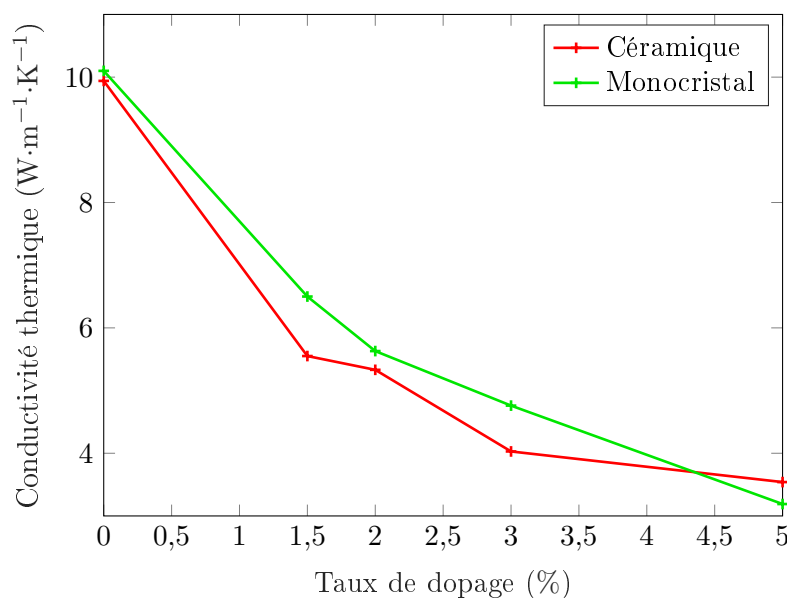


FIGURE II.29 – Comparaison entre les conductivités thermiques à température ambiante des céramiques obtenues et des monocristaux pour différents dopages. Mesures réalisées avec la méthode  $3\omega$  [Cahill 90].

laser pour un échantillon de céramique dopé 4% [Aballéa 15a]. L'efficacité obtenue atteint 43% pour une efficacité optique-optique de 25%, performances comparables à ce qui peut être obtenu avec des monocristaux de dopage équivalent.

## 6 Échauffement des céramiques

Le procédé de synthèse des céramiques donnent ainsi de très bons premiers résultats tant sur le plan de la qualité globale du matériau (conductivité thermique et transparence notamment) que de la spectroscopie (efficacité du processus laser obtenu). Il est maintenant temps de s'intéresser à la problématique thermique, deux buts étant visés. Tout d'abord estimer le potentiel en haute puissance moyenne des céramiques  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  synthétisées par voie humide. Ensuite vérifier l'isotropie de ce matériau d'un point de vue thermique.



Dans ce cadre, durant ma thèse, nous avons choisi d'étudier les lentilles thermiques car cet effet est une combinaison des différents effets induits par le pompage et de comparer les résultats avec ceux obtenus pour un monocristal de dopage équivalent pour permettre à la fois de quantifier la différence au niveau de l'impact des effets thermiques mais aussi de valider la meilleure isotropie des céramiques.

Nous allons mesurer la lentille thermique pour un pompage par diode laser de puissance modérée (compatible avec la tenue au flux des céramiques) à température ambiante. Pour cette étude nous utilisons trois échantillons de céramiques de dopages différents (2%, 3% et 5%) mais de forme et de dimensions proches (parallélépipèdes de dimensions millimétriques). Le monocristal de référence, de forme parallélépipédique (5 mm × 5 mm × 7 mm), est dopé 1,7%.

## 6.1 Mesure de lentilles thermiques

La mesure des lentilles thermiques s'effectue avec un schéma expérimental proche de celui utilisé dans le cas des monocristaux en refroidissement cryogénique (cf figure II.14). Les échantillons sont maintenant placés dans une monture en cuivre refroidie par un circuit d'eau froide à 17°C et sont pompés par une diode laser de 10 W (pour des mesures préliminaires) émettant à une longueur d'onde de 980 nm en régime continu. Le faisceau de pompe possède un diamètre dans le cristal de 210 μm avec une divergence négligeable. Le faisceau sonde possède un diamètre de 3 mm dans l'échantillon. Le schéma expérimental est donné en figure II.30.

Les profils de lentilles thermiques, mesurés pour une céramique dopée 1,5% synthétisée par

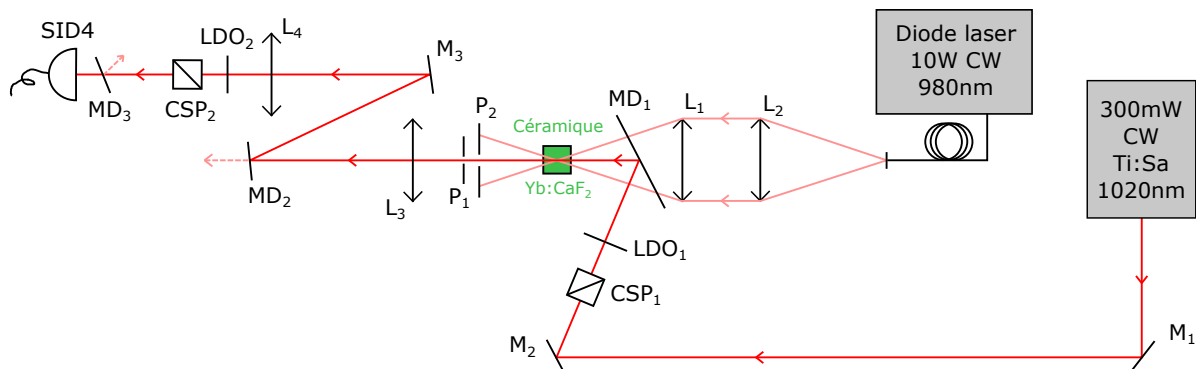


FIGURE II.30 – Schéma expérimental de la mesure de la lentille thermique pour les céramiques obtenues par voie humide.

voie humide pour les deux polarisations orthogonales s et p, sont donnés en figure II.31. Comme attendu de par l'isotropie intrinsèque de la céramique, aucune dépendance notable de la lentille thermique avec la direction de la polarisation linéaire du faisceau sonde n'est observée. De plus le profil de la lentille thermique ne laisse apparaître aucun astigmatisme notable. À titre de comparaison, le front d'onde mesuré pour le monocristal orienté [111] et la polarisation s est lui aussi tracé en figure II.31, celui-ci apparaît plus bruité car possédant une amplitude beaucoup plus faible.

La puissance dioptrique des lentilles thermiques pour les différents échantillons est tracée en figure II.32 en fonction de la puissance absorbée et comparée au cas du monocristal de référence. Le caractère divergent des lentilles thermiques dans le cas du CaF<sub>2</sub> se retrouve logiquement pour les céramiques au travers du signe négatif de la puissance dioptrique. Cependant les résultats montrent un écart important entre les puissances dioptriques du monocristal de référence et les céramiques : un coefficient multiplicatif de 8,84 en valeur absolue est observé<sup>1</sup>. Le dopage

1. Ce coefficient est calculé à partir des régressions linéaires de chaque courbe. Un coefficient directeur moyen est alors calculé pour les céramiques (courbe « Moyenne céramique » sur la figure II.32) et utilisé pour

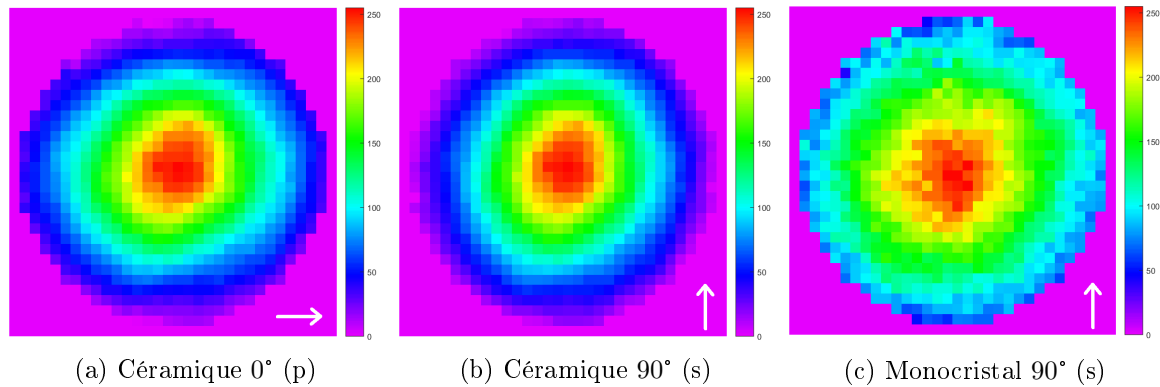


FIGURE II.31 – (a) et (b) Profils des lentilles thermiques normalisées obtenues pour un échantillon de céramique dopé 1,5 % ( $P_{\text{abs}} = 3,2 \text{ W}$ ) et synthétisé par voie humide. (c) Profil de lentilles thermiques normalisées obtenues pour le cristal de référence ( $P_{\text{abs}} = 3,4 \text{ W}$ )

n'a par ailleurs qu'un impact très secondaire sur le comportement observé : seule la céramique la plus dopée (à 5 %) diffère légèrement des précédentes.

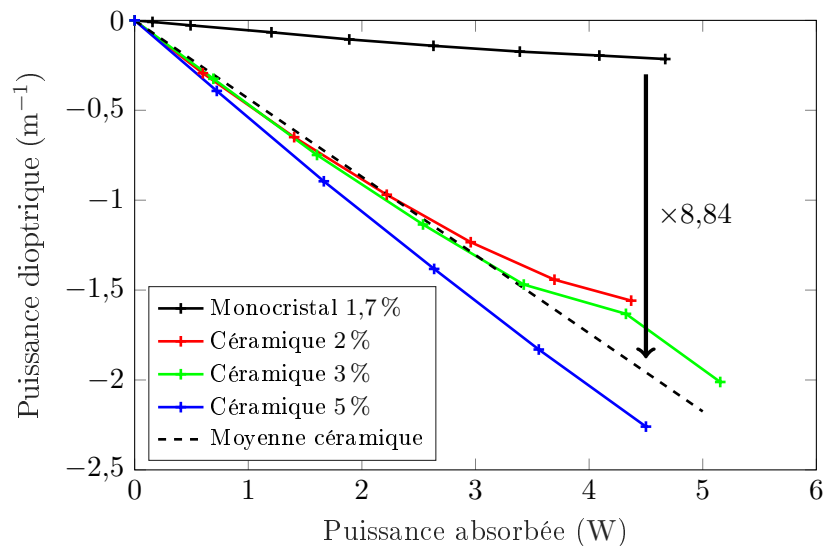


FIGURE II.32 – Puissance dioptrique de la lentille thermique en fonction de la puissance absorbée pour différents dopages de céramiques et pour le monocristal de référence dopé 1,7 %.

## 6.2 Mise en évidence de l'effet non radiatif

### 6.2.1 Sources théoriques de l'échauffement

Dans le but de comprendre la provenance de cet écart de puissances dioptriques des lentilles thermiques entre céramiques et monocristaux, revenons à la courbe  $D_{\text{th}} = f(P_{\text{abs}})$  dont l'expression est rappelée ci-dessous :

$$D_{\text{th}} = \frac{\eta_h P_{\text{abs}} \chi}{2\pi w_p \kappa} \quad (\text{II.33})$$

Le coefficient directeur de cette courbe possède différents paramètres pouvant expliquer l'écart observé, en plus de la puissance de pompe absorbée :

déterminer le coefficient.

- Le diamètre du faisceau de pompe dans le matériau  $2w_p$
- La conductivité thermique du matériau  $\kappa$
- Le coefficient thermo-optique  $\chi$
- La fraction thermique  $\eta_h$

Nous allons maintenant examiner ces quatre paramètres afin de déterminer celui (ou ceux) qui permet(tent) d'expliquer la différence notable observée sur la puissance dioptrique des lentilles thermiques.

L'utilisation d'un schéma expérimental identique pour les céramiques et le monocristal exclut tout d'abord une explication géométrique de cette variation (influence du diamètre du faisceau de pompe).

La conductivité thermique des céramiques obtenues par voie humide, quant à elle, a été mesurée indépendamment comme étant très proche de celle des monocristaux de même composition [Sarthou 16], n'expliquant pas le rapport entre les puissances dioptriques observé.

Pour ce qui est du coefficient thermo-optique, dont l'expression est rappelée ci-dessous, il regroupe plusieurs composantes.

$$\chi = \frac{dn}{dT} + (n - 1)(2 + \nu)\alpha_T + 2n^3\alpha_T C_{T,\varphi} \quad (\text{II.34})$$

La partie liée à l'indice (variation de l'indice avec la température) peut raisonnablement être considérée comme étant la même pour un monocristal et une céramique. En ce qui concerne la composante liée à la dilatation thermique et aux contraintes, on ne peut bien sûr pas considérer que cette composante soit rigoureusement la même à cause de la différence structurelle majeure entre monocristaux et céramiques. Cependant s'agissant du même composé dans les deux cas, il semble très peu probable que la variation de coefficient thermo-optique entre céramiques et monocristaux puisse expliquer l'écart de puissances dioptriques observé. Afin de valider cette hypothèse une mesure de la température des céramiques est réalisée. Ces mesures (bien que difficiles à calibrer précisément avec le monocristal car celui-ci chauffe extrêmement peu) laisse clairement apparaître un échauffement du même ordre de grandeur que l'écart entre les puissances dioptriques validant plutôt un échauffement des céramiques qu'un coefficient thermo-optique différent.

La cause de l'écart entre puissances dioptriques est par conséquent à chercher du côté du dernier terme : la quantité de chaleur déposée dans les céramiques ou, de manière équivalente, la fraction thermique  $\eta_h$ . Nous allons par conséquent maintenant passer en revue les différentes causes possibles de l'échauffement de nos céramiques qui apparaissent dans la fraction thermique. L'expression de cette grandeur dans l'hypothèse d'une absence d'effet laser<sup>1</sup> est donnée ci-dessous :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \quad (\text{II.35})$$

Ces causes possibles, déjà décrites en partie 2.2, sont par conséquent :

- L'absorption de photons de pompe n'aboutissant pas à une inversion de population et décrite par le rendement quantique d'absorption  $\eta_p$ .
- La désexcitation non radiative par le défaut quantique de fluorescence.
- La désexcitation par une voie purement non radiative à partir du niveau excité.

Tout d'abord la voie de désexcitation radiative du niveau excité donnant lieu à l'échauffement du matériau par le défaut quantique de fluorescence n'est pas à mettre en cause ici car la spectroscopie du monocristal de CaF<sub>2</sub> et celle des céramiques sont les mêmes [Sarthou 17b]. Sa dynamique n'est régie que par le temps de vie de fluorescence qui a déjà été mesuré et correspond au monocristal équivalent (cf partie 6.3.3).

En ce qui concerne l'absorption des photons de pompe par des entités autre que des ions ytterbium, la transparence des céramiques obtenues (cf figure II.28) et la très grande similarité entre

1. En effet il n'y a pas d'effet laser dans notre cas de mesure de lentilles thermiques.

les propriétés spectrales des céramiques et des monocristaux [Kallel 14] tendent à montrer que ce n'est pas en ce sens qu'il faut chercher et que le coefficient  $\eta_p$  est proche de l'unité<sup>1</sup>.

Il nous reste en conséquence à chercher du côté des transitions non radiatives comme sources de chaleur se traduisant par une diminution drastique du rendement quantique de fluorescence  $\eta_r$ .

### 6.2.2 Cavity laser et suivi de la température par thermographie infrarouge

Dans le but de discriminer les transitions non radiatives à partir du niveau excité comme sources de chaleur, une méthode simple consiste à mettre en évidence une variation du taux de transition non radiatif en forçant une autre transition qui va vidanger le niveau excité. Le plus simple consiste à utiliser l'émission stimulée. Pour ce faire nous avons monté une cavité laser utilisant les céramiques comme milieu à gain. Dans le but d'obtenir un effet laser important permettant une variation non négligeable du comportement thermique, le rayonnement de pompe (diode 10 W précédemment utilisée pour les mesures de lentilles thermiques cf figure II.31) est focalisé sur un diamètre de 50  $\mu\text{m}$  (pour augmenter le gain) et un coupleur de sortie de haute réflectivité à 98 % (pour maximiser la puissance intracavité) est utilisé. Le suivi de la variation du comportement thermique est fait grâce à une mesure par thermographie infrarouge (plage de détection 8  $\mu\text{m}$ -12  $\mu\text{m}$ ) de la température de la face de sortie des céramiques. Le schéma expérimental final est donné en figure II.33. La puissance laser obtenue pour cette cavité pour les différentes céramiques est donnée en figure II.34. La simulation de la cavité laser à l'aide du logiciel ReZonator permet de déterminer la dimension du faisceau laser intracavité, notamment dans le cristal laser ( $\Phi_{\text{cristal}} = 180 \mu\text{m}$ ). L'intensité laser obtenue dans le cristal à puissance maximale atteint plusieurs dizaines de kilowatts par centimètre carré ( $I_{\text{max}2\%} = 56 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ,  $I_{\text{max}3\%} = 67 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  et  $I_{\text{max}5\%} = 89 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) de l'ordre de l'intensité de saturation de l'Yb:CaF<sub>2</sub> ( $I_{\text{sat}} = 30,6 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) justifiant la vidange du niveau excité par l'émission stimulée.

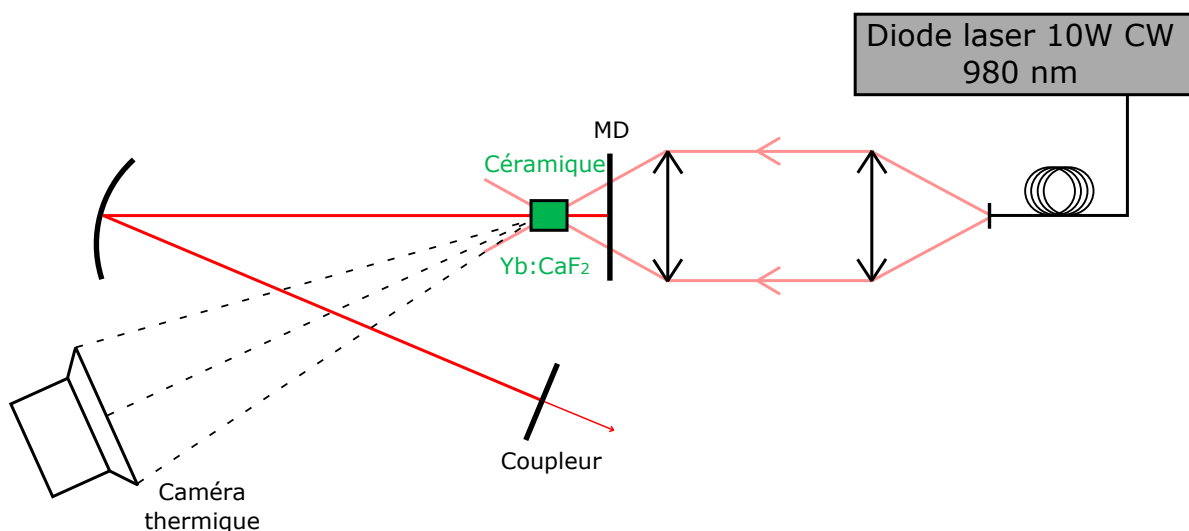


FIGURE II.33 – Schéma expérimental du suivi de température des céramiques en cavité.

Le suivi de la température de la face de sortie du cristal avec et sans effet laser en fonction de la puissance absorbée est donné en figure II.35. Tous les échantillons montrent un refroidissement du cristal consécutif de l'effet laser. Ce comportement va à l'encontre du comportement

1. Ce point pourra être validé par la suite à l'aide de mesures de températures des céramiques en cavité avec et sans effet laser.

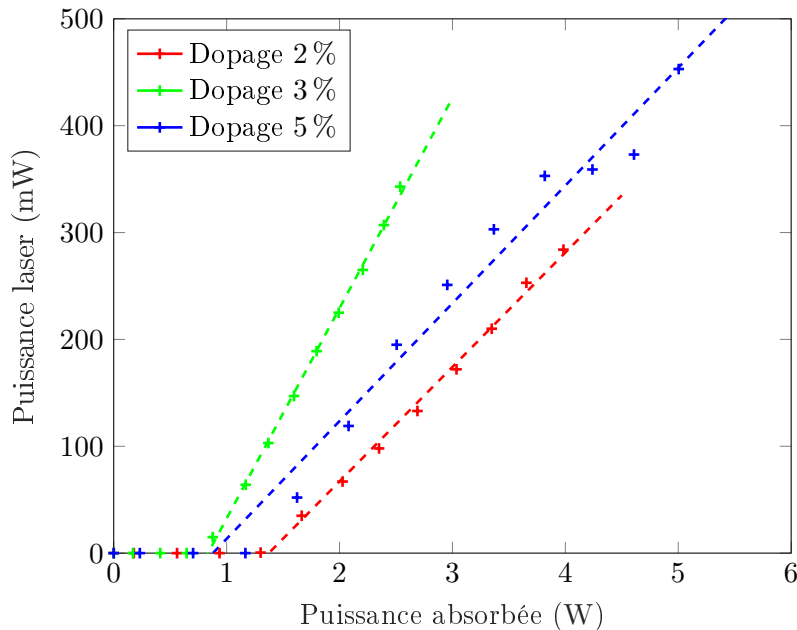


FIGURE II.34 – Puissance émise par la cavité pour les différents échantillons de céramiques en fonction de la puissance absorbée.

observé avec les matériaux Yb:CaF<sub>2</sub>.

Pour comprendre cela considérons tout d'abord le cas parfait sans transitions non radiatives à partir du niveau excité<sup>1</sup> ie  $\eta_r = 1$  et pour lequel le rendement quantique d'absorption est égal à l'unité ( $\eta_p = 1$ ). Il est d'ailleurs à noter que ce cas correspond peu ou prou au cas du monocristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> comme mesuré par BOUDEILE [Boudeile 08]. À partir de là, deux situations sont à distinguer :

- Sans effet laser ( $\eta_l = 0$ ). On obtient alors la fraction thermique suivante :

$$\eta_h = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \quad (\text{II.36})$$

- Avec effet laser ( $\eta_l \neq 0$ ). La fraction thermique devient dans ce cas :

$$\eta_h = 1 - \left[ (1 - \eta_l) \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (\text{II.37})$$

Or la longueur d'onde de fluorescence moyenne de l'Yb:CaF<sub>2</sub> ( $\lambda_f = 1008$  nm) est notablement inférieure à la longueur d'onde d'émission laser, ceci à cause du très large spectre d'émission. Il en résulte que la fraction thermique est plus importante en présence d'effet laser, aboutissant à une augmentation de la charge thermique donc à un échauffement du milieu. Ce phénomène a déjà été observé dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub> au travers de mesures de lentilles thermiques [Boudeile 08] mais aussi pour d'autres matériaux dopés à l'ytterbium ayant la même relation d'ordre entre les longueurs d'onde laser et de fluorescence moyenne. C'est notamment le cas de l'Yb:KGW [Chénais 02].

Dans notre cas le comportement thermique est inverse et ne peut s'expliquer que par un écart à l'unité des coefficients  $\eta_p$  et  $\eta_r$ . Pour cela définissons  $\Delta\eta_h$  comme étant la différence entre les fractions thermiques  $\eta_h$  avec effet laser maximal (tous les ions ytterbium participent à l'effet

1. ou négligeables devant les autres taux de transition à partir du niveau excité

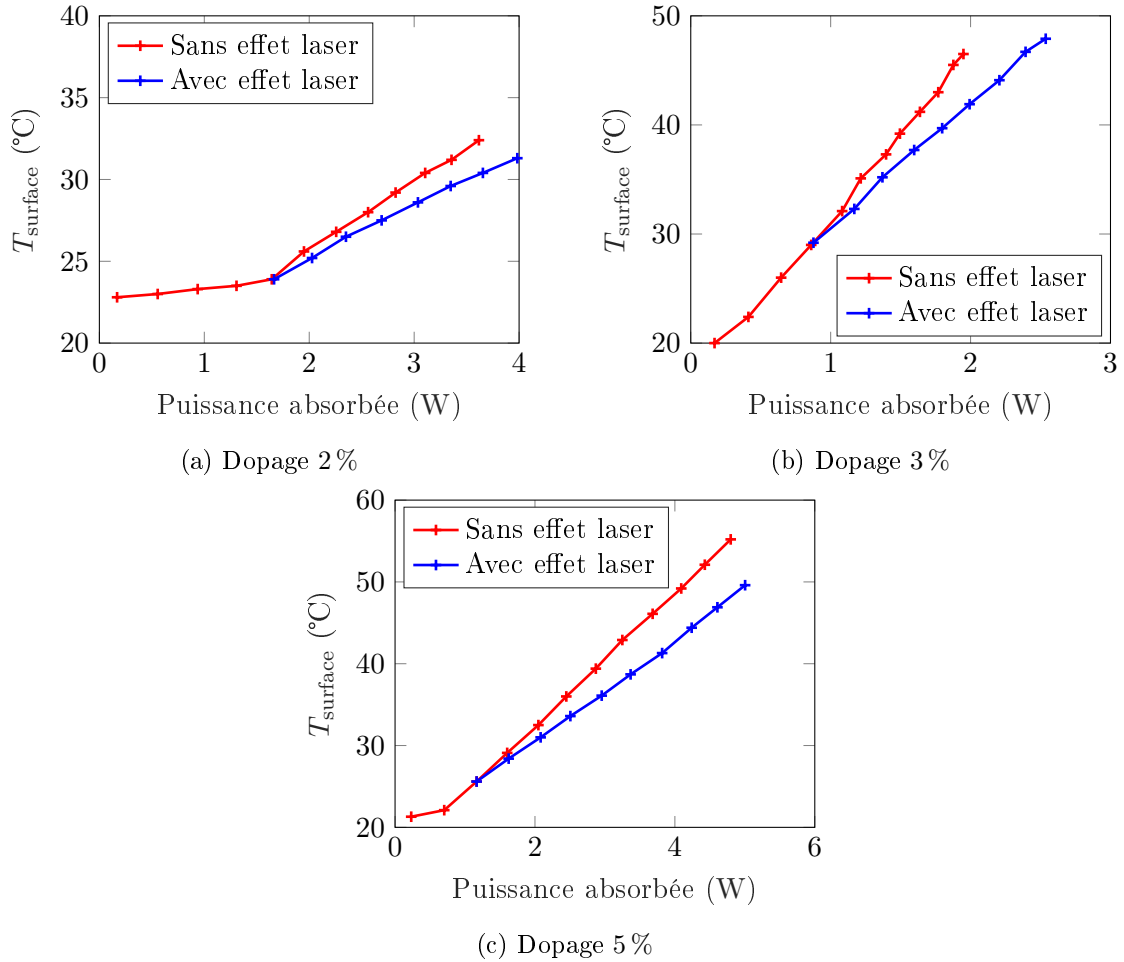


FIGURE II.35 – Suivi de la température maximale de la surface de sortie de la céramique en fonction de la puissance absorbée avec (bleu) et sans (rouge) effet laser pour des céramiques de différents dopages.

laser :  $\eta_l = 1$ ) et sans effet laser ( $\eta_l = 0$ ). Il vient :

$$\begin{aligned} \Delta\eta_h &= \eta_h(\eta_l = 1) - \eta_h(\eta_l = 0) \\ &= \eta_p \left[ \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

La figure II.36 donne  $\Delta\eta_h$  en fonction des rendements quantiques d'absorption  $\eta_p$  et de fluorescence  $\eta_r$ . Il en ressort que l'action d'une diminution combinée des deux rendements quantiques permet le refroidissement le plus important. Même si les deux rendements ont un impact sur la variation de la fraction thermique, seul le rendement quantique de fluorescence  $\eta_r$  permet de passer d'un échauffement par effet laser à un refroidissement. La valeur limite  $\eta_{r \text{ lim}}$  se déduit de l'expression de  $\Delta\eta_h$  (équation II.38) :

$$\eta_{r \text{ lim}} = \frac{\lambda_f}{\lambda_l} = 0,979 \quad (\text{II.39})$$

Une diminution du rendement quantique d'absorption conduit quant à lui à une augmentation globale de la fraction thermique donc de la température mais ne peut pas conduire à un refroidissement car les processus diminuant  $\eta_p$  ne dépendent pas de la population de l'état excité<sup>1</sup>.

1. Le cas extrême d'un matériau n'excitant plus ses ions ytterbium, car tout le rayonnement de pompe est absorbé par ailleurs ( $\eta_p = 0$ ), possède une fraction thermique constante. Bien sûr dans ce cas limite ni l'effet laser ni la fluorescence ne sont possibles.

Ceci tend à corroborer les données spectroscopiques donnant  $\eta_p$  très proche de l'unité. De plus, ce type de refroidissement a déjà été observé par CHÉNAIS et al. pour des matériaux dopés à l'ytterbium possédant également des effets non radiatifs importants [Chénaïs 02].

En conclusion la cause de l'échauffement des céramiques est expliquée par des effets non radiatifs importants qui diminuent fortement le rendement quantique de fluorescence jusqu'à passer sous la valeur seuil  $\eta_{r \text{ lim}}$ . Nous détaillerons les effets non radiatifs dans la suite.

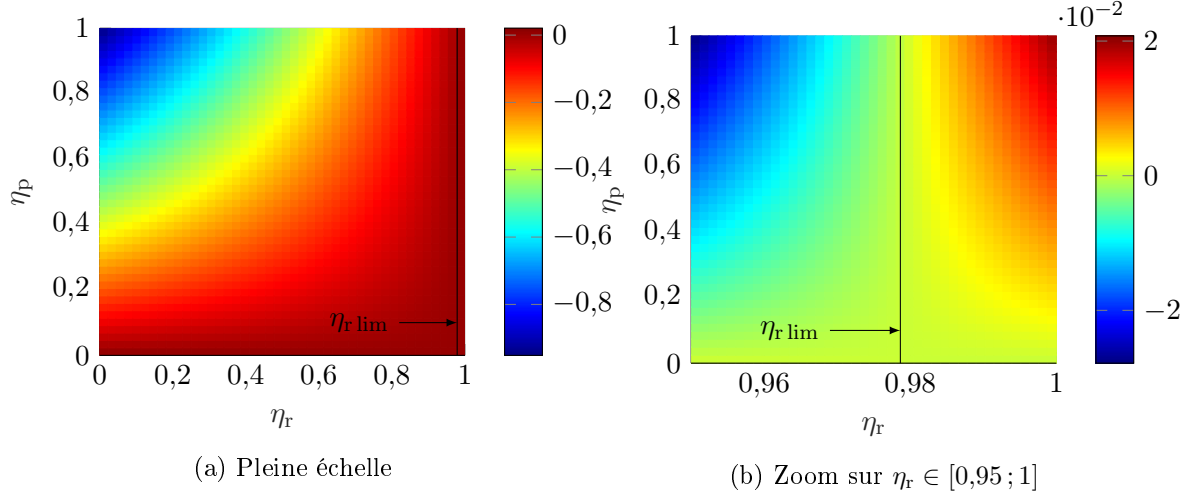


FIGURE II.36 –  $\Delta\eta_h$  en fonction de  $\eta_r$  et  $\eta_p$  pour  $\lambda_p = 980$  nm,  $\lambda_f = 1008$  nm et  $\lambda_l = 1030$  nm. Les lignes noires correspondent à  $\Delta\eta_h = 0$ .

### 6.2.3 Détermination du rendement quantique de fluorescence

Le rendement quantique de fluorescence pour des monocristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> équivalents fournis par le CIMAP a déjà été mesuré par des mesures de profil thermique sur la zone pompée [Boudeile 08]. Le résultat,  $\eta_r = 0,993$ , confirme l'excellente qualité cristalline des monocristaux utilisés. En considérant que le rendement quantique d'absorption est égal à 1 (valable au vue de l'excellente qualité des cristaux) il est possible de calculer la fraction thermique sans effet laser pour le monocristal ( $\lambda_f = 1008$  nm et  $\lambda_p = 980$  nm) :

$$\eta_{h \text{ sans laser cr}} = 1 - \left[ \eta_{r \text{ cr}} \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right] = 0,035 \quad (\text{II.40})$$

Il est de même possible de déterminer la fraction thermique de chaque céramique utilisée et le rendement quantique de fluorescence  $\eta_{r \text{ ce}}$  associé. Afin de s'affranchir des effets liés à la cavité, il est intéressant de faire des mesures relatives entre les mesures de lentilles thermiques obtenues avec les céramiques et une référence obtenue avec le cristal. En effet, en considérant grâce aux justifications précédentes, un coefficient thermo-optique égal entre les céramiques et le monocristal et un rendement quantique d'absorption égal à l'unité pour les céramiques (valable de par leur excellentes transparences, cf figure II.28), on peut déduire, à partir des équations 2.3.1 et 2.2, les égalités suivantes :

$$\begin{cases} \eta_{h \text{ sans laser ce}} = \frac{D_{\text{th ce}} \kappa_{\text{ce}} P_{\text{abs cr}}}{D_{\text{th cr}} \kappa_{\text{cr}} P_{\text{abs ce}}} \eta_{h \text{ sans laser cr}} & (\text{II.41a}) \\ \eta_{r \text{ ce}} = \frac{\lambda_f}{\lambda_p} [1 - \eta_{h \text{ ce}}] & (\text{II.41b}) \end{cases}$$

Il est ainsi possible de déterminer le rendement quantique de fluorescence de chaque céramique à partir de celui du monocristal et des valeurs de la puissance dioptrique mesurées précédemment (cf figure II.32). Les valeurs utilisées ainsi que les résultats obtenus sont donnés dans le

tableau II.6<sup>1</sup>.

Constantes	Monocristal dopage 1,7 %	Céramiques dopage		
		2 %	3 %	5 %
Conductivité thermique $\kappa$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	6,5	5,22	3,98	3,5
Fraction thermique sans effet laser $\eta_{\text{h sanslaser}}$	0,035	0,222	0,171	0,180
Rendement quantique de fluorescence $\eta_{\text{r}}$	0,993	0,806	0,858	0,849

Tableau II.6 – Valeurs des constantes utilisées pour le calcul des rendements quantiques de fluorescence (incertitudes estimées à  $\pm 3\%$ ) et résultats obtenus pour les céramiques ( $\lambda_{\text{f}} = 1008 \text{ nm}$  et  $\lambda_{\text{p}} = 980 \text{ nm}$ ).

Les résultats concernant le rendement quantique de fluorescence montrent bien des valeurs sous la valeur limite  $\eta_{\text{r lim}}$  délimitant le changement de comportement thermique. Les céramiques dopées 3 % et 5 % possèdent toutes deux un rendement quantique de fluorescence proche de 85 % et celle dopée à 2 % une valeur plus faible autour de 81 %. À noter que c'est la céramique dopée 2 % qui possède le rendement quantique de fluorescence le plus faible malgré la meilleure lentille thermique. Ceci s'explique par une conductivité thermique bien meilleure pour cet échantillon que pour les deux autres.

En conclusion, malgré les bons résultats obtenus pour ces céramiques au niveau de l'efficacité laser, de la transparence et de la conductivité thermique, l'échauffement important rend leur usage compromis par rapport aux monocristaux pour une utilisation dans des systèmes laser de haute puissance moyenne.

Pour trouver la cause de l'échauffement important des céramiques et pallier ses effets, il est intéressant d'identifier l'effet responsable. Nous allons par conséquent maintenant nous intéresser aux causes possibles de cet effet non radiatif.

## 6.3 Causes possibles de l'échauffement des céramiques

### 6.3.1 La présence d'impuretés dans le milieu comme sites non radiatifs

Nous allons nous intéresser à la présence d'impuretés dans les céramiques qui pourraient être à l'origine d'effets non radiatifs notables.

Malgré toutes les précautions prises, il est tout de même difficile d'empêcher toutes contaminations. Notamment les poudres utilisées comme réactifs ne sont jamais totalement pures, représentant donc une source de contamination indépendante des conditions de manipulation. Plus précisément on va retrouver dans ces poudres d'autres terres rares que l'ytterbium (qui vont donc constituer des impuretés), dont les propriétés spectroscopiques sont telles qu'elles peuvent favoriser des transitions non radiatives des ions ytterbium.

Beaucoup de ces terres rares sont paramagnétiques. Pour les détecter la technique de Résonance Paramagnétique Électronique (RPE) est utilisée<sup>2</sup>.

Les résultats obtenus avec cette technique sur les échantillons de dopages différents permettent de mettre en évidence l'ion ytterbium en sites de haute symétrie, ce qui est compatible avec la répartition en agrégats. De plus la présence de l'élément  $\text{Mn}^{2+}$  est clairement identifiée avec un taux par rapport au nombre total de cations dans les échantillons de 1 ppm à 3 ppm. Ce

1. Les résultats donnés pour la fraction thermique et le rendement quantique de fluorescence sont obtenues par moyenne à cause de l'écart à la linéarité des courbes de puissances dioptriques de la figure II.32. Avec les valeurs extrêmes on a une estimation des incertitudes de l'ordre de  $\pm 3\%$  sur la valeur des  $\eta_{\text{h}}$  et  $\eta_{\text{r}}$ .

2. Cette technique est basée sur la faculté de certaines espèces à absorber un rayonnement électromagnétique quand elles sont placées dans un champ magnétique en exploitant les propriétés du moment magnétique du spin de l'électron [Zavoisky 45]. Une mesure RPE consiste en la mesure de l'absorption de ce rayonnement qui dépend de l'espèce absorbante et de son environnement.



taux est relativement faible et l'impact de cet ion sur l'échauffement doit encore être minimisé car un taux comparable a été observé dans des monocristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub>. La technique RPE a d'ailleurs pu montrer que cette contamination aux ions Mn<sup>2+</sup> trouvait son origine dans les nitrates de calcium utilisé pour la fabrication des nanopoudres d'Yb:CaF<sub>2</sub>.

En conclusion de cette recherche d'impuretés il ressort la présence de l'ion Mn<sup>2+</sup> dans une proportion déjà faible provenant des nitrates de calcium utilisés comme précurseurs. De plus la présence de ces mêmes ions dans les monocristaux équivalents tend à montrer que la cause de l'effet non radiatif observé sur ces céramiques ne vient pas de cette impureté. Enfin le fait que d'autres impuretés paramagnétiques n'ayant pas été clairement mise en évidence, semble enterrer l'hypothèse de ce type d'impuretés comme cause de l'échauffement des céramiques. Bien entendu la présence d'impuretés indétectables à la RPE (parmi lesquelles quelques terres rares) n'est pas à exclure et nécessitera une étude plus poussée en ce sens.

### 6.3.2 Porosité : diffusion et pertes optiques ?

Un autre facteur d'augmentation des transitions non radiatives est la présence de pores d'air résiduels dans les céramiques. En effet la présence de ces pores s'accompagne de défauts favorisant les effets non linéaires comme déjà évoqué. De plus la présence d'interfaces CaF<sub>2</sub>/air diffuse les photons par diffusion de Mie, ce qui va introduire des pertes sur la partie visible des courbes de pertes optiques des céramiques. Parce que la transparence de ce type de matériaux ne peut être obtenue que par la densification de ceux-ci au cours du processus de synthèse, la porosité résiduelle est a priori très faible. De plus les pertes optiques étant très proches de celle du monocristal de référence (cf figure II.28) et au vue des performances laser déjà évoquées [Aballéa 15a], cette hypothèse ne semble pas viable pour expliquer l'échauffement observé des céramiques bien qu'il soit difficile d'estimer de manière correcte la quantité de porosité résiduelle.

Il est par contre possible d'avoir une idée de la taille des pores. À partir de simulations de diffusion de Mie de pores d'air dans un milieu d'indice correspondant à celui du CaF<sub>2</sub>, SARTHOU a déterminé qu'une distribution relativement étendue de pores de petites dimensions (25 nm) permettait de retrouver le comportement des pertes optiques dans le visible et le proche infra-rouge [Sarthou 17b].

Les pertes à la longueur d'onde laser dues à la porosité sont donc négligeables comme cela est visible sur les courbes de transmission des céramiques et cristaux. De plus, elles peuvent être attribuées à de la diffusion ce qui réduit encore la quantité d'absorption seule susceptible d'échauffement. Ces faibles pertes dues aux pores vont dans le même sens que les résultats laser. En effet, nous avons obtenus avec les différentes céramiques testées (comme cela a aussi été le cas précédemment [Aballéa 15a]) des résultats laser bien trop efficaces pour pouvoir considérer des pertes par absorption importantes. En effet, le faible gain des matériaux dopés à l'ytterbium ne pourrait supporter de telles pertes sans avoir un impact extrêmement visible sur l'efficacité laser. Cependant ce dernier point est à nuancer en considérant que lors de l'optimisation de l'effet laser, la position du faisceau dans la céramique est optimisée, sélectionnant donc la meilleure zone du matériau. Les pertes dues aux pores sont par conséquent certainement minimisées.

### 6.3.3 Le piégeage radiatif

Une cause d'échauffement pourrait venir d'une forte probabilité de tomber dans un piège à cause du piégeage radiatif. Ce type d'effet correspond au cas où un photon, émis par un ion actif, se retrouve réabsorbé par un autre ion actif dans l'état fondamental. Cet effet ne produit intrinsèquement pas de chaleur supplémentaire au défaut quantique mais peut être délétère

pour les effets thermiques car il s'effectue en cascade, ce qui conduit à une « migration » de l'ion excité et augmente donc la probabilité que le photon émis tombe dans un défaut local, dissipant son énergie en chaleur.

Un piégeage radiatif trop important se verrait à travers un allongement notable du temps de fluorescence, les photons se retrouvant alors piégés dans des boucles.

Au sein du composé  $\text{Yb:CaF}_2$ , comme déjà expliqué dans le chapitre 1, les ions ytterbium se regroupent en structures organisées appelées agrégats. Ce type de regroupement des ions actifs a donc pour conséquence d'augmenter les effets de piégeages à cause de la proximité des ions entre eux. Il est donc logique de penser qu'un tel composé soit favorable à ce type d'effet non radiatif.

Pour mettre en évidence ce piégeage radiatif, il suffit donc de mesurer le temps de vie de fluorescence et de le comparer au temps de vie classique de l'ytterbium dans le fluorure de calcium. SARTHOU au cours de sa thèse [Sarthou 17b] a effectué ces mesures pour les différents échantillons dopés. Les résultats obtenus à température ambiante sont donnés dans le tableau II.7.

Dopage	2 %	3 %	5 %
Temps de vie de fluorescence (ms)	2,1	2,3	2,5

Tableau II.7 – Temps de vie de fluorescence de l'ytterbium dans les céramiques  $\text{Yb:CaF}_2$  réalisées par voie humide. La longueur d'onde d'excitation est 976 nm.

Les résultats obtenus montrent des temps de vie à température ambiante qui sont en accord avec les résultats classiques pour l'ytterbium dans la fluorine [Petit 08]. Ces temps de vie ne sont ni plus courts ni plus longs que dans le cas des monocristaux, ce qui confirme l'hypothèse  $\eta_p = 1$  énoncées précédemment dans le calcul des coefficients  $\eta_r$ .

Ces temps de vie mesurés à température ambiante sont des temps de vie globaux ie moyennés sur les différents sites de l'ytterbium. Dans le but de discriminer les différents sites, SARTHOU et al. ont aussi mesurés les temps de vie de fluorescence des échantillons à 20 K permettant de différencier les sites. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau II.8.

Site (longueur d'onde excitatrice)	Temps de vie de fluorescence (ms)
$O_h$ (963 nm)	2,2
$C_{4v}$ (969 nm)	2,5
$C_{3v}$ (976 nm)	2,1
Agrégats (980 nm)	2,2

Tableau II.8 – Temps de vie de fluorescence à 20 K des différents sites de l'ytterbium dans les céramiques  $\text{Yb:CaF}_2$  réalisées par voie humide pour un dopage de 2 %.

Les résultats à température cryogénique montrent une forte différenciation en fonction des différents sites de l'ytterbium. Cependant ces résultats sont encore une fois en accord avec les temps de vie usuels de l'ytterbium dans le fluorure de calcium [Petit 08], sans variation notable.

Il vient de ces résultats que le comportement des céramiques par rapport aux monocristaux vis à vis du piégeage radiatif n'est pas fondamentalement différent et ne permet pas d'expliquer directement l'échauffement observé précédemment.

#### 6.3.4 Différence structurelle entre les monocristaux et les céramiques

À ce stade il ressort que les trois causes intuitives pour expliquer l'échauffement des céramiques -qui sont la présence d'impuretés paramagnétiques, une porosité résiduelle absorbante, un piégeage radiatif favorisant le transfert des ions excités vers des sites de piègeage- ne sont

pas assez importantes pour expliquer à elles seules la différence de comportement thermique observé entre céramiques et monocristaux. Cependant il n'est pas à exclure qu'une combinaison de ces trois causes soit à l'origine d'une partie de l'échauffement.

Penchons-nous maintenant sur une différence majeure entre les céramiques et les monocristaux : leur différence structurale. La croissance d'un cristal est en effet faite de sorte à avoir un empilement le plus parfait possible de mailles de façon à éviter tout défaut structural (macle par exemple) qui limiterait la qualité du cristal et donc ses propriétés. Le cas des céramiques est différent. Nous avons déjà vu la structure granulaire intrinsèque aux céramiques mais il est aussi important de mentionner l'effet de ségrégation des ions ytterbium aux joints de grains, déjà mis en évidence pour d'autres céramiques [Aschauer 08] [Ramirez 08] [Zhao 10], dont les composés Yb:CaF<sub>2</sub> [Lyberis 11a] [Lyberis 12], et que l'on retrouve aussi pour les céramiques issues du procédé par voie humide [Sarhou 16]. La figure II.37, issue de cette même référence, donne une illustration de ce phénomène.

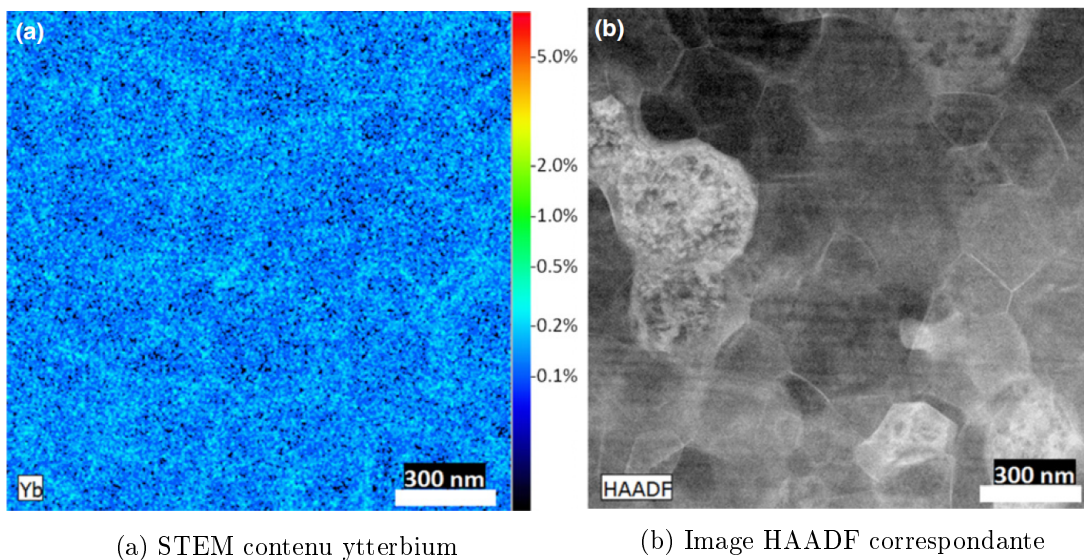


FIGURE II.37 – Contenu en ytterbium et image au microscope électronique correspondante d'une tranche de céramique Yb:CaF<sub>2</sub> dopé à 1,5 % (extrait de [Sarhou 16]).

La structure des céramiques est par conséquent nanoscopiquement hétérogène tant du point de vue de l'orientation locale des grains que de la concentration locale en ions ytterbium. Même si cette différence structurale entre les céramiques et les monocristaux ne semblent pas avoir d'impact macroscopique sur les propriétés thermiques, notamment la conductivité thermique, il est tout de même légitime de supposer que la structure hétérogène des céramiques impacte localement le taux de transitions non radiatif. La variation de la concentration en ions ytterbium sur une distance de l'ordre de la dimension des grains induit un gradient de dopage qui entraîne un gradient local de la conductivité thermique. Bien que cela n'est pas d'impact sur la conductivité macroscopique de la céramique, il est légitime de se demander si ce type de gradient ne peut pas avoir d'impact sur la propagation des ondes thermiques. De même l'on voit mal comment le changement brusque d'orientation par le passage d'un grain à l'autre ne perturbe pas la propagation des phonons.

Quoi qu'il en soit les causes de l'échauffement observé ne sont pas encore entièrement comprises. Les recherches sur ce phénomène se tourne aujourd'hui vers l'étude de la propagation locale de la chaleur dans les céramiques, en prenant en compte leur hétérogénéité intrinsèque.

## 7 Conclusion

L'étude des effets thermiques dans les cristaux laser pour des applications en haute puissance moyenne est nécessaire pour pouvoir prévoir les effets de distorsion de front d'onde dus à la thermique (lentille thermique notamment) ou des pertes parasites (dépolariation). Ceci est d'autant plus critique que le gain dans les amplificateurs à base de  $\text{Yb:CaF}_2$  est intrinsèquement faible. C'est pourquoi, pour contrer le faible gain, il est aussi intéressant d'étudier le refroidissement cryogénique qui permet d'augmenter les sections efficaces. L'analyse de la lentille thermique et de la dépolariation pour des cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$  à 77 K a donc été réalisée et a montré une influence importante de l'orientation du cristal sur ces deux phénomènes. En effet pour l'orientation [110], une lentille thermique astigmatique et anisotrope en fonction de la polarisation du faisceau laser a été observée alors que l'orientation [111] montre une lentille thermique principalement dénuée d'aberrations et constante avec la polarisation. Pour comprendre ces observations, une simulation thermo-mécanique a été mise en place permettant de mettre en lumière l'impact de l'orientation des tenseurs sur ces phénomènes. Quant à la dépolariation, l'observation est en accord avec la théorie basée sur des contraintes radiales pour l'orientation [110], alors que l'orientation [111] -dont la dépolariation est théoriquement beaucoup plus faible car proche de l'axe  $[[C]]$ - laisse apparaître un écart important par rapport à la théorie classique de la dépolariation, supposant un impact non négligeable des contraintes longitudinales et de la géométrie de refroidissement.

Notre étude s'est ensuite portée sur les matériaux céramiques  $\text{Yb:CaF}_2$ , pour leur caractère intrinsèquement isotrope et qui permettent d'éviter de facto les phénomènes d'anisotropie des propriétés comme observé dans le cas des monocristaux. Malgré les excellentes propriétés optiques des céramiques obtenues par voie humide, l'étude thermique a montré un échauffement largement supérieur aux monocristaux (dans des conditions de dopages et de pompage équivalentes). Un fort effet non radiatif a pu être démontré par une étude de la variation de la température des échantillons en fonction de l'absence ou de la présence de l'effet laser. Une étude des causes possibles de cet échauffement laisse finalement supposer que l'explication se trouve dans la structure des céramiques (notamment à un niveau local aux joints de grains et sûrement liée à une ségrégation des ions ytterbium à cet endroit), les hypothèses classiques sur le piégeage radiatif, la présence d'impuretés et de porosité n'ayant pas permis de dégager une cause claire. En conséquence, malgré les excellentes propriétés optiques des céramiques et leurs résultats laser convaincants, cet effet non radiatif les rend moins avantageuses que les monocristaux pour les lasers de forte puissance.

Nous allons maintenant nous intéresser à nos objectifs laser initiaux qui consiste à développer des amplificateurs de forte énergie et de forte puissance moyenne avec des cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$ . Nous utiliserons donc, dans la suite, des monocristaux avec l'orientation [111] qui s'est avérée optimale en termes de lentille thermique et de dépolariation.



# Chapitre III

## Amplification à base d'Yb:CaF<sub>2</sub>

### Objectifs

---

L'étude de la thermique dans les matériaux Yb:CaF<sub>2</sub>, que ce soit des cristaux ou des céramiques a permis la justification de l'utilisation des cristaux notamment dans leur orientation [111]. Nous allons maintenant nous pencher sur l'amplification permettant d'atteindre les objectifs de la pompe OPCPA nanoseconde (600 mJ à 1030 nm et à la cadence de 100 Hz). Nous commencerons par exposer les choix en terme de pompage et d'évacuation de chaleur avant de traiter par la simulation l'absorption et l'amplification. Enfin deux techniques d'amplifications seront exposés. Tout d'abord l'amplification régénérative dans ce régime de haute énergie et de haute puissance moyenne. Ensuite l'amplification multipassage (« géométrique ») adapté à la gestion de la lentille thermique et au maintien de la qualité spatial du faisceau. Ce dernier amplificateur permettra aussi d'ajuster les simulations d'extraction et d'extrapoler les résultats à de plus hautes énergies.

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Amplification laser à haute énergie</b>	<b>115</b>
1.1	Rappels sur les objectifs d'amplification et problématiques à adresser	115
1.2	Choix des diodes de pompe	115
1.3	Cristaux et tête optique	117
1.3.1	Cristaux Yb:CaF <sub>2</sub> en configuration miroirs actifs	117
1.3.2	Conception de la tête optique	118
1.4	Comportement thermique des cristaux dans la tête optique : lentilles thermiques et pertes par dépolarisation	119
1.5	Configuration de pompage et mesure de gain	121
1.6	Simulation de l'absorption par un cristal en configuration « miroir actif » et gain associé	123
1.6.1	Description du processus à simuler et hypothèses	123
1.6.2	Rappels théoriques	124
1.6.3	Principe de l'algorithme	125
1.6.4	Résultats et comparaison avec l'expérience	126
1.6.5	Énergie stockée et gain en fonction de la durée d'impulsion et de l'épaisseur des cristaux	129
1.7	Simulation de l'amplification	129
1.7.1	Principe de l'algorithme et rappels théoriques	129
1.7.2	Impacts des différents paramètres sur l'amplification	130
1.7.3	Impact du « spatial hole burning »	132
1.8	Revue des performances	135
<b>2</b>	<b>Amplification régénérative</b>	<b>137</b>

---

2.1	Principe . . . . .	137
2.1.1	Isolateur et cavité laser . . . . .	138
2.1.2	Piégeage de l'impulsion . . . . .	138
2.2	Intérêts de l'architecture régénérative . . . . .	140
2.3	Problématiques spécifiques liées à l'amplification en haute énergie avec le cristal Yb:CaF <sub>2</sub> . . . . .	141
2.4	Disposition de l'amplificateur . . . . .	142
2.5	Résultats en amplification . . . . .	143
2.5.1	Énergies et profils temporels et spatiaux . . . . .	143
2.5.2	Limitations actuelles de l'amplificateur . . . . .	144
<b>3</b>	<b>Amplification multipassage . . . . .</b>	<b>149</b>
3.1	Principe . . . . .	149
3.2	Intérêts de l'amplification multipassage . . . . .	149
3.3	Présentation de l'amplificateur . . . . .	150
3.3.1	Spécificités d'un tel amplificateur . . . . .	150
3.3.2	Schéma de l'amplificateur . . . . .	151
3.4	Simulation de la propagation du faisceau dans l'amplificateur . . . . .	153
3.4.1	Trajet géométrique du faisceau dans l'amplificateur . . . . .	154
3.4.2	Propagation gaussienne - astigmatisme généralisé . . . . .	157
3.4.3	Compensation de la lentille thermique . . . . .	159
3.5	Résultats . . . . .	162
3.5.1	Simple passage . . . . .	162
3.5.2	Doublement des passages . . . . .	166
3.6	Vers un amplificateur de classe joule . . . . .	170
<b>4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>173</b>

---

# 1 Amplification laser à haute énergie

## 1.1 Rappels sur les objectifs d'amplification et problématiques à adresser

Nous allons maintenant nous intéresser à l'amplification en tant que telle. Rappelons que le but est de développer des amplificateurs utilisant des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> et délivrant une énergie nominale de 600 mJ à 1030 nm et à la cadence de 100 Hz. Les impulsions obtenues seront utilisées après doublement de fréquence pour le pompage de l'OPCPA en régime nanoseconde du pilote du laser Apollon. Rappelons aussi que nous disposons d'une chaîne nanoseconde à 1030 nm délivrant une énergie de l'ordre de la centaine de millijoules (cf chapitre 1 partie 4.6).

Comme détaillé dans le chapitre 2, le cristal Yb:CaF<sub>2</sub> ne possède pas une isotropie parfaite, notamment d'un point de vue mécanique, ce qui peut conduire à l'apparition de phénomènes thermiques anisotropes. Cela a surtout été vu avec le cas de la lentille thermique (astigmatisme et anisotrope) et de la dépolarisation, toutes deux variant avec l'orientation du cristal. Cette étude nous a permis de valider l'utilisation de l'orientation [111] qui permet de conserver des lentilles thermiques avec un minimum d'aberrations - celles-ci, de plus, ne variant pas avec la polarisation du faisceau laser incident - et qui limite l'impact de la dépolarisation et des pertes associées. De plus cette orientation est aussi intéressante en ce sens qu'elle permet l'obtention de seuils de dommage relativement plus élevés que les autres orientations comme déjà mentionné au chapitre 2. C'est particulièrement intéressant dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub> possédant une fluence de saturation de l'ordre de 80 J·cm<sup>-2</sup> où extraction d'énergie passe nécessairement par l'utilisation de fluences laser au plus proches des seuils de dommages.

Pour ce qui est de l'amplification en haute énergie et haute puissance moyenne, deux thématiques majeures sont à adresser : les problématiques thermiques et le compromis gain/énergie. Pour ce qui est des problèmes thermiques au niveau des amplificateurs, cela se traduit par deux aspects :

- L'évacuation de la chaleur dans le matériau.
- La gestion de la lentille thermique.

Pour la problématique du gain et de l'énergie, on distingue également deux points :

- Le stockage d'une énergie suffisante
- Le gain et l'utilisation d'architectures largement multipassage.

Nous allons commencer par nous intéresser au choix de l'architecture de pompage utilisée pour nos amplificateurs.

## 1.2 Choix des diodes de pompe

Comme expliqué au chapitre 1, le système de pompage doit être adapté à la gestion de la thermique (cf chapitre 1 partie 4.7.1). Notre choix s'est par conséquent porté sur un pompage par diode laser de puissance. Ce système doit répondre à un certain nombre de caractéristiques. Le système doit pouvoir supporter un pompage impulsif à la cadence de 100 Hz. La durée des impulsions est limitée à quelques millisecondes (de l'ordre de grandeur du temps de vie du matériau) permettant un stockage d'énergie efficace. Pour optimiser le pompage tout en diminuant les contraintes de fluence sur les diodes, le temps de réponse du système lors de la création des impulsions doit être suffisamment court pour obtenir les impulsions de pompe les plus carrées possible dans notre régime de fonctionnement (typiquement inférieure à la centaine de microsecondes). D'un point de vue spatial, l'utilisation d'un système fibré (multimode) permet l'obtention d'un profil « top hat » spatial assurant un gain homogène sur la zone pompée. La figure III.1 donne les profils temporel et spatial typiques de la diode de pompe utilisée (marque DILAS) en régime impulsif.



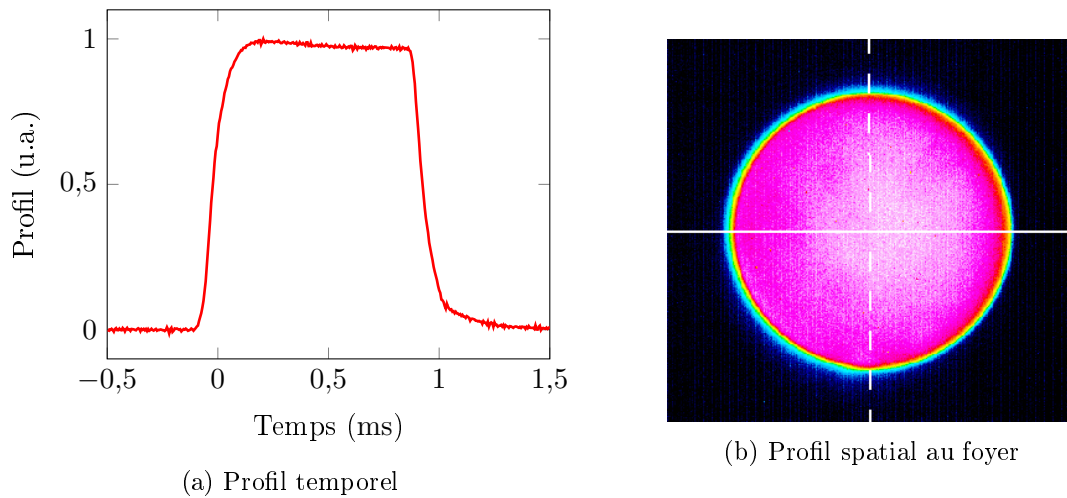


FIGURE III.1 – Profil temporel typique des impulsions de pompe ( $t_p = 1$  ms et  $f_{\text{rep}} = 100$  Hz) et profil spatial typique au foyer après collimation ( $f'_{\text{col}} = 58$  mm) et focalisation ( $f'_{\text{foc}} = 200$  mm).

Ensuite du point de vue de la puissance crête, la diode doit pouvoir atteindre le kilowatt crête pour assurer un stockage d'énergie de l'ordre du joule (en quelques millisecondes). Enfin le spectre de la diode doit être suffisamment fin pour être adapté au pic d'absorption à 980 nm de l'Yb:CaF<sub>2</sub> dont la largeur est inférieure à 4 nm (à mi hauteur). Le contrôle de la longueur d'onde de la diode se fait en réglant la température des émetteurs via le refroidissement du système. Celle-ci est déterminée pour une puissance moyenne donnée (cadence, durée de l'impulsion et puissance crête données). La figure III.2 (b) donne ainsi le spectre de la diode pour le régime impulsionnel nominal ( $t_p = 1$  ms,  $f_{\text{rep}} = 100$  Hz et  $P_{\text{crête}} = 1,2$  kW) et avec une température associée du circuit d'eau du refroidisseur de 37,5 °C. Sa caractéristique puissance crête versus tension de commande pour le même régime d'impulsion est quant à elle donnée en figure III.2 (a), atteignant jusqu'à 1,2 kW.

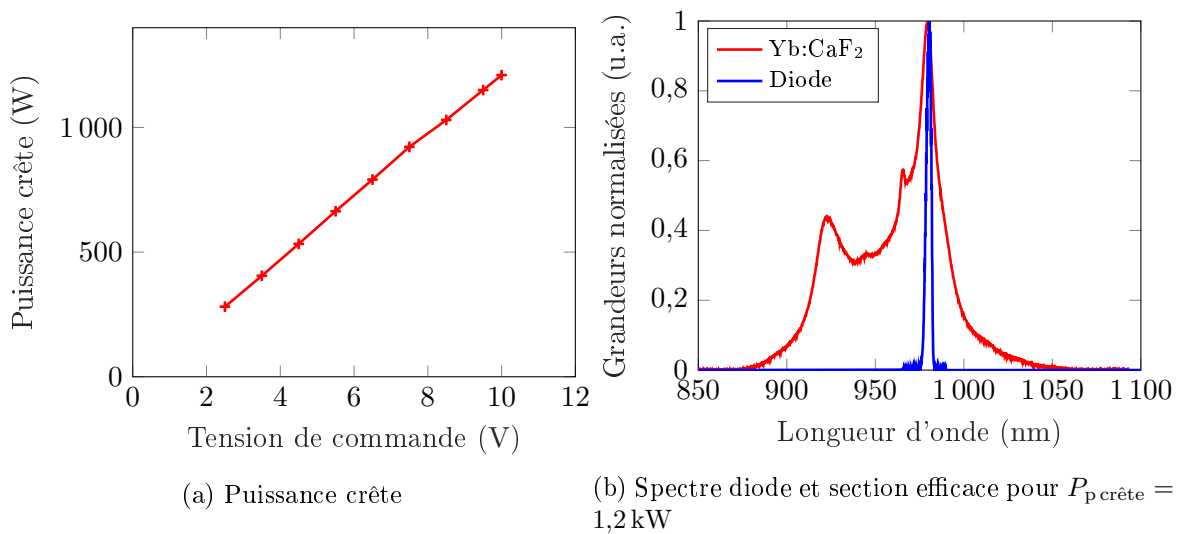


FIGURE III.2 – Caractéristique puissance crête versus tension de commande et accord entre le spectre de la diode DILAS et la section efficace d'absorption de l'Yb:CaF<sub>2</sub> pour le régime d'impulsion suivant :  $t_p = 1$  ms,  $f_{\text{rep}} = 100$  Hz et  $T_{\text{diode}} = 37,5$  °C.

Après avoir détaillé les caractéristiques de la diode de pompe utilisée, nous allons maintenant nous intéresser aux cristaux en tant que tel et à la configuration de pompage tant sur le plan de l'architecture que celui de l'évacuation de chaleur du milieu amplificateur.

### 1.3 Cristaux et tête optique

#### 1.3.1 Cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> en configuration miroirs actifs

La configuration de l'Yb:CaF<sub>2</sub> utilisée pour l'amplification est celle dite du miroir actif. Elle possède en effet une grande capacité à extraire la chaleur du milieu, et particulièrement dans le cas des systèmes de forte énergie (cf chapitre 1 partie 4.7.1).

Les cristaux d'orientation [111] nous sont fournis par la société Hellma, ils mesurent typiquement 2,5 mm d'épaisseur. L'application de traitements multi-diélectriques sur les deux faces de ces cristaux a pour conséquence une mise sous contraintes de ceux-ci. Ainsi, deux traitements différents sont déposés sur chacune des faces : un avec une haute réflectivité, nombre de couches importants, et un avec un anti-reflet constitué de quelques couches seulement<sup>1</sup>. À cause de cette différence, le cristal, initialement poli pour être une lame à face parallèles va voir ses faces se courber, le transformant en un miroir possédant un rayon de courbure effectif  $R_{\text{eff}}$ . Pour se rendre compte de cet effet, le bombement de chaque face d'un cristal de 2 mm d'épaisseur est visualisé à l'aide d'un interféromètre de type Fizeau [Wikipédia 18b]. L'interférogramme obtenu pour chaque face est donné en figure III.3.

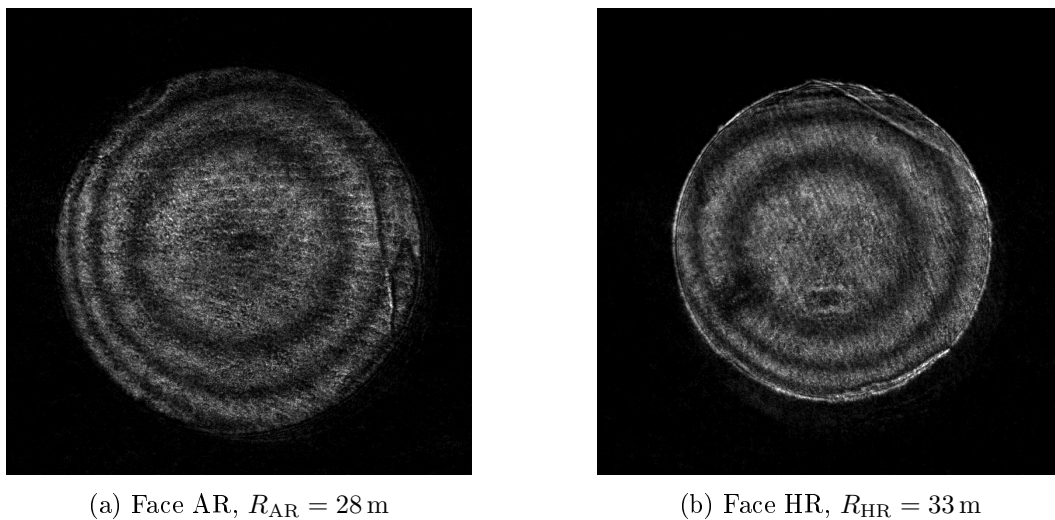


FIGURE III.3 – Interférogrammes obtenus en lame d'air avec un interféromètre de Fizeau entre un plan étalon et les faces d'un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub>, l'une traitée haute réflectivité (HR) et l'autre anti-reflet (AR) pour les longueurs d'onde de pompe (980 nm) et de signal (1030 nm). Le mesure permet d'obtenir  $R_{\text{eff}} = 35$  m à 1030 nm (miroir concave).

Les deux interférogrammes sont caractéristiques d'une déformation sphérique dont il est possible de déterminer la nature (concave ou convexe). Le cristal a ainsi une forme de ménisque comme visible sur la figure III.4 qui se comporte comme un miroir convergent. Lors du pompage cette composante statique vient se rajouter à la lentille thermique. La déformation du cristal ainsi que ces contraintes dans ce cas sont bien plus difficiles à modéliser du fait du comportement complexe des traitements sous fort pompage.

À partir des équations de l'optique géométrique, en supposant les deux faces parfaitement sphériques et une épaisseur négligeable pour le cristal, il est possible de déterminer le rayon

1. Tous deux pour les longueurs d'onde 980 nm et 1030 nm.

de courbure effectif  $R_{\text{eff}}$  du cristal en fonction du rayon de courbure orienté de chaque face,  $R_{\text{AR}}$  et  $R_{\text{HR}}$  pour la face traitée anti-reflet et haute réflectivité respectivement et de l'indice de réfraction  $n_{\text{CaF}_2}$  du CaF<sub>2</sub> :

$$\frac{1}{R_{\text{eff}}} = \frac{n_{\text{CaF}_2}}{R_{\text{HR}}} - \frac{n_{\text{CaF}_2} - 1}{R_{\text{AR}}} \quad (\text{III.1})$$

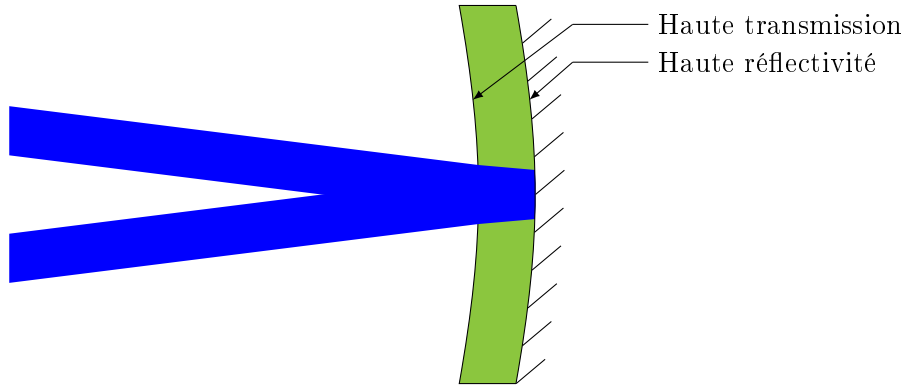


FIGURE III.4 – Cristal en configuration miroir actif avec déformation statique des faces. La propagation du signal à amplifier est représentée en bleu.

### 1.3.2 Conception de la tête optique

Pour assurer un pompage correct du cristal, une tête optique a été conçue à cet effet. L'intérêt de la cryogénie sur le gain, en particulier pour le milieu amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub>, a été vu au chapitre précédent. Cependant la complexité de l'utilisation de ce type de refroidissement à l'azote liquide (mise sous vide, multiplication des interfaces sources de pertes) nous a poussé vers un compromis entre un refroidissement cryogénique à l'azote liquide et la simplicité technologique du refroidissement à température ambiante. Le but est donc de développer une tête optique permettant un refroidissement jusqu'à des températures autour de  $-10^{\circ}\text{C}$  par des systèmes de Peltier. Ce choix nous a guidé vers des traitements de cristaux adaptés à la gamme de température voulue<sup>1</sup>.

Détaillons maintenant les grandes fonctions de ce système.

#### Maintien du cristal

Le cristal est collé sur une plaque de cuivre par une colle à haute conductivité thermique. Cette colle a la particularité de conserver une grande élasticité après séchage permettant au cristal de se déformer librement lors du pompage et donc de limiter les contraintes.

#### Refroidissement

Le refroidissement en lui-même est assuré par un élément Peltier qui impose un flux thermique entre ces deux faces permettant l'extraction de chaleur et le maintien en température de la surface arrière du cristal. Un asservissement de l'élément Peltier devient nécessaire et la prise de température est effectuée par une thermistance en contact thermique avec la plaque de cuivre (sur laquelle est collé le cristal). Enfin la chaleur extraite est évacuée de la tête par une circulation d'eau extérieure.

1. Ces traitements sont de fait inadaptés à une température de 77 K, présentant alors des pertes démesurées (de l'ordre de plusieurs dizaines de pourcents) et les rendant inutilisables à cette température.

### Isolation de la tête

La tête est fermée sur l'avant (côté cristal) par un bouchon en cuivre muni d'une ouverture de diamètre 1 pouce. Fermer la tête a en effet deux intérêts.

Tout d'abord, à cause du temps de vie de fluorescence élevé du cristal, une fluorescence importante est dégagée. Le bouchon en cuivre permet d'éviter un éventuel échauffement de pièces mécaniques extérieures à la tête. Ce bouchon est lui aussi refroidi par une circulation d'eau pour limiter l'échauffement de ce dernier.

Ensuite fermer la tête autorise un refroidissement du cristal en dessous du point de rosée, l'idée étant de pouvoir augmenter légèrement les sections efficaces du milieu amplificateur. Pour ce faire, l'ouverture du bouchon est fermée par un hublot et une circulation d'air sec est instaurée dans l'environnement du cristal.

Le schéma de la tête optique avec un cristal est visible en figure III.5.

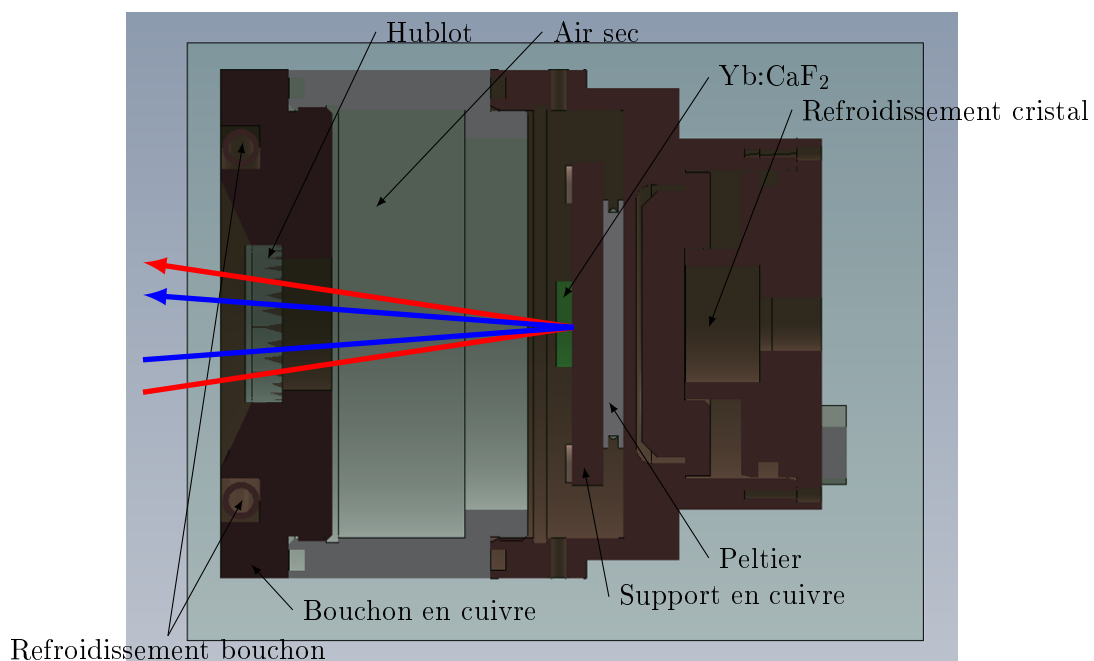


FIGURE III.5 – Coupe légendée de la tête optique utilisée pour les amplificateurs haute énergie et passage des faisceaux de pompe (rouge) et signal (bleu).

Cette tête optique a démontré une capacité de refroidissement permettant le pompage à une puissance moyenne jusqu'à 200 W ( $t_p = 2$  ms,  $f_{rep} = 100$  Hz et  $P_{p\text{ crête}} = 1$  kW) à une température jusqu'à  $-9,5^\circ\text{C}$ .

### 1.4 Comportement thermique des cristaux dans la tête optique : lentilles thermiques et pertes par dépolarisation

Dans le but de valider les performances « thermiques » de la tête de puissance, nous avons effectué des mesures préliminaires. Pour cette première expérience nous avons choisi une taille du faisceau de pompe de 2,5 mm et un cristal d'épaisseur 2,8 mm. Dans cette configuration l'énergie absorbée est de 860 mJ pour des impulsions de pompe de durée 2 ms et de puissance crête 1 kW. La puissance absorbée nominale est donc de 86 W lorsque l'on opère à 100 Hz.

Nous avons dans un premier temps mesuré la température à la surface du cristal via une caméra thermique (gamme 8-12  $\mu\text{m}$ ). Pour ceci, le hublot a été retiré. Comme nous le voyons en figure III.6 l'impact du pompage à puissance nominale (200 W incidents, 86 W absorbés) est relativement faible avec une élévation de température de seulement  $10^\circ\text{C}$ .

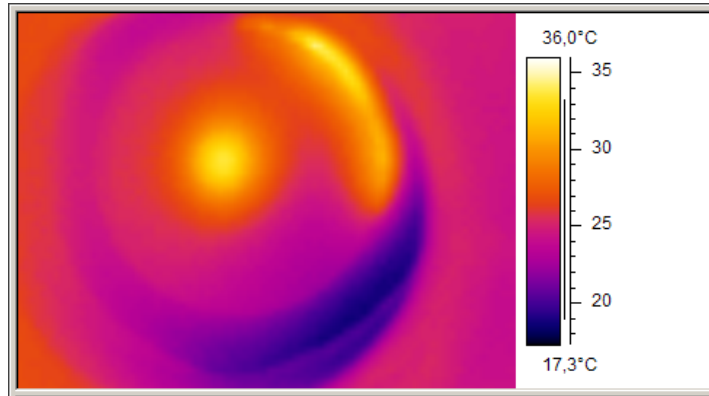


FIGURE III.6 – Image thermique (gamme 8-12  $\mu\text{m}$ ) d'un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> de 2,8 mm d'épaisseur, pompé à la cadence de 100 Hz par des impulsions de 1 kW crête et de 2 ms de durée sur disque de 2,5 mm de diamètre.

Nous avons dans second temps mesuré la lentille thermique et sa dépendance à la polarisation. Le schéma expérimental est sensiblement le même que celui du chapitre 2. Il est cependant adapté pour travailler en réflexion comme le montre la figure III.7.

Les mesures montrent (cf figure III.8) des lentilles de dioptrie thermique autour de  $0,25 \text{ m}^{-1}$ .

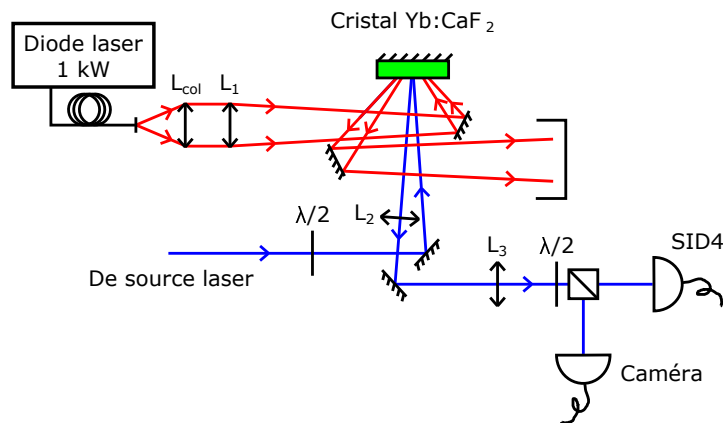


FIGURE III.7 – Schéma expérimental de la mesure de lentilles thermiques et dépolariation, adapté à la tête optique.  $L_2$  a une focale de 1,5 m et  $L_3$  une focale de 1 m.

À noter que les lentilles thermiques sont ici convergentes alors que l'Yb:CaF<sub>2</sub> donne habituellement des focales thermiques divergentes, comme vu au chapitre 2. Nous imputons ce comportement à une forte dépendance de la lentille thermique aux bombements des faces du cristal dans la configuration miroir actif, par opposition à la configuration « bulk » du chapitre 2. Néanmoins aucun astigmatisme ni dépendance à la polarisation du signal ne sont observés, confirmant l'intérêt de l'orientation [111] pour une amplification à multiples polarisations.

La dernière mesure concerne les pertes par dépolariation. Le cristal étant taillé suivant l'axe [111], les résultats, donnés en figure III.9, montrent des pertes sur le polariseur très faible et difficilement mesurables variant de 0,05 % pour la polarisation s à 0,61 % pour la polarisation p (précision 0,03 %). Ces mesures sont cohérentes avec les résultats obtenus au chapitre 2.

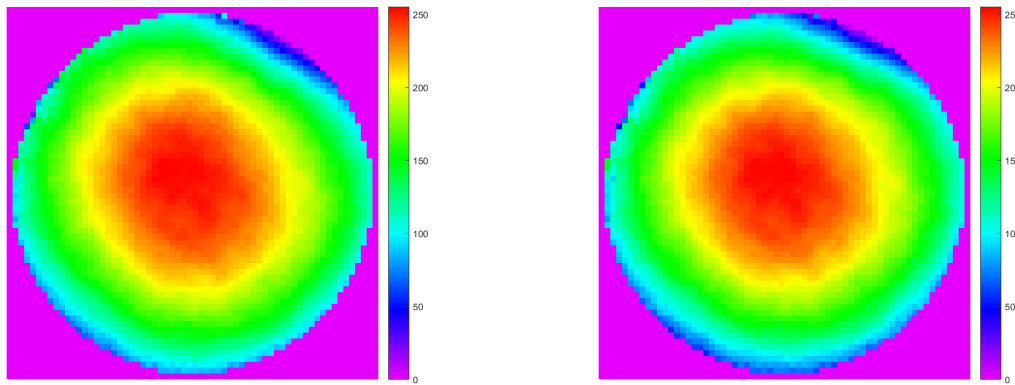
(a) Polarisation s,  $f'_{th} = 4,1$  m(b) Polarisation p,  $f'_{th} = 3,7$  m

FIGURE III.8 – Lentilles thermiques mesurées pour un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> orienté [111] dans la tête optique pour le pompage nominal (impulsions de 1 kW crête et de durée 2 ms à la cadence de 100 Hz) et pour les polarisations s et p.

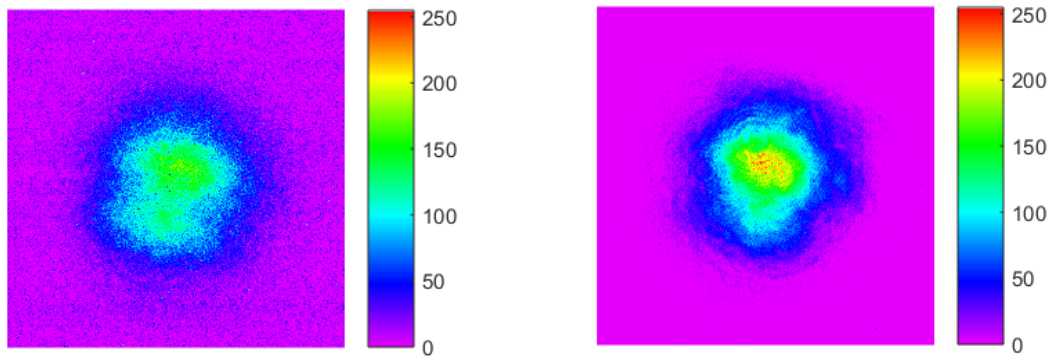
(a) Polarisation s, dépolarisation 0,05 %  $\pm$  0,03 % (b) Polarisation p, dépolarisation 0,61 %  $\pm$  0,03 %

FIGURE III.9 – Figures de dépolarisation pour un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> orienté [111] dans la tête optique pour le pompage nominal (impulsions de 1 kW crête et de durée 2 ms à la cadence de 100 Hz) et pour les polarisations s et p.

### 1.5 Configuration de pompage et mesure de gain

La configuration de pompage doit permettre le stockage de suffisamment d'énergie pour permettre une amplification correcte. À savoir extraire l'énergie voulue avec un gain suffisant. Par conséquent, l'absorption de la pompe doit être la plus importante possible. Pour cela, le plus simple consiste à pomper le plus grand volume possible assurant une absorption complète de la pompe. Cependant le gain dépendant de la fluence stockée (cf chapitre 1), il faut limiter la section de pompage pour que celui-ci ne soit pas ridiculement petit. En pratique on choisira donc la section permettant d'atteindre le seuil de dommage de l'amplificateur pour l'énergie visée. On rappelle la relation entre seuil de dommage  $S_{\text{dommage}}$  et énergie maximale  $E_{\text{max}}$  pour un faisceau gaussien :

$$S_{\text{dommage}} = \frac{2E_{\text{max}}}{\pi D^2/4} \quad (\text{III.2})$$

avec  $D$  le diamètre du faisceau à amplifier. Pour une extraction efficace de l'énergie on choisit un même diamètre pour le faisceau à amplifier (diamètre à  $1/e^2$  pour un faisceau gaussien) et la zone pompée. Dans notre cas d'un seuil de dommage à  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , le diamètre des faisceaux choisi est par conséquent au minimum de 4 mm permettant une énergie maximale de 600 mJ

dans l'amplificateur.

Cependant la faible absorption du cristal Yb:CaF<sub>2</sub> (section efficace d'absorption à 980 nm de  $0,54 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  à 300 K) ne permet pas une absorption suffisante du faisceau de pompe en un seul passage. Pour pallier ce problème il est possible de choisir une épaisseur plus importante de cristal ou de recycler la puissance de pompe non absorbée dans le cristal. C'est cette deuxième option (le recyclage de la pompe) que nous avons décidé de mettre en œuvre pour maximiser l'absorption de la pompe. La première n'étant pas souhaitable puisqu'elle limite l'intérêt de la configuration miroir actif en diminuant le rapport surface sur volume du milieu amplificateur. La figure III.10 montre le schéma utilisé pour effectuer le pompage avec recyclage de la pompe d'un cristal de 2,8 mm d'épaisseur.

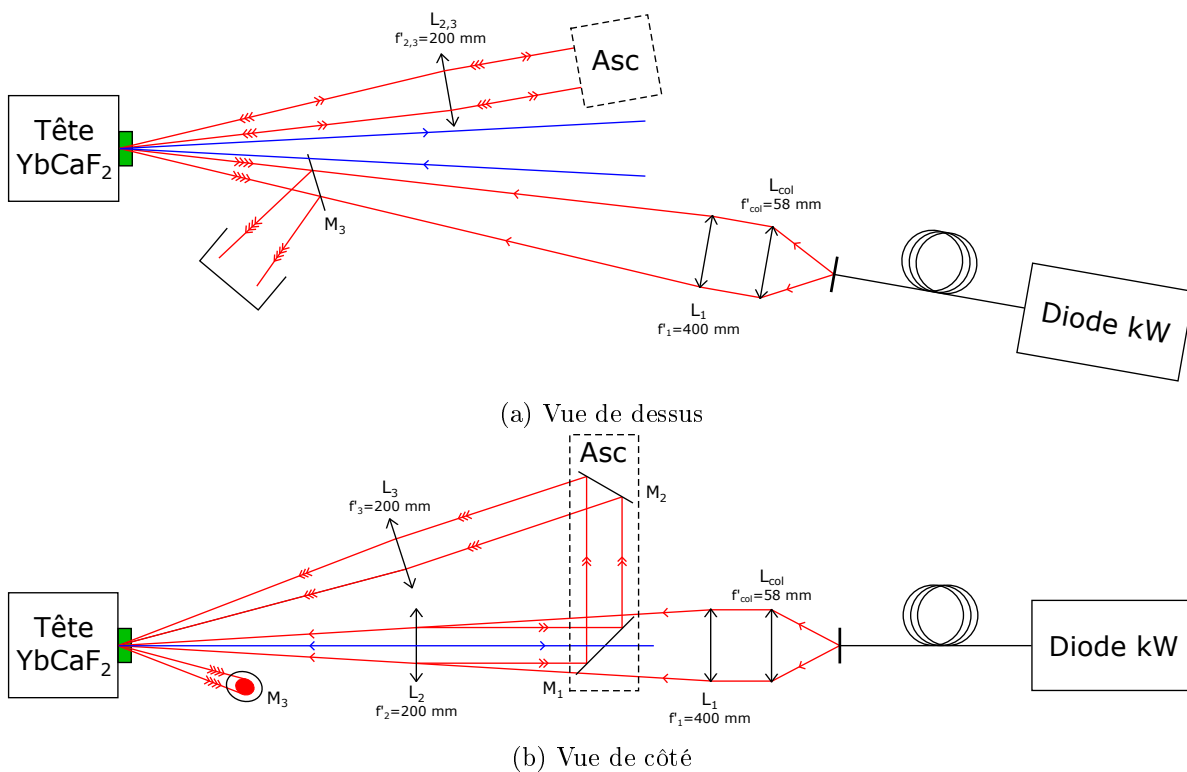


FIGURE III.10 – Schéma de l'architecture de pompage avec recyclage de la pompe. La pompe est en rouge et le signal est en bleu.

Le faisceau issue de la diode kilowatt fibrée est collimaté puis focalisé sur le cristal sur un diamètre de 4,2 mm par la lentille  $L_1$ . Une première lentille ( $L_2$ ) est utilisée pour recollimater le faisceau après son passage dans le cristal. Un jeu de miroirs plans ( $M_1$  et  $M_2$ ) permet de sortir le faisceau de son plan d'incidence pour ensuite le refocaliser sur le cristal via une deuxième lentille ( $L_3$ ) de même focale que  $L_2$  assurant de ce fait une imagerie unitaire. Un dernier miroir plan ( $M_3$ ) assure l'éjection de la pompe du montage de recyclage. Un signal à 1030 nm est enfin utilisé pour mesurer le gain petit signal. Le résultat de l'absorption de la pompe et de ce gain en fonction de la durée d'impulsion pour un pompage à 100 Hz de 1 kW crête à température ambiante est donnée en figure III.11.

L'absorption obtenue est supérieure à 78 % et permet l'obtention d'un gain petit signal maximal de 1,12 pour une énergie stockée maximale de 1,2 J. L'absorption de la pompe est importante et l'énergie stockée est a priori suffisante pour amplifier jusqu'à un niveau de plus de 600 mJ. On notera cependant le gain petit signal très faible, comme attendu.

Une tête de pompage adaptée au fort pompage et à la configuration miroir actif des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> a donc été développée. Des premières mesures thermiques et de gain permettent

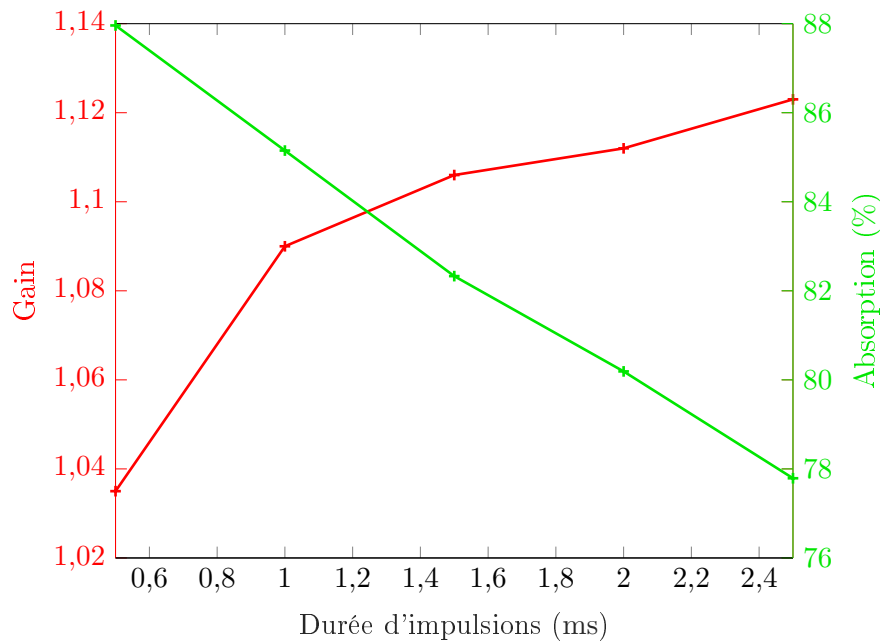


FIGURE III.11 – Gain et absorption en fonction de la durée de l’impulsion de pompe pour un cristal  $\text{Yb:CaF}_2$  de 2,8 mm d’épaisseur dopé 2,2 % en configuration miroir actif et refroidi par la tête optique (17°C) avec un diamètre sur le cristal  $\phi_p = 4,2$  mm et avec recyclage de la pompe ( $P_{\text{crête}} = 1$  kW,  $f_{\text{rép}} = 100$  Hz).

de valider cette nouvelle architecture. Cette tête va donc pouvoir être utilisée pour développer des amplificateurs de forte énergie.

Dans le but d’étudier les différentes configurations possibles pour l’amplification et ainsi de concevoir correctement les amplificateurs pour atteindre les performances voulues, deux types de simulations numériques ont été développées. Tout d’abord des simulations sur l’absorption dans les cristaux en configuration miroir actif afin d’optimiser l’épaisseur des cristaux et les conditions de pompage (puissance crête et durée d’impulsions notamment). Ensuite des simulations sur l’amplification en multiples passages permettent de déterminer les caractéristiques de l’amplificateur (nombre de boucles dans l’amplificateur, pertes et gain par boucle).

## 1.6 Simulation de l’absorption par un cristal en configuration « miroir actif » et gain associé

### 1.6.1 Description du processus à simuler et hypothèses

La géométrie globale du pompage est similaire à celle déjà exposée en figure III.4 pour le signal. À savoir la pompe arrive avec un angle sur le cristal et effectue un aller-retour dans celui-ci. Nous avons choisi un pompage impulsif séquentiel, il n’y a donc pas de recouvrement temporel entre les faisceaux pompe et signal.

Nous avons choisi de travailler avec un dopage unique de 2,2 % pour lequel le polissage et le dépôt des traitements sont bien maîtrisés et permettent d’obtenir des seuils de dommage de  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  en régime nanoseconde (limité par le traitement haute réflectivité). L’épaisseur des cristaux utilisés se situe entre 1 mm et 4 mm.

Le pompage est effectué par la diode laser utilisée (cf III.1), émettant des impulsions millisecondes (2 à 3 ms typiquement) de 1 kW crête, temporellement carrées à 980 nm. Nous considérerons un rayonnement monochromatique pour la diode de pompe au vu de la finesse spectrale de la diode utilisée par rapport à la largeur du pic d’absorption de l’Yb:CaF<sub>2</sub> (cf figure III.2). Comme visible en figure III.1 le profil spatial du faisceau de pompe sur le cristal est très proche



du profil « top-hat » et est donc considéré comme tel. De plus l'angle d'incidence des faisceaux sur le cristal est négligé<sup>1</sup> de sorte que le pompage est considéré comme spatialement uniforme sur un disque de diamètre donné.

Les impulsions de pompe étant millisecondes, elles se recouvrent temporellement dans le cristal lors du recyclage de la pompe. Cependant aucun effet d'interférences (temporelles ou spatiales) ne sera considéré au vu de la très faible cohérence des diodes : sa largeur spectrale est en effet de 4 nm à mi-hauteur et la fibre est largement multimode spatial.

Au vu des éléments ci-dessus, il a été choisi d'utiliser une simulation 1D + 1 : le cristal est discrétisé selon son épaisseur et la pompe est quant à elle discrétisée dans le temps.

### 1.6.2 Rappels théoriques

Comme vu dans le premier chapitre, l'Yb:CaF<sub>2</sub> est modélisé par un système à quasi-trois niveaux basé sur les deux niveaux 2F<sub>7/2</sub> et 2F<sub>5/2</sub> dont les populations sont respectivement :  $n_1$  et  $n_2$ . Les interactions radiatives entre les niveaux considérés sont l'absorption et l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe et l'émission spontanée (à la longueur d'onde de fluorescence moyenne). Seule la transition non radiative correspondant au défaut quantique de fluorescence est prise en compte. En effet, au vu des travaux précédents, le cristal peut être considéré comme de suffisamment bonne qualité pour que ses rendements quantiques d'absorption  $\eta_p$  et de fluorescence  $\eta_r$  soient pris égaux à 1.

Les équations de taux utilisées pour la simulation sont celles du premier chapitre sans émission laser et sont rappelées ci-dessous avec les notations déjà définies :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p I_p \\ \frac{dn_1}{dt} = -\alpha_p \frac{I_p}{h\nu_p} + \frac{n_2}{\tau_{\text{fluo}}} \\ \frac{dn_2}{dt} = \alpha_p \frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{n_2}{\tau_{\text{fluo}}} \\ n_{\text{tot}} = n_1 + n_2 \\ \alpha_p = \sigma_{\text{ap}} n_1 - \sigma_{\text{ep}} n_2 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(III.3a)} \\ \text{(III.3b)} \\ \text{(III.3c)} \\ \text{(III.3d)} \\ \text{(III.3e)} \end{array}$$

À partir des hypothèses précédentes, trois types d'énergies distinctes peuvent être définies correspondant aux différentes étapes du cycle absorption/émission par fluorescence :

- L'énergie stockée dans le niveau excité à la longueur d'onde de pompe  $E_{\text{psto}}$  :

$$E_{\text{psto}}(t) = h\nu_p A_p \int_{\text{cristal}} n_2(z,t) dz \quad \text{(III.4)}$$

- L'énergie perdue par fluorescence depuis  $t = 0$ , début du cycle de pompage,  $E_{\text{fluo}}$  :

$$E_{\text{fluo}}(t) = \int_0^t h\nu_f A_p \int_{\text{cristal}} \frac{n_2(z,\tau)}{\tau_{\text{fluo}}} dz d\tau \quad \text{(III.5)}$$

avec  $\nu_f$  la fréquence d'un photon à la longueur d'onde de fluorescence moyenne  $\lambda_f$ .

- L'énergie perdue thermiquement (par le défaut quantique de fluorescence) depuis le temps  $t = 0$ ,  $E_{\text{th}}$  :

$$E_{\text{th}}(t) = \int_0^t h(\nu_p - \nu_f) A_p \int_{\text{cristal}} \frac{n_2(z,\tau)}{\tau_{\text{fluo}}} dz d\tau \quad \text{(III.6)}$$

1. Si ce n'est pas le cas, le pompage sur le cristal présente alors un profil ovale introduisant, de facto, de l'astigmatisme sur le faisceau, ce qui n'est pas souhaitable.

Bien entendu ces trois énergies ont toutes pour origine l'absorption de la pompe et par la conservation d'énergie on a :

$$E_{\text{abs}}(t) = E_{\text{psto}}(t) + E_{\text{fluo}}(t) + E_{\text{th}}(t) \quad (\text{III.7})$$

En ce qui concerne le calcul du gain du cristal, il peut s'obtenir par un calcul énergétique simple. Définissons pour cela la fluence stockée disponible pour l'amplification  $J_{\text{sto}}$ . Elle correspond à l'énergie stockée par unité de surface à la longueur d'onde laser en fin de cycle de pompage, à laquelle est retirée l'énergie de transparence à la longueur d'onde laser. Ainsi

$$J_{\text{sto}} = h\nu_l \int_{\text{cristal}} n_2(z, t_p) - n_{2\text{trl}} dz \quad (\text{III.8})$$

avec  $n_{2\text{trl}}$  la densité de population du niveau haut à la transparence laser, déjà définie au premier chapitre et  $t_p$  la durée de l'impulsion de pompe.

$$n_{2\text{trl}} = n_{\text{tot}} \frac{\sigma_{\text{al}}}{\sigma_{\text{al}} + \sigma_{\text{el}}} \quad (\text{III.9})$$

Le gain petit signal du cristal en simple passage  $G_{0\text{SP}}$  est :

$$G_{0\text{SP}} = e^{\frac{J_{\text{sto}}}{J_{\text{lsat}}}} \quad (\text{III.10})$$

avec  $J_{\text{lsat}}$  la fluence de saturation dont la définition avec les sections efficaces est rappelées ici

$$J_{\text{lsat}} = \frac{h\nu_l}{\sigma_{\text{al}} + \sigma_{\text{el}}} \quad (\text{III.11})$$

Dans la configuration « miroir actif », le faisceau à amplifier traverse deux fois le cristal, le gain petit signal dans ce cas  $G_0$  est par conséquent le carré du gain petit signal en simple passage et ainsi :

$$G_0 = e^{2 \frac{J_{\text{sto}}}{J_{\text{lsat}}}} \quad (\text{III.12})$$

### 1.6.3 Principe de l'algorithme

#### Discrétisation spatio-temporel

L'algorithme repose sur la méthode des éléments finis avec une discrétisation spatiale le long de l'épaisseur du cristal avec un pas  $dz$  et temporelle du faisceau de pompe avec un pas  $dt$ . Classiquement ces deux pas se couplent selon une relation du type  $dz = vdt$  avec  $v$  la vitesse de l'onde dans le matériau. Cependant dans notre cas cela aboutirait à des temps de calculs très importants. Pour voir cela considérons le cas d'un cristal de 2 mm et une discrétisation sur 1024 points soit  $dz = 1,95 \mu\text{m}$ . Nous obtenons donc  $dt = 9,3 \text{ fs}$  soit pour un signal de pompe de 2 ms plus de  $2 \times 10^{11}$  points pour discrétiser temporellement cette impulsion. Voilà pourquoi nous allons effectuer une discrétisation sans couplage spatio-temporel. Nous prendrons le même nombre de points pour les deux discrétisations, soit 1024<sup>1</sup>.

#### Actions élémentaires et grandes étapes de l'algorithme

Au vu de l'épaisseur millimétrique du cristal, il apparaît directement qu'une tranche temporelle de l'impulsion va effectuer un aller-retour dans le cristal en un temps largement plus rapide que la durée totale de l'impulsion (9,5 ps pour un cristal de 2 mm d'épaisseur). Dans cet algorithme nous allons par conséquent considérer que chaque tranche temporelle d'impulsion se propage dans le cristal les unes à la suite des autres.

L'algorithme s'articule autour de deux actions élémentaires schématiquement représentées en fig. III.12 :

1. Il est d'ailleurs possible d'augmenter indépendamment le nombre de points dans la discrétisation spatiale ou temporelle pour augmenter la précision.

- Action élémentaire 1 : Interaction entre une tranche temporelle de durée  $dt$  de l'impulsion de pompe et une tranche spatiale du cristal d'épaisseur  $dz$ , toutes deux uniformes. Pour se faire les trois premières équations du jeu d'équations III.3 sont utilisées sans les termes relatifs à l'émission spontanée (terme  $n_2/\tau_{\text{flu0}}$ ).
- Action élémentaire 2 : Actualisation des populations par prise en compte de l'émission spontanée sur le temps  $dt$ .

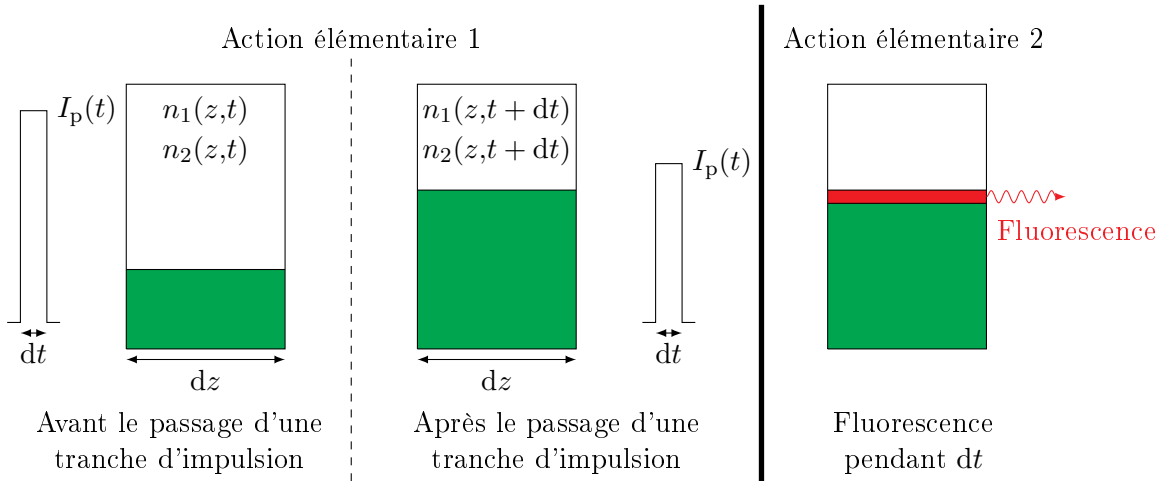


FIGURE III.12 – Actions élémentaires de l'algorithme. La partie verte représente la proportion d'inversion de population.

L'algorithme complet s'organise comme suit :

- Étape 1 : Une propagation aller-retour d'une tranche d'impulsion à travers toutes les tranches spatiales du cristal par application de l'action élémentaire 1. Le retour se faisant bien sûr sur un cristal qui a commencé à être inversé par la propagation aller.
- Étape 2 : Calcul de l'énergie absorbée par le cristal sur la tranche temporelle, de l'énergie de fluorescence et perdue thermiquement sur le temps  $dt$  de la tranche et de l'énergie stockée à ce moment-là. Puis action élémentaire 2 (fluorescence).
- Étape 3 : Itération sur chaque tranche temporelle. Les populations des deux niveaux prenant en compte l'influence des tranches temporelles précédentes.
- Étape 4 : Calcul du gain petit signal  $G_0$ .

#### 1.6.4 Résultats et comparaison avec l'expérience

Nous allons maintenant comparer les résultats obtenus par cette simulation avec les mesures réalisées dans deux configurations de pompage différentes : un cristal pompé en recyclage et deux cristaux pompés en série (cas de l'amplificateur MP1 du pilote de la chaîne Apollon).

##### Résultats pour un recyclage de la pompe

Cette simulation est utilisée dans un premier temps pour modéliser l'absorption d'un cristal en pompage recyclé. Le cas étudié est celui exposé en partie 1.5. Une modification de la simulation est donc apportée pour prendre en compte le recyclage de la pompe. Maintenant chaque tranche temporelle de durée  $dt$  de la pompe  $I_p(t)$  effectue un premier aller-retour complet dans le cristal puis est renvoyée en sens inverse pour en effectuer un deuxième, correspondant au recyclage.

Les résultats obtenus avec ces simulations pour le gain petit signal et l'absorption avec les données spectroscopiques classiques de l'Yb:CaF<sub>2</sub> n'étaient pas satisfaisants. En effet ils surestimaient largement ces deux grandeurs. Pour exemple, dans la situation d'intérêt et pour un

pompage avec des impulsions de durée 2 ms, l'absorption et le gain petit signal simulés étaient respectivement de 87,2% et 1,178 contre 80,2% et 1,11 mesurés. Pour obtenir des simulations correctes aussi bien dans ce cas que pour d'autres configurations (différents diamètres de pompage, durée d'impulsion ou épaisseur des cristaux), il nous a fallu corriger certain paramètre. Nous avons d'abord diminué la valeur du dopage dans les simulations, la passant de 2,2% (valeur constructeur) à 1,8%. Il nous a semblé pertinent de modifier cette grandeur car elle est sujette à une incertitude importante ( $\pm 0,5\%$ ) à cause de la ségrégation des ions dopants ytterbium lors du processus de fabrication qui aboutit à un dopage plus faible pour le cristal que pour le bain réactionnel. Cet ajustement a permis une diminution de l'absorption jusqu'à une valeur correcte. Cependant, même si le gain s'en est donc aussi trouvé diminué, l'accord sur ce dernier n'était pas suffisant. Il a donc fallu retoucher à la fluence de saturation par l'intermédiaire de la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser<sup>1</sup>. Nous l'avons fait passer de  $0,2448 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  à  $0,202 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , faisant passer la fluence de saturation de  $73,4 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$  à  $87,4 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Nous avons pu faire cette modification à cause de l'incertitude qui entache les sections efficaces laser. Pour ce qui est de la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser, les mesures brutes qui servent de bases aux calculs de la section efficace sont assez bruitées. En ce qui concerne la section efficace d'émission laser, l'utilisation de méthodes indirectes pour son calcul nécessite la connaissance de différents paramètres comme le temps de vie associé à la transition considérée, dont on sait qu'il n'est pas évident à déterminer. Finalement le résultat obtenu en terme de gain petit signal et d'absorption et prenant en compte les modifications de paramètres ci-dessus, ainsi que sa comparaison avec les mesures précédentes sont donnés en figure III.13.

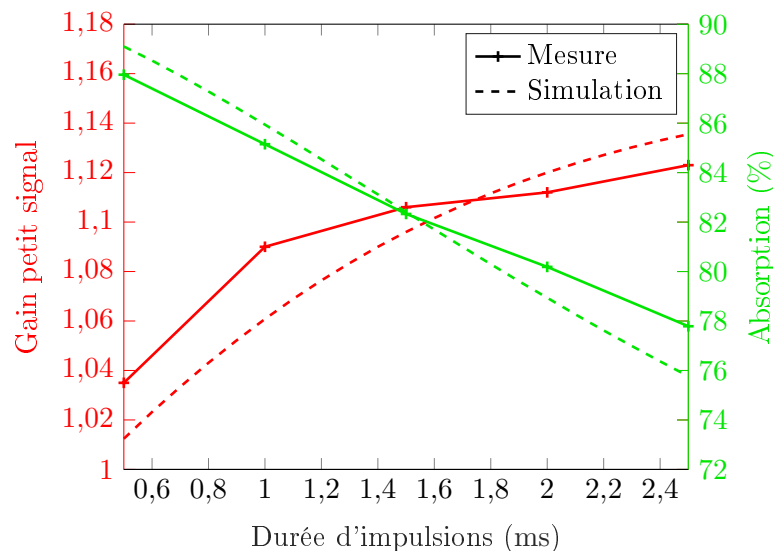


FIGURE III.13 – Comparaison entre simulations (traits pointillés) et mesures de gain petit signal et absorption (traits pleins) en fonction de la durée d'impulsion de pompe pour un cristal Yb:CaF<sub>2</sub> de 2,8 mm d'épaisseur dopé 2,2% en configuration miroir actif refroidi par la tête optique (17°C) avec un diamètre sur le cristal  $\phi_p = 4,2 \text{ mm}$  et avec recyclage de la pompe ( $P_{\text{crête}} = 1 \text{ kW}$ ,  $f_{\text{rép}} = 100 \text{ Hz}$ ).

La simulation permet ainsi avec les ajustements de paramètres de rendre correctement compte de la mesure avec un écart relatif maximum entre simulations et expériences de 2%. La figure III.14 donne la répartition des différentes énergies en fonction du temps dans le cristal ainsi que le profil temporel du faisceau de pompe avant et après le cycle de pompage, tels que calculés avec les simulations pour une impulsion de 2 ms de durée. Le stockage d'énergie se fait

1. Cette modification a pour intérêt de ne modifier que le gain et pas l'absorption.

au cours de l'impulsion de pompe et ensuite, après le passage du faisceau de pompe, décroît à cause de la fluorescence. On retrouve ensuite les caractéristiques de l'Yb:CaF<sub>2</sub>, à savoir le faible défaut quantique qui se traduit par une très faible énergie thermique dissipée et le long temps de vie de fluorescence permettant un fort stockage (cf figure III.14 (a)).

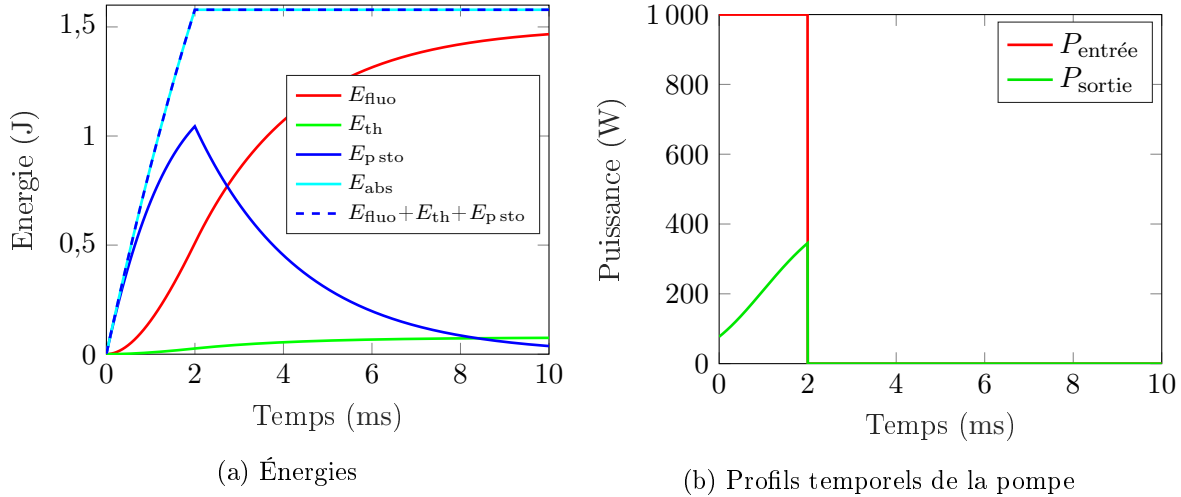


FIGURE III.14 – Énergies en jeu dans le cristal et profils temporels de la pompe associée, tous deux calculés dans les conditions de pompage précédemment définis en figure III.13 et pour une impulsion de 2 ms de durée. L'accord entre l'énergie absorbée (trait plein cyan) et la somme des énergies de fluorescence, thermique et stockée (trait pointillé bleu) montre la conservation d'énergie dans la simulation.

### Résultat pour l'amplificateur MP1

Dans le but de valider définitivement nos simulations, celles-ci vont dès lors être confrontées aux résultats expérimentaux d'une autre configuration de pompage, en les comparant à l'absorption et au gain mesurés dans l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> MP1, dernier amplificateur de la chaîne de pompage de l'OPCPA picoseconde du laser Apollon. C'est un amplificateur multi-passage géométrique fonctionnant à 100 Hz, constitué de deux cristaux de 2,8 mm d'épaisseur dopés 2,2 %, pompés sur un diamètre de 1,3 mm par des impulsions de 1,25 ms et de 400 W crête. Ils sont pompés en série, la partie non absorbée de la pompe dans le premier cristal est utilisée pour pomper le deuxième, permettant ainsi une absorption optimale. L'amplificateur délivre 30 mJ en fonctionnement nominal pour une énergie de 1,5 mJ en entrée et 11,5 boucles dans l'amplificateur. Chaque boucle dans l'amplificateur correspond à un passage successif dans chaque cristal. 11,5 boucles dans l'amplificateur signifient en fait 11 passages successifs dans chaque cristal et un passage supplémentaire dans le premier.

L'absorption de la pompe dans les conditions de pompage décrite précédemment est de 70 % (au total) pour un gain petit signal de 30 pour les 11,5 boucles. Les pertes par passage sont estimées à 2 %. Le gain petit signal par passage dans l'amplificateur est par conséquent de 1,36. Dans ce cas, les simulations sont adaptées pour prendre en compte la géométrie particulière du pompage. Avec les mêmes paramètres ajustés que pour le résultat précédent pour un pompage recyclé (dopage 1,8 % et section efficace d'absorption laser de  $0,202 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ), on obtient une absorption de 69,6 % et un gain petit signal des deux cristaux de 1,39 (1,20 pour le premier cristal et 1,16 pour le deuxième) compatible avec les mesures expérimentales. Les simulations peuvent ainsi bien rendre compte des résultats expérimentaux obtenus pour différentes configurations et peuvent par conséquent être utilisées pour la conception d'amplificateurs. Dans la suite nous conserverons donc les ajustements effectués pour toutes les autres simulations.

### 1.6.5 Énergie stockée et gain en fonction de la durée d'impulsion et de l'épaisseur des cristaux

Après validation des simulations sur deux cas sensiblement différents, nous allons maintenant nous intéresser à l'impact de l'épaisseur des cristaux et de la durée d'impulsion sur le stockage d'énergie et le gain associé. Pour cela la simulation avec recyclage de la pompe est réutilisée (toujours avec le jeu de paramètres ajustés). Les résultats obtenues sont donnés dans le tableau III.1.

Épaisseur du cristal (mm)	Énergie stockée à $\lambda_1 = 1030$ nm (mJ) et gain petit signal associé							
	Impulsion 1 ms		Impulsion 2 ms		Impulsion 3 ms		Impulsion 4 ms	
1	330	1,043	408	1,058	423	1,061	425	1,061
2	553	1,067	754	1,106	810	1,118	824	1,121
3	676	1,071	1007	1,138	1136	1,165	1180	1,174
4	734	1,063	1157	1,148	1370	1,194	1466	1,215

Tableau III.1 – Énergie stockée et gain petit signal simulés pour un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> dopé 2,2% avec recyclage de la pompe pour un diamètre de faisceau de 4 mm et une puissance crête de 1 kW en fonction de la durée d'impulsion de pompe et de l'épaisseur du cristal.

Il apparaît comme l'on pouvait s'y attendre que l'augmentation de l'épaisseur du cristal favorise le stockage d'énergie et le gain associé par augmentation du volume pompé. Cependant cette augmentation sature pour les grandes épaisseurs en raison de la puissance de pompe limitée mais aussi de l'énergie de transparence qui augmente avec le volume pompé. En ce qui concerne la durée de l'impulsion de pompe, bien entendu, une augmentation de celle-ci favorise le stockage d'énergie et le gain, mais une saturation très importante est observée à partir de 3 ms de durée due au temps de vie de l'Yb:CaF<sub>2</sub>.

En conséquence, il est possible de conclure que les paramètres optimaux pour le stockage d'énergie sont une durée pour l'impulsion de pompe entre 2 ms et 3 ms et un cristal d'épaisseur 3 mm. L'énergie stockée dans un cristal est alors a priori suffisante pour atteindre le niveau d'amplification souhaité (supérieur à 600 mJ), ceci en considérant que toute l'énergie stockée est effectivement extraite. On peut également noter (encore une fois) que le gain petit signal est relativement faible ce qui est problématique pour une amplification efficace à cause de forte sensibilité aux pertes notamment.

Pour notre amplificateur nous avons par conséquent choisi de travailler avec des cristaux de 3 mm d'épaisseur pompés en géométrie recyclage (impulsions de pompe de 2 ms à 3 ms). Pour pallier la problématique du faible gain, deux cristaux seront utilisés dans l'amplificateur. Intéressons-nous maintenant aux problématiques d'amplification à multiples passages grâce à nos simulations numériques.

## 1.7 Simulation de l'amplification

### 1.7.1 Principe de l'algorithme et rappels théoriques

Comme déjà vu au premier chapitre, la théorie de l'amplification des impulsions repose sur l'équation de FRANTZ et NODVIK exprimée en termes de fluences avec les notations du premier chapitre :

$$J_{\text{out}} = J_{\text{Isat}} \ln [1 + G_0(e^{J_{\text{in}}/J_{\text{Isat}}} - 1)] \quad (\text{III.13})$$

Les mêmes hypothèses que pour les simulations d'absorption et de gain sont utilisées, exception faite de la fluorescence, qui est négligée durant le processus d'amplification (quelques microsecondes maximum) par rapport au temps de vie de fluorescence de l'Yb:CaF<sub>2</sub> (2,4 ms).

En ce qui concerne le faisceau signal il est supposé monochromatique, temporellement carré et possédant un mode gaussien. Nous considérerons aussi que le faisceau complet se propagera dans le cristal avant de revenir pour effectuer un autre passage. En effet un faisceau nanoseconde s'étend sur des dimensions sub-métriques (60 cm pour une impulsion de 2 ns) alors que les amplificateurs hautes énergies imposent plutôt des distances de plusieurs mètres entre deux passages dans le milieu amplificateur. Enfin un recouvrement spatial parfait passage à passage est supposé.

La simulation de l'amplification s'inscrit dans la continuité des simulations sur l'absorption. Nous retrouvons ainsi le même type de discrétisation à savoir une double discrétisation spatiale sur l'épaisseur du cristal et temporelle sur le signal avec deux pas différents. Cependant pour prendre en compte le mode spatial du faisceau signal et les effets de saturation sur celui-ci, une seconde discrétisation spatiale (code en 2D + 1) est ajoutée le long du rayon du mode gaussien. Nous considérons en effet au vu de la géométrie de pompage que le faisceau conserve sa symétrie de révolution au cours de l'amplification.

L'algorithme reprend l'architecture de celui sur l'absorption (cf partie 1.6.3) mais utilise directement l'équation de FRANTZ et NODVIK (équation III.13) en se basant sur la fluence de chaque tranche spatio-temporelle du signal. Comme expliqué en figure III.12, chaque tranche temporelle de l'impulsion interagit successivement avec chaque tranche spatiale du cristal pour effectuer un aller-retour dans celui-ci. On calcule ainsi l'interaction d'une tranche temporelle de l'impulsion avec le cristal complet avant de passer à la tranche suivante. Ainsi chaque tranche temporelle  $n$  de l'impulsion après son interaction avec une tranche spatiale  $m$  est définie par une fluence  $J_{m,n}(r)$ , avec  $r$  la coordonnée radiale<sup>1</sup>. Les fluences initiales  $J_{0,n}(r)$  sont calculées à partir des conditions initiales de la simulation (énergie initiale du faisceau, profil temporel et dimensions). Chaque tranche spatiale  $m$  est quant à elle définie lors de son interaction avec une tranche temporelle  $n$  de l'impulsion par un gain  $G_{m,n}(r)$ . Le gain initial de chaque tranche spatiale de cristal provient de la simulation d'absorption précédemment décrite en partie 1.6.3. Le calcul d'une fluence  $J_{m,n}(r)$ , simulant l'interaction d'une tranche temporelle  $n$  de l'impulsion laser avec une tranche spatiale  $m$  de cristal, se fait de la manière suivante :

$$J_{m,n}(r) = J_{\text{lsat}} \ln [1 + G_{m,n}(r)(e^{J_{m-1,n}(r)/J_{\text{lsat}}} - 1)] \quad (\text{III.14})$$

Le gain de chaque tranche spatiale de cristal est alors mis à jour après chaque interaction avec une tranche temporelle par l'équation suivante :

$$G_{m,n+1}(r) = G_{m,n}(r) \exp \left( -\frac{J_{m,n}(r) - J_{m-1,n}(r)}{J_{\text{lsat}}} \right) \quad (\text{III.15})$$

### 1.7.2 Impacts des différents paramètres sur l'amplification

À partir de ces simulations, nous modéliserons théoriquement un amplificateur de haute énergie basé sur deux têtes amplificatrices, chacune pompée par une diode kilowatt recyclée. Chaque tête est constituée d'un cristal d'Yb:CaF<sub>2</sub> en configuration miroir actif dopés 2,2% (1,8% « réel », paramètre de la simulation) et pompés par des impulsions de 2 ms et 1 kW crête sur un disque de 4 mm de diamètre. Une boucle dans cet amplificateur correspond à l'amplification successive par les deux cristaux. Le faisceau possède initialement un profil gaussien de diamètre 4 mm à  $1/e^2$ .

#### Influence du stockage d'énergie

Commençons par regarder l'influence du stockage d'énergie sur l'amplification. La figure III.15 donne l'énergie du faisceau et le stockage d'énergie à chaque passage dans l'amplificateur pour des cristaux d'épaisseur  $e$  variable (le pompage est toujours le même).

1. On rappelle que l'on prend en compte dans ces simulations l'aspect gaussien du faisceau.

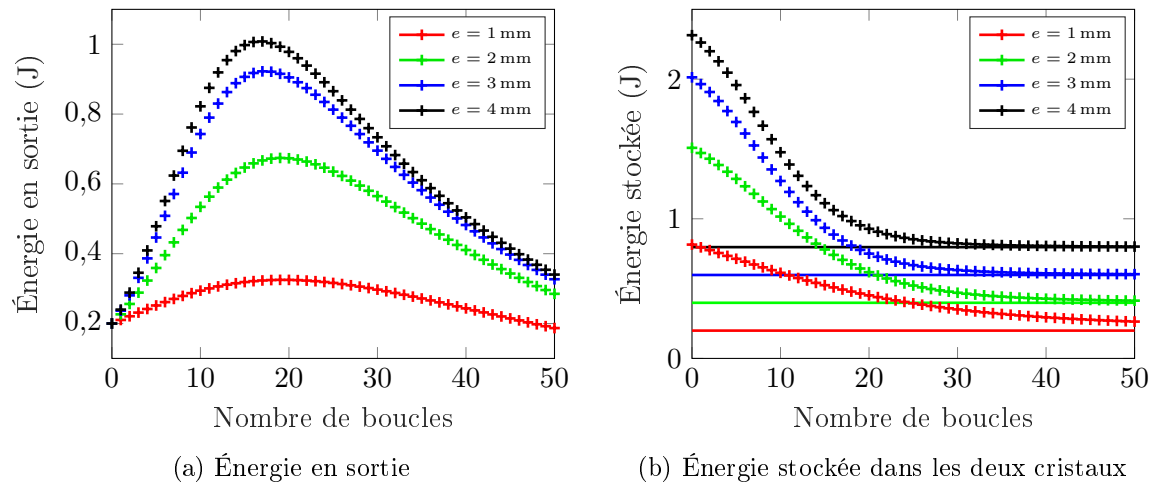


FIGURE III.15 – Résultats d'amplification pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de différentes épaisseurs  $e$  pour une zone de gain et un faisceau de diamètre 4 mm, un pompage recyclé de 1 kW sur 2 ms, une énergie injectée de 200 mJ et 4% de pertes par boucle dans l'amplificateur.

L'épaisseur du cristal (et par conséquent l'énergie stockée) ne fait que marginalement varier le nombre de boucles permettant d'atteindre l'énergie maximale et impacte essentiellement la valeur de ce maximum<sup>1</sup>. De plus, une plus grande énergie stockée est aussi synonyme d'un plus grand gain petit signal et permet d'atteindre plus rapidement une énergie donnée. Le point négatif est qu'une grande partie de l'énergie stockée n'est pas extraite.

### Influence de l'énergie injectée

Voyons maintenant l'influence de l'énergie injectée dans l'amplificateur. Nous considérons ici des cristaux de 3 mm d'épaisseur et des pertes par boucle de 4%. La figure III.16 donne l'énergie du faisceau amplifié ainsi que l'énergie stockée dans les deux cristaux après chaque boucle pour différentes énergies injectées.

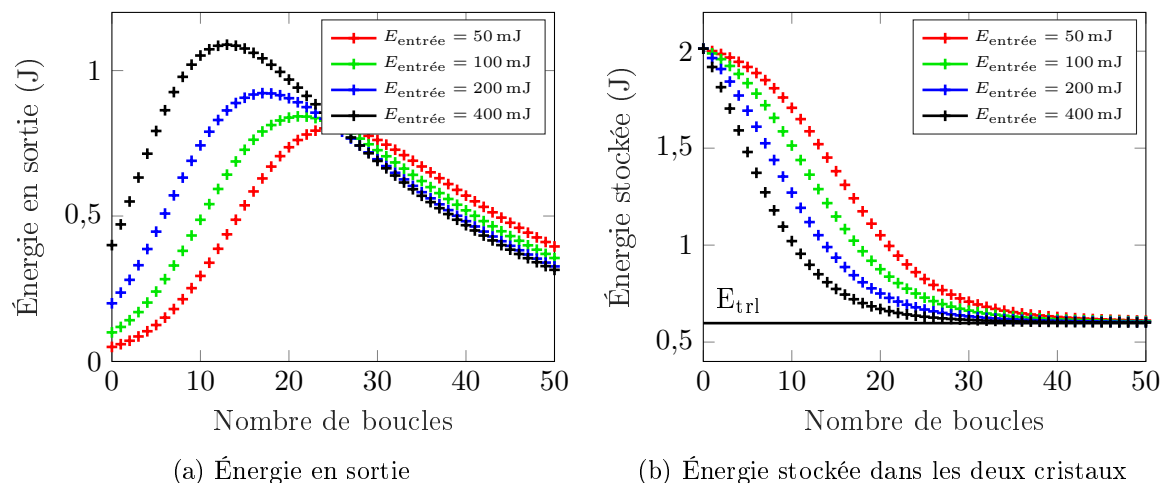


FIGURE III.16 – Résultats d'amplification pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de 3 mm d'épaisseur en fonction de l'énergie injectée pour une zone de gain et un faisceau de diamètre 4 mm, un pompage recyclé de 1 kW sur 2 ms et 4% de pertes par boucle dans l'amplificateur.

L'augmentation de l'énergie injectée a pour conséquence de diminuer le nombre de boucles nécessaires pour atteindre l'énergie maximale de l'amplificateur, ce qui se traduit directement

1. Pour peu que celle-ci soit atteignable au vu des seuils de dommage de l'amplificateur.



par une diminution plus rapide de l'énergie stockée. La saturation est donc atteinte plus rapidement. L'énergie étant plus rapidement extraite, l'énergie dissipée dans les pertes diminue et l'énergie maximale est plus élevée. Bien sûr l'énergie maximale reste théorique et est aussi limitée par les seuils de dommage. En considérant pour cet exemple les cristaux que nous avons à disposition l'énergie maximale est 600 mJ (sans dépasser le seuil de dommage à  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ).

### Influence des pertes

Pour voir l'influence des pertes sur l'amplificateur considérons des cristaux de 3 mm d'épaisseur et une énergie injectée de 200 mJ. La figure III.17 donne l'énergie du faisceau amplifié ainsi que l'énergie stockée dans les deux cristaux après chaque boucle pour différentes pertes par boucle.

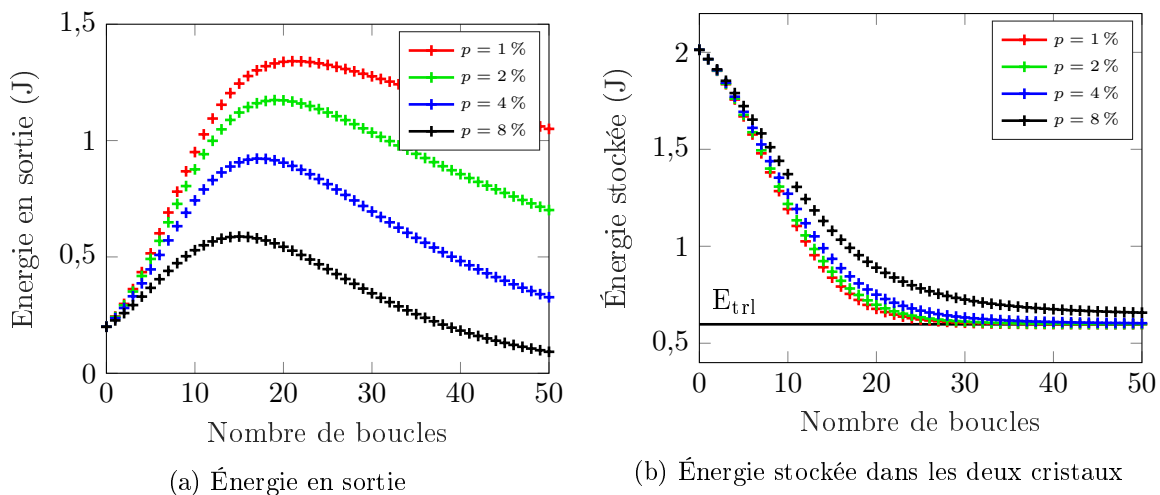


FIGURE III.17 – Résultats d'amplification pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de 3 mm d'épaisseur en fonction des pertes par boucle  $p$  dans l'amplificateur pour une zone de gain et un faisceau de diamètre 4 mm, un pompage recyclé de 1 kW sur 2 ms et une énergie injectée de 200 mJ.

Comme attendu pour ce système à faible gain, la moindre augmentation des pertes entraîne inévitablement une chute de l'énergie maximale extractible. En effet l'énergie stockée est dissipée par les pertes passives et le faisceau laser n'a pas le temps d'extraire efficacement cette énergie. De plus pour atteindre une énergie fixée (celle imposée par les seuils de dommage notamment) de faibles pertes sont aussi à privilégier car elles permettent de l'atteindre plus rapidement.

En conclusion les simulations d'un amplificateur théorique montre qu'à partir d'un stockage d'énergie suffisant (de l'ordre du joule) et de pertes minimales (en deçà de 4%), une dizaine de boucles suffises pour atteindre une énergie supérieure à 600 mJ, pour une énergie injectée de l'ordre de la centaine de millijoules. Ceci correspond bien au cahier des charges que nous nous sommes fixés pour la source de pompage OPCPA du pilote Apollon.

### 1.7.3 Impact du « spatial hole burning »

#### Définition du « spatial hole burning »

Contrairement au cas de la pompe, le signal injecté présente une forte cohérence spatiale et temporelle avec un spectre suffisamment fin ( $< 1 \text{ nm}$ ) pour que des interférences se produisent sur le signal entre l'onde aller et l'onde retour dans le cristal. Il en résulte une onde stationnaire dans le milieu amplificateur. Or l'extraction dépendant de l'intensité du signal, on aboutit à une extraction de l'énergie stockée non homogène le long du cristal. Plus précisément, l'extraction va avoir lieu exclusivement au niveau des ventres de l'onde stationnaire aboutissant à une énergie stockée et un gain modulés dans la direction de propagation. C'est ce que l'on appelle

en anglais le « Spatial Hole Burning ».

Dans le cas d'une configuration amplificatrice, cet effet va s'accroître avec l'extraction de l'énergie, modulant de plus en plus l'énergie stockée. En conséquence, le gain par boucle devient plus faible en présence du « Spatial Hole Burning » car une partie seulement du volume pompé contribue à l'amplification. Cela se traduit aussi par une saturation plus rapide de l'amplificateur. Bien entendu l'énergie finira par être totalement extraite mais il faudra pour cela un nombre de boucles plus important, rendant donc l'amplificateur moins efficace. La figure III.18 illustre ce phénomène.

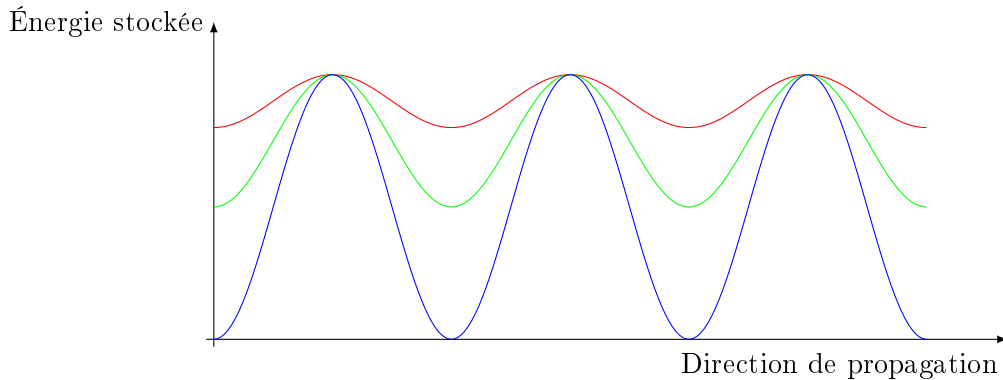


FIGURE III.18 – Illustration du « Spatial Hole Burning » pour un nombre croissant de passages du signal (du rouge au bleu).

L'impact de cet effet sur le gain de l'amplificateur est tout de même à nuancer. En effet, il est important de noter que cet effet devient cumulatif si l'onde stationnaire ne se décale pas longitudinalement au cours du temps (passage après passage dans le cristal). Or il est possible (dans le cas d'instabilités de l'amplificateur notamment) que les franges se décalent passage après passage résultant en un brouillage de franges plus ou moins complet qui limite l'impact de cet effet. De la même manière, le fait que le faisceau se propage dans le cristal avec un angle différent à chaque boucle (cas des amplificateurs type multi-passages) va aussi induire un brouillage partiel des franges d'interférences.

### Prise en compte théorique

Étant donné le pas de discrétisation spatial du cristal (de l'ordre de quelques dizaines de micromètres) il n'est pas possible de rendre compte des effets d'interférences (de l'ordre de la longueur d'onde,  $1,03 \mu\text{m}$ ). Il faudrait pour cela une discrétisation largement en dessous de la longueur d'onde. Nous décidons donc, pour prendre en compte cet effet, d'adapter la simulation de l'amplification, telle que donnée en partie 1.7.1. La même simulation est utilisée (mêmes équations) sauf que fluence et gain sont maintenant modulés sur un motif représentatif des effets d'interférences. Les différentes fluences  $J_{m,n}(r)$  et gain  $G_{m,n}(r)$  dépendent donc maintenant d'une variable supplémentaire  $\theta$ .

Les fluences initiales sont modulées sur une demi période de la fonction  $f(\theta) = 2 \cos^2(\theta)$ , ce qui représente le motif de base de l'onde stationnaire sinusoïdale (effets d'interférences) et qui est considéré comme se répétant de la même manière de multiples fois dans la tranche considérée. Ainsi les fluences initiales sont donc maintenant :

$$J_{0,n}(r,\theta) = J_{0,n}(r) \cdot f(\theta) = 2J_{0,n}(r) \cos^2(\theta) \quad (\text{III.16})$$

avec  $\theta \in [0; \pi/2]$  et  $J_{0,n}(r)$  les fluences initiales de la précédente simulation.

Les gain initiaux  $G_{m,0}(r,\theta)$  sont quant à eux constants en fonction de la nouvelle variable  $\theta$  et ne possèdent pas cette modulation.

Au cours du déroulement des simulations, la modulation des fluences initiales va donc être

imposée aux différentes fluences et les gains vont se trouver impactés par celle-ci. Ils vont donc eux aussi se moduler selon un motif représentatif du « spatial hole burning » (du type celui exposé dans la figure III.18). Les différentes valeurs d'énergie de chaque tranche temporelle en fin de simulation,  $E_n(r)$ , sont extraites des valeurs de fluences finales après interaction avec le cristal complet en aller-retour  $J_{M,n}(r,\theta)$  par une moyenne sur la variable  $\theta$  :

$$E_n(r) = A_J(r) \langle J_{M,n}(r,\theta) \rangle_\theta \quad (\text{III.17})$$

avec  $A_J(r)$  la fonction, dépendant de la discrétisation radiale, permettant de relier énergie et fluence du faisceau et homogène à une aire.

### Résultats

La figure III.19 permet de visualiser et de comparer les deux simulations avec et sans la prise en compte du « spatial hole burning » (abrégé HB dans les légendes) pour le cas particulier de cristaux de 3 mm d'épaisseur, 4% de pertes par boucle et une énergie injectée de 200 mJ.

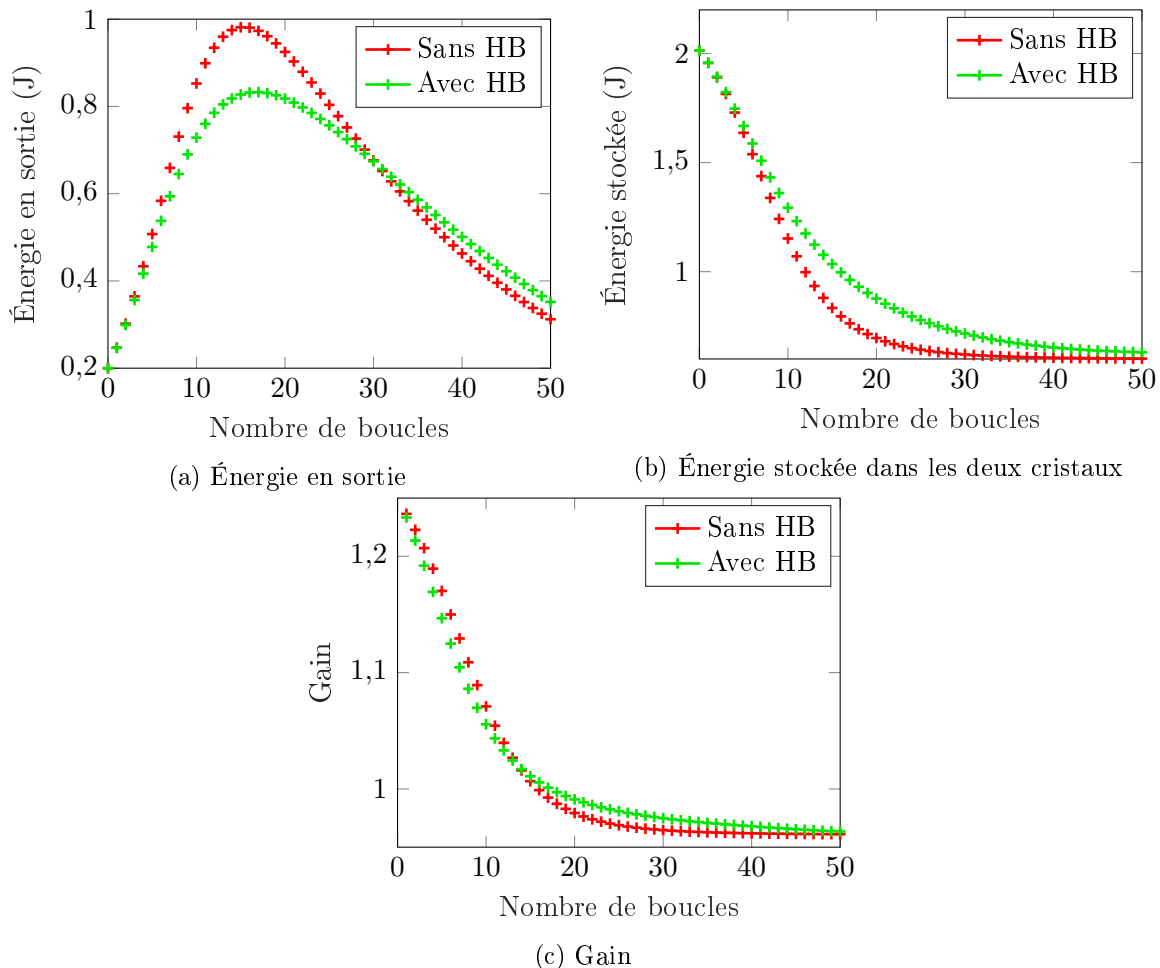


FIGURE III.19 – Comparaison de résultats d'amplification avec et sans « spatial hole burning » pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de 3 mm d'épaisseur pour une zone de gain et un faisceau de diamètre 4 mm, un pompage recyclé de 1 kW crête sur 2 ms, une énergie injectée de 200 mJ et 4% de pertes par boucle dans l'amplificateur.

Le « spatial hole burning » n'a pas d'impact sur l'amplification lors des premières boucles mais devient significatif proche de l'énergie maximale, c'est à dire quand la saturation devient importante. Il devient donc impactant uniquement quand l'amplificateur atteint un régime

d'extraction d'énergie important. Ce comportement se comprend facilement à partir de la figure III.18 : un matériau comportant du « spatial hole burning » peut être vu comme un milieu comportant moins d'énergie stockée que son homologue en absence de HB. Plus précisément, une partie de l'énergie stockée (correspondant aux zéros de l'onde stationnaire) n'est pas facilement accessible pour l'émission stimulée, ce qui explique une énergie extraite par boucle plus faible au pic d'extraction, donc une amplification moins efficace.

Dans l'exemple simulé ici cet effet diminue l'énergie maximale extraite de 15 %.

Dans notre cas d'un amplificateur pour la haute énergie, qui va par conséquent travailler dans un régime d'extraction, le « spatial hole burning » aura donc un impact non négligeable sur l'amplification. Cet effet est pour autant à nuancer car les simulations présentées ici représentent le pire cas car aucun effet de brouillage spatial de franges (dû aux angles d'incidences variables) n'est pris en compte.

### Une vision moins mathématique du « spatial hole burning »

Les simulations du « spatial hole burning » requièrent plus de temps de calculs que les précédentes à cause de l'ajout de la quatrième discrétisation. De plus les hypothèses de la première simulation du « spatial hole burning » sont assez fortes (spectre infiniment fin, pas d'effets de brouillage des franges). Afin d'avoir une estimation du « spatial hole burning » sans augmenter le temps de calcul de nos simulations mais avec une méthode simple, nous avons recherché des équivalences qui permettraient d'avoir une estimation correcte de son impact avec nos codes précédents.

Une vision simplifiée consiste à voir un milieu amplificateur soumis au « spatial hole burning » comme un milieu ne contenant que la moitié de son énergie stockée car l'extraction ne se fait que sur les ventres de l'onde stationnaire. Cette vision reste a priori valable pour peu que l'on ne se trouve pas dans un fort régime d'extraction. De plus l'extraction sur les ventres se fait avec une fluence double de celle injectée. En conséquence un moyen simple de rendre compte de l'impact du « spatial hole burning » est de travailler avec une surface de faisceau incident divisée de moitié. Ainsi seule la moitié du volume pompé est prise en compte et la fluence incidente est doublée. Nous avons décidé d'appeler une méthode de simulation reposant sur ce principe « méthode d'équivalence ».

Dans le but de valider cette méthode simple, nous avons simulé une nouvelle fois l'extraction d'énergie en présence de « spatial hole burning ». Les paramètres de la simulation sont les mêmes que ceux de la figure III.19. La figure III.20 donne le résultat obtenu pour l'énergie de sortie avec la première méthode (courbe verte issue de la figure III.19) et la méthode d'équivalence (courbe bleue).

Les deux méthodes de simulation donnent des résultats relativement proches. Même si les deux simulations s'écartent pour un régime d'extraction important, elles donnent cependant des résultats très proches pour un nombre de boucles dans l'amplificateur faible, correspondant au régime de faible extraction<sup>1</sup>. Autour du maximum d'énergie, les deux simulations diffèrent donc mais donnent tout de même des résultats comparables. En effet bien que les maximums d'énergie soit décalés pour les deux simulations (boucle 17 pour la première simulation et boucle 20 pour la méthode d'équivalence), ils ne diffèrent que de 3 % (833 mJ pour la première méthode et 858 mJ pour la méthode d'équivalence).

## 1.8 Revue des performances

Les considérations théoriques et mesures préliminaires précédemment détaillées ont montré que l'amplificateur délivrant une énergie supérieure à 600 mJ devait donc être constitué

1. Ce comportement était attendu au regard du domaine de validité de la méthode d'équivalence.

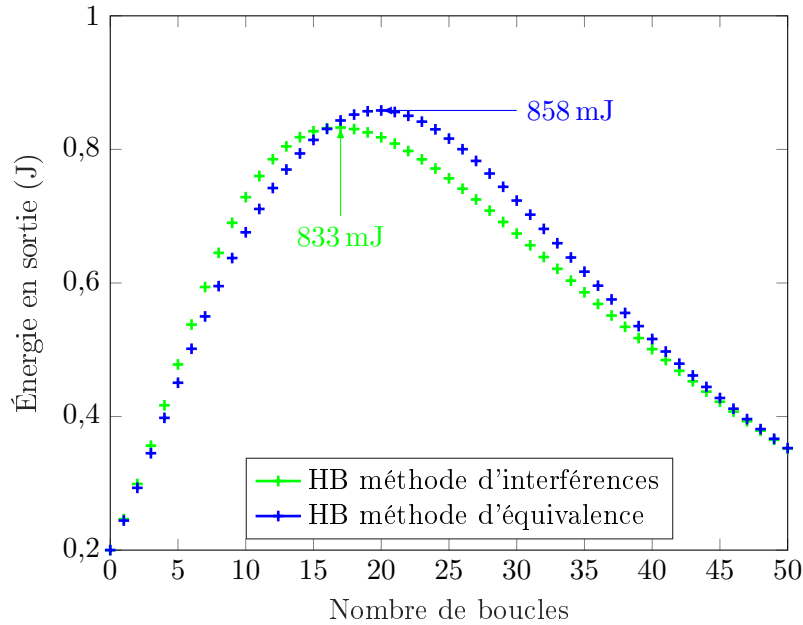


FIGURE III.20 – Comparaison de l'énergie de sortie avec prise en compte du « spatial hole burning » par deux méthodes différentes, pour des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> de 3 mm d'épaisseur pour une zone de gain et un faisceau de diamètre 4 mm, un pompage recyclé de 1 kW crête sur 2 ms, une énergie injectée de 200 mJ et 4 % de pertes par boucle dans l'amplificateur. La courbe verte est obtenue avec la première méthode utilisant le concept d'interférences. La courbe bleue est obtenue par la méthode d'équivalence.

de deux têtes Yb:CaF<sub>2</sub> (cristaux de 3 mm d'épaisseur) pompées chacune par une diode kilowatt recyclée (impulsions de pompe de 1 kW crête de 2 ms à 3 ms) et injecté par la chaîne nanoseconde délivrant une centaine de millijoules (cf chapitre 1 partie 4.6). Cependant une série de pannes successives ont rendu ces expériences infaisables : tout d'abord une des diodes de pompe est hors service suite à une fuite d'eau de son refroidisseur qui a « humidifié » les émetteurs, ensuite le dernier amplificateur de la chaîne nanoseconde a subi une série de pannes sur ses refroidisseurs le rendant inopérant. Sans ce dernier amplificateur, l'énergie d'injection disponible est au maximum de 250  $\mu$ J.

Dans ces conditions, impossible d'atteindre l'énergie visée de 600 mJ. Néanmoins, afin de valider notre nouvelle tête de pompage et de mettre à profit le travail déjà effectué, nous avons décidé de nous tourner vers la conception d'amplificateurs à plus fort gain à la cadence de 100 Hz avec pour but de délivrer des énergies jusqu'à la centaine de millijoules. L'objectif est de profiter de l'énergie stockée et accessible en utilisant une seule diode de pompe. Pour atteindre ce type de performances avec une injection sub-millijoule, il faut se tourner vers des architectures à très grands nombres de passages. Nous en étudierons deux :

- L'architecture régénérative basée sur le piégeage d'impulsions dans une cavité.
- L'architecture à multi-passages géométriques équivalente à celle qui devait être utilisée pour l'amplificateur 600 mJ. Nous verrons comment nous avons adapté cette architecture préalablement réservée aux systèmes de haute énergie à forte extraction.

La figure III.21 illustre ces changements.

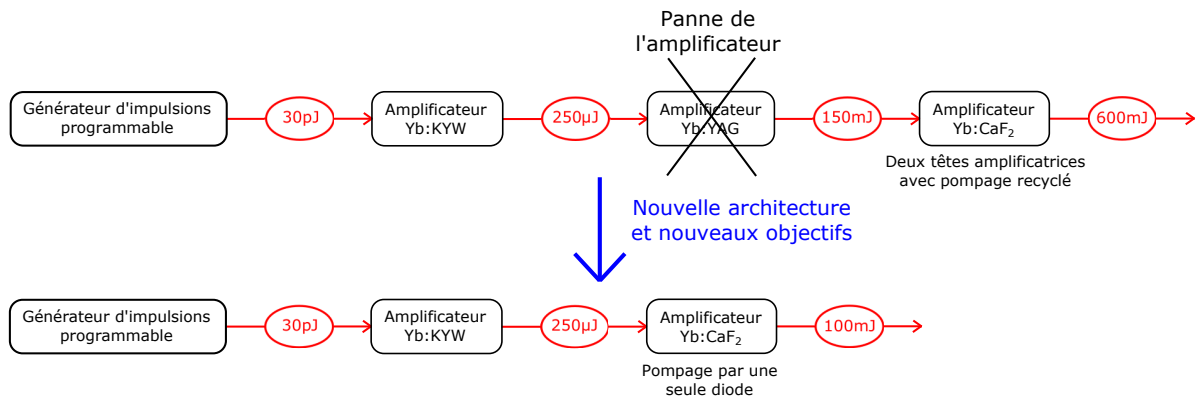


FIGURE III.21 – Nouvelle chaîne amplificatrice et nouveaux objectifs pour l'amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub>.

## 2 Amplification régénérative

### 2.1 Principe

L'architecture régénérative est une technique d'amplification d'impulsions laser basée un principe simple : piéger une impulsion dans une cavité pendant un certain temps pour la faire passer suffisamment de fois dans le milieu amplificateur. Un cycle d'amplification se déroule alors en trois phases :

- L'injection de l'impulsion dans la cavité
- L'amplification de l'impulsion piégée dans la cavité
- L'éjection de l'impulsion de la cavité

Le piégeage de l'impulsion permet un nombre de passages très grand (illimité en théorie) et donc rend cette architecture favorable à l'obtention de gains globaux très importants (jusqu'à plusieurs millions). Elle est majoritairement utilisée pour amplifier des impulsions d'énergies initialement très faibles (à partir de quelques centaines de picojoules), jusqu'à des niveaux importants (de la centaine de microjoules à la centaine de millijoules). Le schéma de la figure III.22 donne les principaux éléments d'un amplificateur régénératif ainsi que les polarisations mises en jeu.

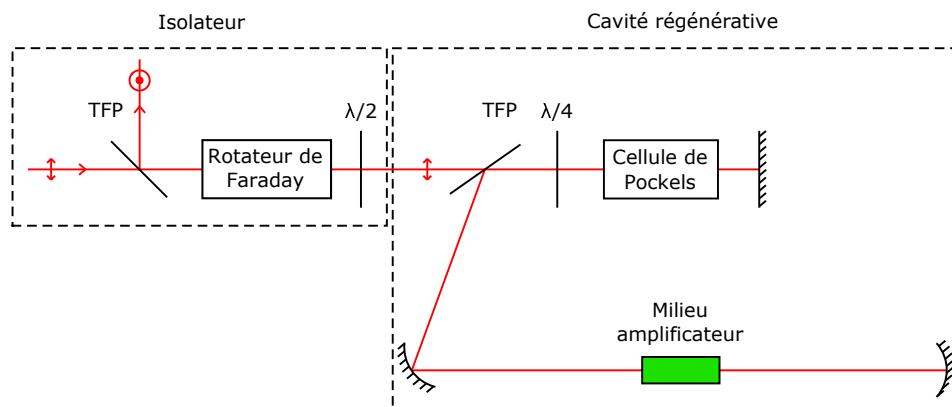


FIGURE III.22 – Schéma de principe d'un amplificateur régénératif. Les polarisations s et p sont définies sur le schéma.

### 2.1.1 Isolateur et cavité laser

Ce type d'amplificateur est constitué de deux parties distinctes : la cavité laser en elle-même dans laquelle l'impulsion est piégée et un isolateur optique permettant d'aiguiller l'entrée et la sortie sur deux voies différentes.

Cet isolateur est essentiel puisque l'utilisation d'une cavité impose le retour du faisceau sur lui-même. Il est constitué classiquement d'un élément sensible à la polarisation (ici un TFP « Thin Film Polarizer » : polariseur fin), un rotateur de Faraday et une lame demi-onde dont les axes propres sont positionnés à 45° des polarisations s et p. Le schéma de la figure III.23 détaille le principe de fonctionnement d'un tel isolateur.

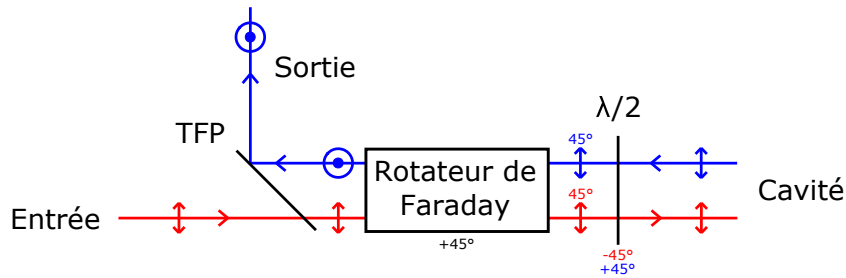


FIGURE III.23 – Schéma de principe d'un isolateur optique tel qu'utilisé dans un amplificateur régénératif.

Le rotateur de Faraday est un élément agissant sur la polarisation. Il est constitué d'un cristal soumis à un champ magnétique constant et sensible à l'effet Faraday. Un tel cristal obtient ainsi ce que l'on appelle un pouvoir rotatoire<sup>1</sup> et est réglé de façon à tourner la polarisation du faisceau le traversant de 45°. De plus le sens de rotation de la polarisation est déterminé par la direction du champ magnétique et ne dépend donc pas du sens de parcours du faisceau dans le rotateur contrairement aux lames d'onde biréfringentes.

Revenons à l'isolateur. Pour entrer dans l'amplificateur, dans notre cas, l'impulsion doit être polarisée p. Elle traverse alors le TFP et le rotateur de Faraday qui tourne sa polarisation de 45°. Ensuite le faisceau passe dans la lame demi-onde qui rétablit la polarisation p. L'impulsion peut ainsi traverser le deuxième TFP et se coupler dans la cavité.

Quand l'impulsion est éjectée de la cavité elle est polarisée p de la même façon que précédemment. La lame demi-onde tourne alors sa polarisation de 45°. Le passage dans le rotateur de Faraday dans ce sens tourne alors la polarisation de 45° supplémentaire donnant une polarisation s qui est par conséquent réfléchi par le TFP et permet la sortie de l'amplificateur.

La cavité quant à elle peut être assez différente en fonction des caractéristiques voulues (tailles du mode laser aux différents endroits de la cavité notamment) mais possède toujours le sous-système permettant d'injecter, piéger et éjecter l'impulsion.

### 2.1.2 Piégeage de l'impulsion

Dans une architecture régénérative, le piégeage s'effectue classiquement par action de basculement de la polarisation de l'impulsion. Il est basé sur trois éléments distincts :

- Un TFP qui renvoie la polarisation s et est traversé par la polarisation p.
- Une cellule de Pockels qui peut modifier rapidement la polarisation du faisceau.
- Une lame quart d'onde positionnée à 45° des polarisations s et p.

La cellule de Pockels est constituée d'un cristal biréfringent qui sous l'effet d'une tension électrique (de quelques kilovolts) va avoir sa biréfringence modifiée<sup>2</sup> et se comporter donc comme

1. Il s'agit de faire tourner une polarisation linéaire d'un angle donné par unité de longueur de matériau, ici de cristal.

2. C'est l'effet Pockels d'où la cellule tire son nom.

une lame d'onde dont la biréfringence dépend de la tension appliquée. La cellule est orientée de façon à ce que les polarisations s et p coïncident avec les axes propres du cristal. Ainsi si aucune tension n'est appliquée, les polarisations s et p ne sont pas modifiées. Dans notre cas d'un amplificateur régénératif, le but recherché est le passage d'une lame d'onde à biréfringence nulle (pas d'action sur la polarisation) à une lame d'onde de biréfringence  $\pi/2$  (lame quart d'onde).

Le principe de fonctionnement repose sur le fait de modifier la polarisation du faisceau pour, soit qu'il traverse le TFP (phase d'injection et d'éjection), soit qu'il s'y réfléchisse (phase d'amplification). La figure III.24 détaille ce principe.

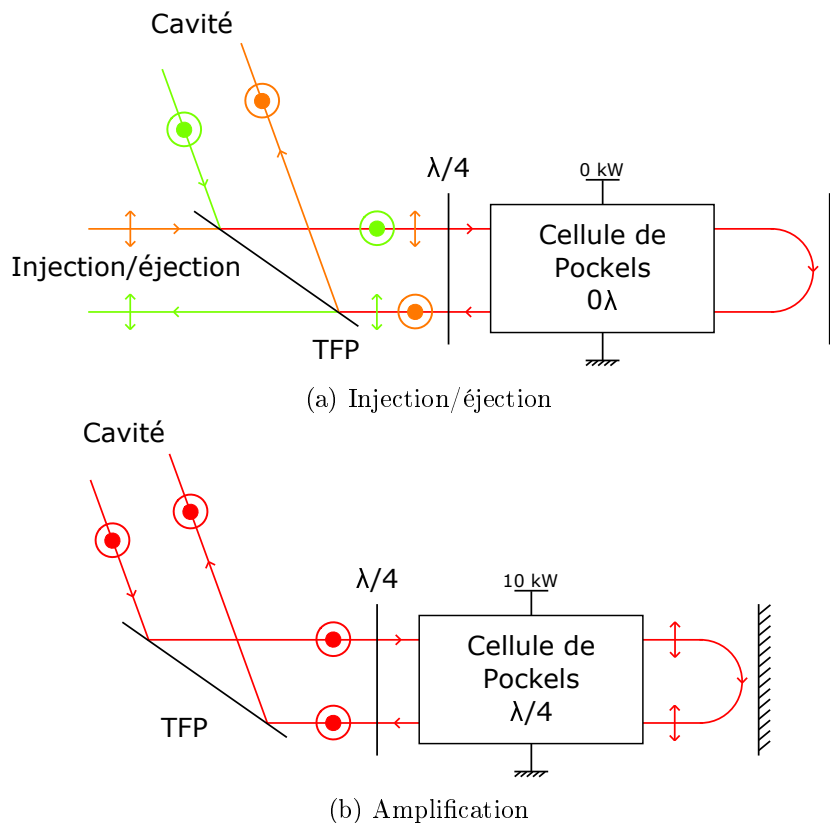


FIGURE III.24 – Principe de l'injection, du piégeage et de l'éjection d'une impulsion dans un amplificateur régénératif.

### Phase d'injection

Pour injecter l'amplificateur, la cellule de Pockels n'est soumise à aucune tension. Il n'y a donc pas d'incidence sur la polarisation ; seule la lame quart d'onde la modifie. L'impulsion, possédant une polarisation p, traverse tout d'abord le TFP. Ensuite elle passe un aller-retour dans la lame quart d'onde (et la cellule de Pockels), sa polarisation devient donc s<sup>1</sup>. De ce fait elle est cette fois-ci réfléchiée sur le TFP, l'injectant dans la cavité.

### Phase d'amplification

Pour maintenir l'impulsion dans la cavité et permettre l'amplification, la cellule de Pockels est soumise à une tension la rendant équivalente à une lame quart d'onde. Ce basculement doit se faire pendant le temps où l'impulsion est encore dans la cavité. L'ensemble cellule de Pockels et lame quart d'onde est ainsi équivalente à une lame demi onde au retour de l'impulsion.

1. Un double passage dans la lame quart d'onde est équivalent à un passage dans une lame demi onde. La polarisation est donc tournée de 90°.



L'impulsion polarisée  $s$  provenant de la cavité passe donc deux fois dans une lame demi-onde ce qui ne modifie pas sa polarisation. Elle est par conséquent encore réfléchiée par le TFP et circule à nouveau dans la cavité ; et ceci tant que la tension quart d'onde est maintenue.

### Phase d'éjection

Pour éjecter l'impulsion, la tension est coupée pendant que l'impulsion est dans la cavité et, de manière analogue à l'injection, l'impulsion traverse le TFP et sort de l'amplificateur.

## 2.2 Intérêts de l'architecture régénérative

Il a déjà été mentionné que cette architecture était particulièrement adaptée au très fort gain global car elle permet un très grand nombre de passages dans le milieu amplificateur. Cependant il existe d'autres intérêts à cette architecture.

Tout d'abord elle permet l'obtention d'un mode spatial de très haute qualité sur le faisceau amplifié qui est idéalement limité par diffraction grâce à l'utilisation d'une cavité laser. En effet la cavité impose son mode propre et filtre spatialement l'impulsion d'autant plus que celle-ci reste longtemps dans la cavité (plusieurs centaines d'aller-retour). Le mode obtenu en sortie d'amplificateur est idéalement le mode propre TEM<sub>00</sub> de la cavité<sup>1</sup>.

Ensuite, le nombre de boucles dans la cavité et donc dans le milieu amplificateur est variable et facilement ajustable<sup>2</sup>. Cette architecture est donc particulièrement flexible et adaptée à l'obtention de très forts gains globaux, même pour un gain petit signal du milieu amplificateur et une énergie injectée faibles.

En conséquence, ce type de système permet d'atteindre assez facilement le régime de saturation. En effet le nombre de boucles est ajusté pour obtenir la plus grande énergie possible pour l'impulsion, correspondant à la boucle pour laquelle le gain devient égal aux pertes dans la cavité. Par conséquent une extraction correcte de l'énergie stockée dans le milieu peut être obtenue. Ceci permet d'optimiser l'efficacité du système s'il est conçu pour ne pas dépasser les seuils de dommage.

Cependant l'utilisation de cette architecture rencontre tout de même un certain nombre d'inconvénients. Le premier est l'accord du faisceau laser avec le mode propre de la cavité. De même, la stabilité de la cavité et de son mode propre est aussi critique. Ceci l'est d'autant plus dans notre cas que la cavité va être longue pour pouvoir piéger des impulsions nanosecondes et avec des larges modes pour éviter l'endommagement des optiques.

Ensuite les pertes de la cavité sont un point important pour ce type de système où le nombre de boucles dans l'amplificateur est important. Ceci est d'autant plus critique dans notre cas avec l'utilisation de l'Yb:CaF<sub>2</sub> comme milieu amplificateur. Si des miroirs et les TFP peuvent être spécifiés avec des réflectivités supérieures à 99,9 % (surtout pour un rayonnement monochromatique), ce n'est pas le cas de la cellule de Pockels présentant typiquement des pertes de quelques pourcents par passage. L'explication est à trouver du côté de la transparence du cristal utilisé mais aussi des multiples interfaces au sein de la cellule (protection du cristal, utilisation potentiel de deux cristaux en série...). En conséquence, il faut minimiser le nombre d'optiques et notamment de miroirs utilisés dans la cavité pour limiter autant que faire se peut les pertes intracavité.

Un dernier inconvénient pouvant être cité est celui, important dans notre cas, des seuils de dommage. En effet, de par le principe même de l'amplification régénérative, les optiques de la cavité sont soumises à un rayonnement à la cadence de la cavité (inverse du temps d'aller-retour),

1. Bien entendu, l'obtention d'un mode spatial correcte passe par une optimisation géométrique de la cavité, notamment en ce qui concerne l'astigmatisme (faibles angles d'incidence sur les miroirs courbes, symétrie de la lentille thermique...).

2. Jusqu'à un certain point limité par le rapport cyclique maximale admissible par la cellule qui empêche des temps de stockage trop long.

bien plus importante que la cadence de l'amplificateur. De plus, pour peu que l'impulsion soit extraite à saturation, les dernières boucles propagent une impulsion d'énergie maximale et quasi constante. Par conséquent les optiques de la cavité sont soumises dans ce cas à des groupements d'impulsions d'énergie maximale en fin de processus d'amplification, augmentant par conséquent les limitations dues au seuil de dommage.

### 2.3 Problématiques spécifiques liées à l'amplification en haute énergie avec le cristal Yb:CaF<sub>2</sub>

Notre objectif de développement d'un amplificateur régénératif dans la gamme 100 mJ à la cadence de 100 Hz avec un pompage haute puissance moyenne présente un certain nombre de problématiques qui lui sont spécifiques. Nous allons maintenant nous y attarder car elles impactent fortement la conception de la cavité régénérative.

#### Large mode spatial

Il a été décidé de construire une cavité avec bras collimaté dans lequel la cellule de Pockels sera positionnée<sup>1</sup> et un bras où le faisceau est focalisé sur le cristal pour un gain maximal.

Bien entendu les seuils de dommage imposent de travailler avec de larges modes spatiaux sur toutes les optiques. Les maillons faibles sont les seuils de dommage des cristaux traités et de la cellule qui imposent des diamètres de faisceau de 2 mm sur le cristal et 3 mm sur la cellule de Pockels.

Le fait d'utiliser une cavité à large mode pose des difficultés particulières. Tout d'abord la discrétisation des modes de cavité n'est pas optimale car la taille du faisceau ne varie que très peu dans la cavité, ce qui rend impossible le recours à un filtrage de mode efficace. En effet pour travailler avec une cavité dans l'air à ces niveaux d'énergie il faut éviter, pour ne pas claquer l'air, que le faisceau prenne des dimensions trop petites. Ceci induit d'ailleurs le recours à de longues cavités (de l'ordre de la dizaine de mètres). Il en résulte que le mode spatial est difficilement monomode mais est souvent un mélange de modes d'ordres supérieurs, ce qui dégrade sa qualité. Ensuite la stabilité de la cavité est aussi un point critique. En effet le recours à une longue cavité la rend de facto plus sensible à son environnement, notamment les turbulences de l'air. Il est donc souvent crucial de limiter l'interaction de ces cavités avec l'extérieur en les repliant et en mettant en place un capot. Le repliement est tout de même problématique puisqu'il rime souvent avec l'ajout de miroirs supplémentaires dans la cavité, ce qui n'est jamais souhaitable en termes de pertes, d'autant plus si l'on travaille avec l'Yb:CaF<sub>2</sub> comme milieu amplificateur.

#### Faible gain de l'Yb:CaF<sub>2</sub>

Il a déjà été mentionné que les limitations dues aux pertes par aller-retour étaient cruciales dans les amplificateurs régénératifs à cause du nombre de boucles important. Cependant ce n'est pas tant les pertes de l'amplificateur qui doivent être limitées que le gain net par passage qui doit être maximisé. Dans cette optique, deux choix ont été faits.

Tout d'abord, l'absorption du faisceau de pompe a été maximisée par l'utilisation de deux cristaux pompés en série. De ce fait la partie non absorbée du premier cristal sert à pomper le deuxième. Ce choix permet d'avoir plus de gain qu'avec une seule tête laser avec un recyclage de la pompe.

Pour augmenter le gain par boucle il a aussi été décidé de ne pas placer les deux cristaux en fond de cavité de façon à passer deux fois dans chaque cristal durant un aller-retour (une boucle) dans la cavité.

---

1. En effet la cellule doit être traversée par un faisceau collimaté pour un contrôle correcte de la polarisation.

## 2.4 Disposition de l'amplificateur

La disposition de l'amplificateur est exposée sur la figure III.25.

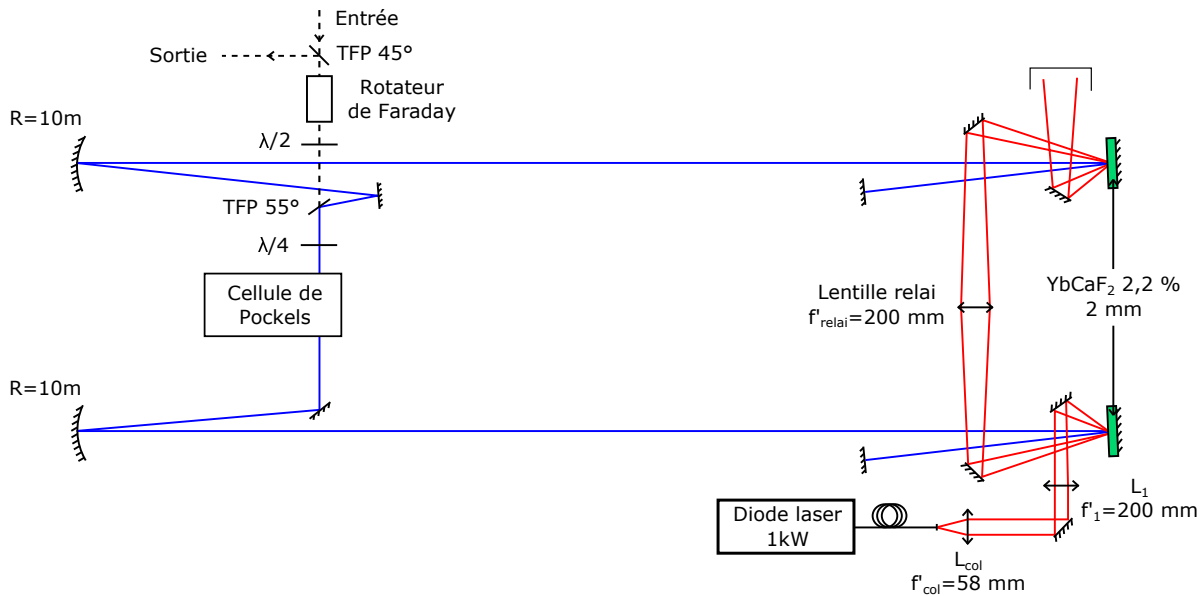


FIGURE III.25 – Schéma de la configuration de l'amplificateur régénératif. En bleu la cavité laser et en rouge le schéma de pompage.

La cavité utilisée est symétrique, constituée de deux miroirs de 10 m de rayon de courbure délimitant le bras collimaté et de deux miroirs de fond de cavité. La cavité obtenue est assez longue, il y a en effet 1,6 m entre les deux miroirs concaves, 3 m entre un miroir concave et un cristal et 50 cm entre un miroir de fond de cavité et le cristal correspondant. Le temps d'aller-retour dans la cavité  $t_c$  est mesuré à 68 ns. Les deux cristaux (d'épaisseur 2 mm et dopés à 2,2 %) sont positionnés un peu avant les miroirs de fond de cavité où le faisceau a un diamètre avoisinant les 2 mm. La cellule de Pockels est placée dans le bras collimaté avec les différents éléments constituant le sous-système de piégeage. Le pompage des deux cristaux est effectué par la diode DILAS (diamètre de la zone pompée 2,2 mm) et une lentille relais est utilisée pour imager la zone pompée du premier cristal sur le deuxième (via un système d'imagerie 4f de grandissement  $-1$ ). La figure III.26 donne le rayon du faisceau (à  $1/e^2$ ) dans la cavité décrite en figure III.25. Il est calculé avec le logiciel ReZonator en l'absence de lentille thermique. La position des différentes optiques est aussi indiquée, permettant de constater que le faisceau prend bien les dimensions voulues aux différents endroits de la cavité et qu'il n'y a aucune focalisation critique du faisceau.

La lentille thermique est compensée par modification de la position des deux miroirs de fond de cavité. Pour un pompage nominal à 200 W moyen (1 kW crête, 2 ms à la cadence de 100 Hz) les miroirs de fond de cavité sont reculés jusqu'à une distance d'environ 1 m des cristaux, la lentille thermique moyenne compensée est alors autour d'une dizaine de mètre. Plus précisément, la figure III.27 (a) donne le mode propre de la cavité, simulé avec le logiciel ReZonator, avec une distance entre les miroirs de fond de cavité (MFC1 et MFC2) et les cristaux (C1 et C2) de 1,25 m et en considérant que chaque cristal est entaché d'une lentille thermique de 10 m de focale. La lentille thermique est compensée, en ce sens que le mode de cavité conserve des dimensions proches des valeurs nominales (3 mm de diamètre dans le bras collimaté et 2 mm sur les cristaux). Enfin le pompage n'étant pas le même pour les deux cristaux (recyclage de la puissance non absorbée par le premier cristal dans le deuxième), la lentille thermique n'est rigoureusement pas la même pour les deux cristaux. La figure III.27 (b)

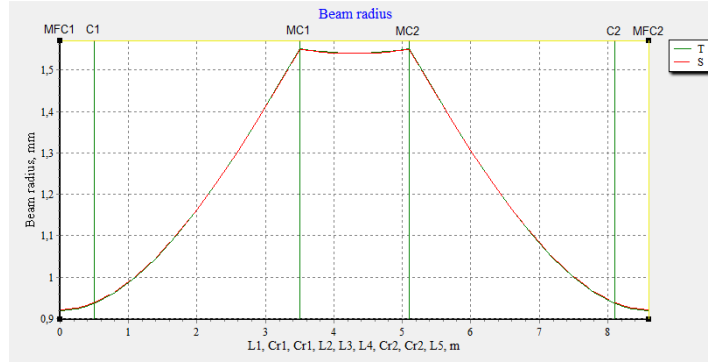


FIGURE III.26 – Simulation du rayon du faisceau dans la cavité régénérative par le logiciel ReZonator sans lentille thermique. Les courbes rouges et vertes représentent respectivement le rayon du faisceau dans le plan sagittal (S) et dans le plan tangentiel (T) de la cavité. Les notations MCF, MC et C donnent respectivement la position des miroirs de fond de cavité, des miroirs concaves de rayon de courbure 10 m et des cristaux.

donne ainsi la dimension du faisceau pour une cavité identique à celle de la figure III.27 (a) mais avec le premier cristal (C1) possédant une lentille thermique de focale 8 m et le deuxième (C2) de focale 12 m. La cavité devient dissymétrique mais conserve tout de même un mode proche des dimensions nominales. Ceci montre une certaine flexibilité de la cavité à la dissymétrie imposée par la lentille thermique.

### Mesure des pertes de la cavité

Sans pomper l'amplificateur (donc sans compenser de lentille thermique) on mesure les pertes de la cavité laser en piégeant dans celle-ci une impulsion nanoseconde de 200  $\mu\text{J}$ . Les impulsions sont observées derrière un des miroirs de la cavité. À l'aide d'une régression exponentielle, on en déduit les pertes brutes de la cavité. À ces pertes brutes  $p_{\text{brutes}}$  doivent être retirées les pertes par absorption des cristaux quand ceux-ci ne sont pas pompés. Ces pertes  $p_{\text{abs}}$  sont estimées à partir de la section efficace d'absorption à 1030 nm  $\sigma_{\text{abs}}$ , de la densité de population totale  $n_{\text{tot}}$  et de l'épaisseur  $L$  d'un cristal :

$$p_{\text{abs}} = 1 - e^{(-8\sigma_{\text{abs}} n_{\text{tot}} L)} \quad (\text{III.18})$$

Dans le cas de cristaux de 2 mm d'épaisseur on obtient 14 % de pertes par boucle.

La figure III.28 donne un exemple de mesure des pertes brutes et de la régression associée.

En répétant la mesure plusieurs fois on en déduit des pertes brutes de  $21\% \pm 1\%$ , soit des pertes passives dans la cavité de  $8\% \pm 1\%$  par passage. C'est une valeur qui peut paraître importante, seulement il faut bien considérer les pertes de la cellule de Pockels (autour de 2 % en simple passage) et le fait qu'un aller-retour dans la cavité se fait avec 10 réflexions sur des miroirs/TFP. En considérant les pertes de la cellule et une réflectivité moyenne de seulement 99,6 % pour les miroirs/TFP, on obtient les 8 % de pertes précédemment trouvées.

## 2.5 Résultats en amplification

### 2.5.1 Énergies et profils temporels et spatiaux

La figure III.29 donne le résultat de l'énergie maximale obtenue pour l'amplificateur régénératif en fonction de sa cadence de travail.

Une énergie maximale de 66 mJ a été obtenue. Cette valeur est limitée par l'endommagement de l'amplificateur (dommages sur les cristaux). Ces résultats montrent l'intérêt de l'architecture régénérative avec les cristaux d' $\text{Yb:CaF}_2$  pour l'amplification à haute énergie. Il est cependant

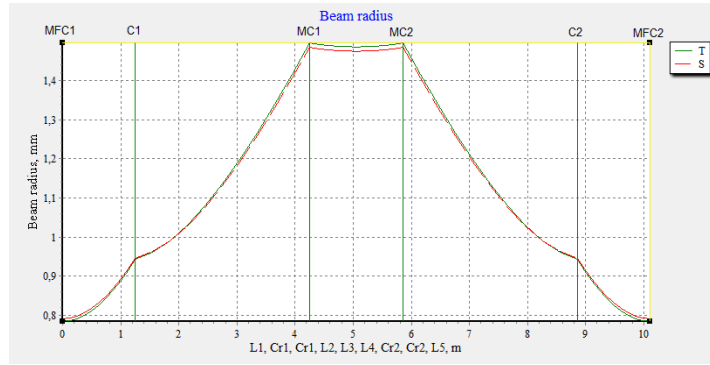
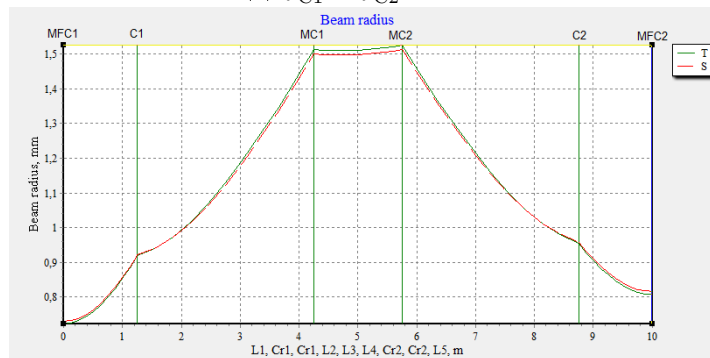
(a)  $f'_{C1} = f'_{C2} = 10$  m(b)  $f'_{C1} = 8$  m et  $f'_{C2} = 12$  m

FIGURE III.27 – Simulation du rayon du faisceau dans la cavité régénérative par le logiciel Re-Zonator en présence de lentilles thermiques ( $f'_{C1}$  et  $f'_{C2}$  sont les focales des lentilles thermiques des différents cristaux). Les courbes rouges et vertes représentent respectivement le rayon du faisceau dans le plan sagittal (S) et dans le plan tangentiel (T) de la cavité. Les notations MCF, MC et C donnent respectivement la position des miroirs de fond de cavité, des miroirs concaves de rayon de courbure 10 m et des cristaux.

à noter que la modification de cadence a un impact significatif sur l'énergie de sortie du faisceau. Cela s'accompagne d'une modification du gain petit signal de l'amplificateur. Plusieurs phénomènes sont à l'origine de cette variation importante. Tout d'abord la compensation de la lentille thermique qui est plus ou moins bien ajustée en fonction de la cadence. Ensuite l'impact de la cavité qui effectue un filtrage spatial important du mode introduisant des pertes supplémentaires dans l'amplificateur qui vont donc dépendre de la cadence (cf partie 2.5.2). Du point de vue spatial et temporel l'amplificateur maintient une qualité de faisceau correcte en fonction de la cadence comme visible en figure III.30. Le profil temporel est carré et le profil spatial est proche du faisceau gaussien.

### 2.5.2 Limitations actuelles de l'amplificateur

Nous avons déjà vu que l'énergie de l'amplificateur chutait avec la cadence. Pour expliquer ce phénomène, l'impact d'une lentille thermique résiduelle a déjà été mentionné ainsi qu'un effet de filtrage spatial du mode par la cavité, introduisant des pertes supplémentaires. De plus nous avons aussi été confrontés à d'autres problèmes comme le co-lasage à une longueur d'onde différente ou des impulsions de démarrage plus élevées que celles du régime permanent (« over-shoot »). Détaillons un peu plus ces phénomènes.

#### Co-lasage à une longueur d'onde différente

Nous avons tout d'abord été confronté à un phénomène de co-lasage à une longueur d'onde

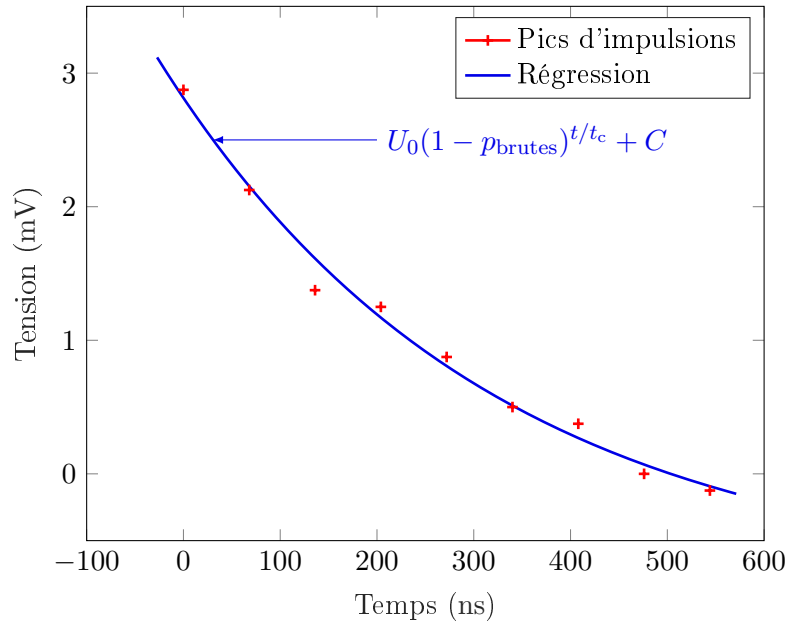


FIGURE III.28 – Exemple de valeurs des tensions crêtes des impulsions mesurées sur une photodiode au niveau d’un miroir de la cavité régénérative et régression exponentielle pour obtenir les pertes de la cavité. Dans la régression,  $t_c$  est le temps d’aller-retour dans la cavité,  $p_{brutes}$  les pertes brutes,  $U_0$  une tension de référence et  $C$  une constante.

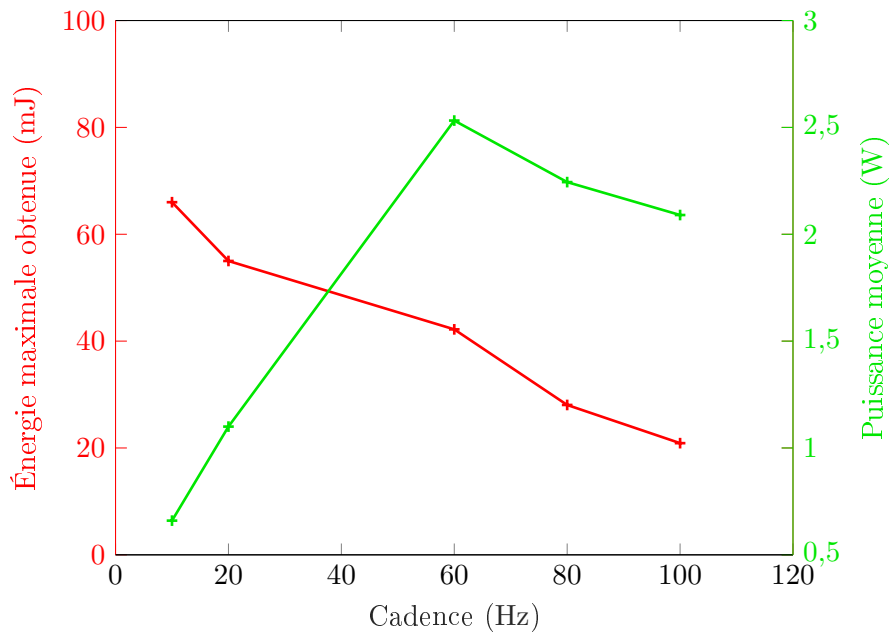


FIGURE III.29 – Énergie maximale et puissance moyenne associée obtenues dans l’amplificateur régénératif en fonction de la cadence pour une énergie injectée de  $250 \mu\text{J}$  pour des impulsions de 5 ns).

différente de celle de l’impulsion injectée (1030 nm). La figure III.31 donne un exemple de cet effet parasite pour une cadence de 25 Hz.

La longueur d’onde du co-lasage varie avec le réglage de la lame quart d’onde intracavité<sup>1</sup>.

1. Il s’agit de la lame quart d’onde, qui couplée avec la cellule de Pockels et le TFP dans la cavité, permet l’injection et l’éjection des impulsions.

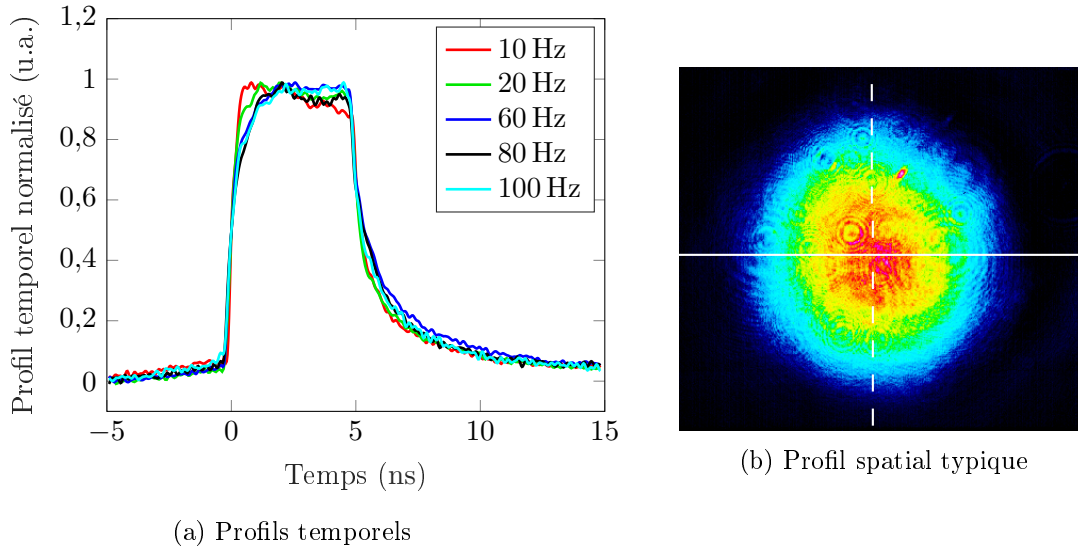


FIGURE III.30 – (a) Profils temporels normalisés d’impulsions de 5 ns pour les différentes énergies maximales obtenues aux différentes cadences. (b) Profil spatial typique mesurés (diamètre 2,2 mm à  $1/e^2$ ) en sortie de l’amplificateur régénératif.

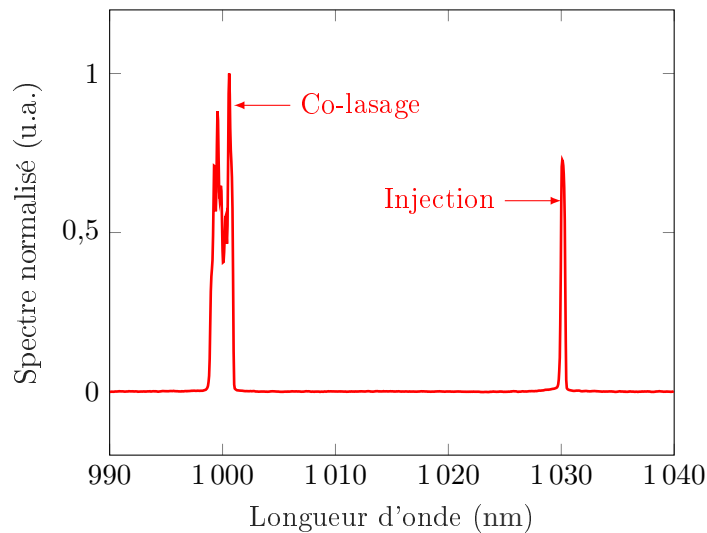


FIGURE III.31 – Exemple de co-lasage observé dans l’amplificateur régénératif pour un pompage avec des impulsions de 1 kW crête et de 2 ms de durée à la cadence de 25 Hz. L’énergie de sortie est de 9 mJ total (pour les deux longueurs d’onde) pour une injection de 20  $\mu$ J et 16 boucles d’amplification.

Il s’agit donc d’un problème technologique d’acceptance spectrale du TFP lié à la polarisation dans la cavité. Cet effet a cependant pu être fortement limité par un réglage précis de la cavité et des différents éléments jouant sur la polarisation. Les résultats d’énergie présentés en figure III.29 sont d’ailleurs donnés avec un effet de co-lasage négligeable.

#### « Over-shoot »

Nous avons aussi pu mettre en évidence un phénomène d’« over-shoot » que l’on a retrouvé pour les différentes cadences. À savoir que la première impulsion amplifiée (avec pompage actif) est plus importante que celles obtenues en régime permanent. Bien entendu les résultats en énergie (cf figure III.29) ont été obtenus en régime permanent. Un exemple de ce phénomène,

observé à 100 Hz, est donné en figure III.32. On réalise pour cela une mesure, derrière un miroir de la cavité, du train d'impulsions lors de l'amplification.

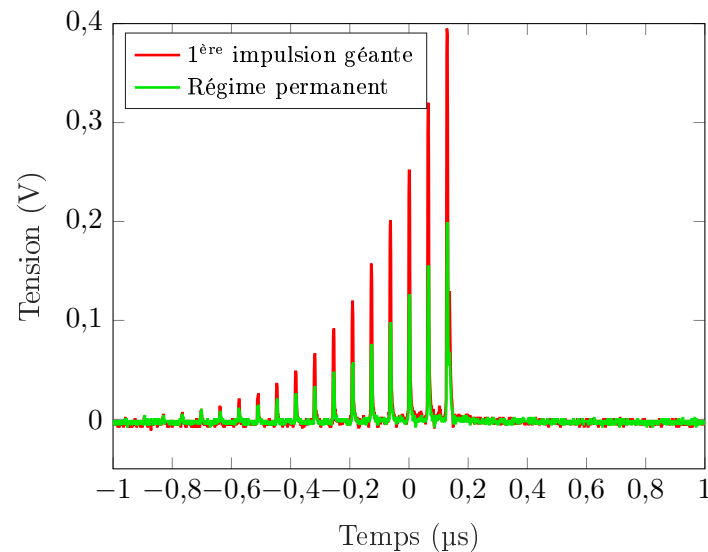


FIGURE III.32 – Exemple d'« over-shoot » observé par la différence entre le premier cycle d'impulsions dans la cavité régénérative et celui obtenu en régime permanent. Mesures effectuées derrière un des miroirs de la cavité pour un pompage avec des impulsions de 1 kW crête et de 2 ms de durée et une durée d'amplification de 1,865  $\mu$ s (30 boucles) à la cadence de 100 Hz. L'énergie de sortie est de 10 mJ en régime permanent pour une injection de 10  $\mu$ J.

Nous imputons ce phénomène à une stabilisation thermique de la cavité lors de l'apparition de l'émission stimulée. En effet l'effet d'« over-shoot » se produit à très basse cadence comparée au 2,4 ms de temps de vie de l'Yb:CaF<sub>2</sub> (sachant qu'à 100 Hz nous sommes déjà à 4 fois le temps de vie). Cet effet est très limitant car il empêche de nous donner accès à un gain (et donc à une énergie finale) plus important.

### Filtrage spatial

La cause principale de la diminution de l'énergie avec la cadence de travail de l'amplificateur est le filtrage spatial du mode imposé par la cavité. Pour voir ce phénomène nous avons enregistré le mode spatial derrière un des miroirs de fond de cavité pour les deux cadences extrêmes (20 Hz et 100 Hz) en fonction du nombre de boucles dans l'amplificateur. Le résultat est visible en figure III.33. Nous donnons aussi, à titre de comparaison, le mode obtenu pour le faisceau injecté sans amplification.

Nous pouvons ainsi clairement voir que l'augmentation de la cadence impose une déformation importante du mode spatial, menant à des pertes de couplages supplémentaires.

L'énergie en sortie de l'amplificateur est ainsi limitée par un effet de stabilisation thermique qui crée un « over-shoot » et par un filtrage important du mode de cavité allié à une compensation imparfaite de la lentille thermique qui diminue l'énergie quand la cadence augmente. Cependant cet amplificateur possède tout de même des caractéristiques intéressantes pour le pompage d'OPCPA à forte énergie, de par la qualité de son mode spatial et le maintien d'un profil temporel carré.



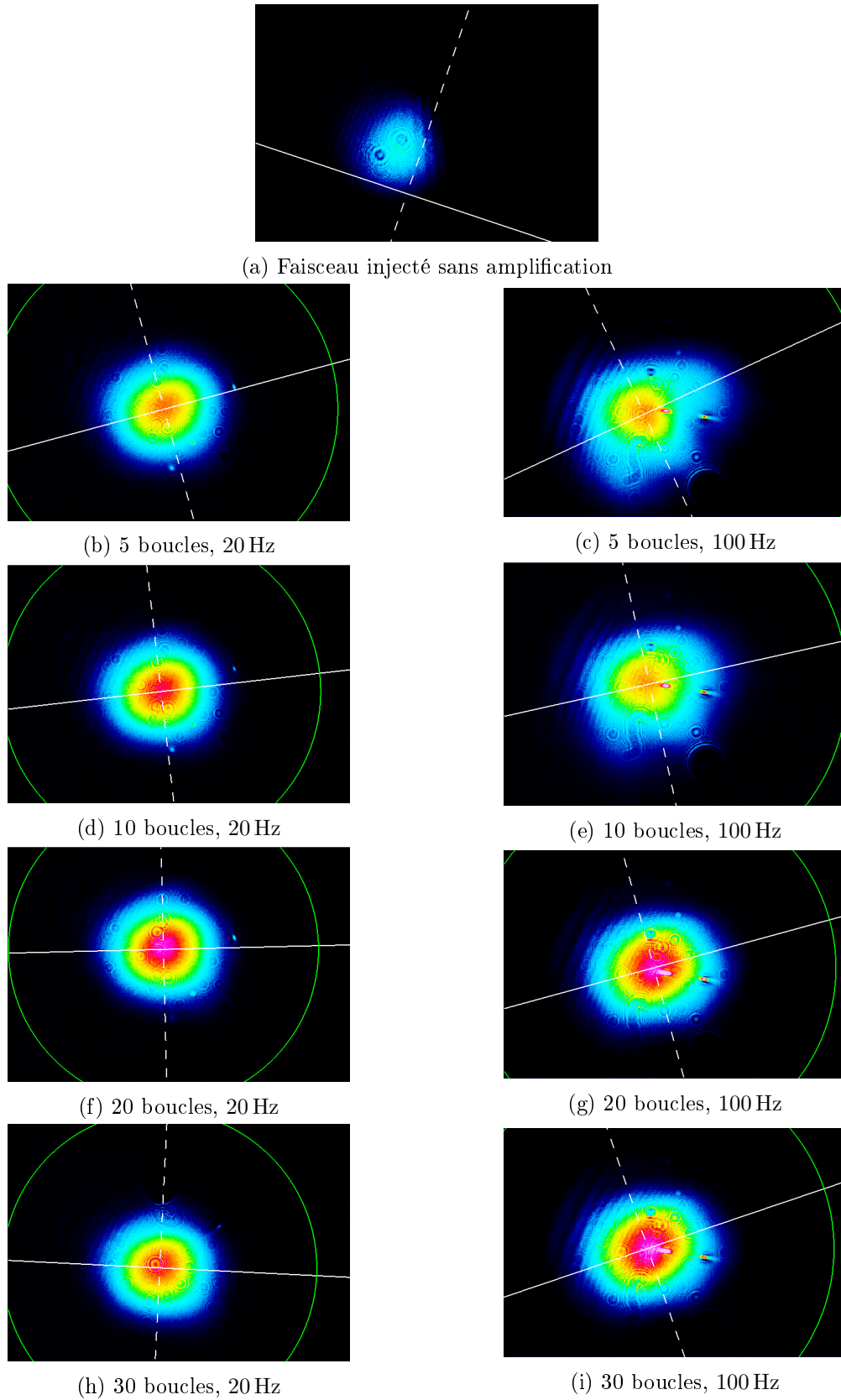


FIGURE III.33 – Variation du mode de cavité (mesures faites derrière un des deux miroirs de fond de cavité) pour deux cadences (20 Hz et 100 Hz) en fonction du nombre de boucles dans l'amplificateur. Le pompage est réalisé avec des impulsions de 1 kW crête et de 2 ms de durée.

### 3 Amplification multipassage

Nous allons maintenant nous intéresser au deuxième grand type d'amplificateurs, traditionnellement adaptés à l'extraction d'énergie, les amplificateurs à multiples passages géométriques ou plus simplement appelés amplificateurs multipassage.

#### 3.1 Principe

Bien que le but ici soit encore de faire passer le faisceau laser un grand nombre de fois dans un milieu à gain, le principe de fonctionnement de ce type d'amplificateurs est assez différent de celui que nous venons de voir c'est à dire l'amplificateur régénératif. En effet il n'est plus question ici d'emprisonner une impulsion dans une cavité mais bien de la faire passer plusieurs fois de manière « simple » dans le milieu amplificateur à l'aide d'un jeu de miroirs successifs. Un exemple classique de ce type d'amplification est l'architecture dite « papillon » telle que représentée en figure III.34.

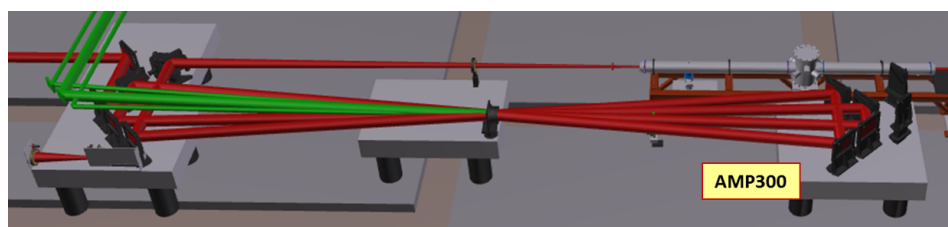


FIGURE III.34 – Exemple d'un amplificateur multipassage classique type « papillon ». Il s'agit du futur amplificateur Ti:Sa 300 J « AMP 300 » de la chaîne Apollon.

#### 3.2 Intérêts de l'amplification multipassage

L'architecture multipassage présente des avantages particuliers liés à son principe de fonctionnement assez direct. Tout d'abord ce sont des amplificateurs qui montrent, en générale, une plus grande facilité de mise en œuvre ainsi qu'une grande flexibilité en termes de conception (nombre de milieux amplificateurs, façon d'effectuer les passages...) par rapport aux amplificateurs régénératifs<sup>1</sup>.

Un autre avantage non négligeable de cette architecture est la possibilité d'obtenir des pertes par boucle relativement faibles (quelques pourcents), grâce à l'utilisation exclusive de miroirs comme composants optiques pour effectuer les différentes boucles. Aucun autre élément n'est nécessaire contrairement au cas de l'amplification régénérative.

Cependant ce type d'amplification possède tout de même certains désavantages notamment en ce qui concerne les problématiques spatiales. En effet l'absence de cavité laser ne permet pas de filtrer le mode spatial, le seul filtrage possible étant celui effectué par la zone de gain. Il faut donc prêter une attention particulière aux déformations du faisceau induites par l'amplificateur, notamment l'astigmatisme. Le recouvrement du faisceau sur la zone de gain est aussi un paramètre critique tant pour maximiser le gain que pour le maintien de la qualité du mode spatial. Or dans ces amplificateurs, il n'est pas tant délicat d'effectuer le recouvrement pour un passage donné que de le maintenir pour les différents passages.

Un autre désavantage de ce type d'amplification réside dans le nombre de passages dans le milieu amplificateur accessible plus limité et beaucoup moins flexible que l'architecture régénérative, sans faire appel à une complexité et un encombrement importants.

Enfin une conséquence non négligeable du nombre de passages accessible limité est la difficulté

1. Bien sûr il est possible de travailler avec des amplificateurs très complexes (notamment pour des nombres de passages importants). Mais pour des amplificateurs simples l'absence de cavité facilite la mise en œuvre.

à atteindre la saturation (lorsque le gain est faible) sans une forte énergie d'injection<sup>1</sup>. Seul un nombre de passages importants permet de pallier ce problème et d'extraire une énergie importante du milieu amplificateur.

Notre but est de développer un amplificateur multipassage avec une énergie dans la gamme des 100 mJ à une cadence de 100 Hz, pour une énergie injectée relativement basse de 250 μJ. Il est donc nécessaire de développer une architecture particulière avec un grand nombre de passages pouvant atteindre un gain total suffisant et les objectifs visés en termes d'énergies de sortie. C'est ce que nous allons voir maintenant.

### 3.3 Présentation de l'amplificateur

#### 3.3.1 Spécificités d'un tel amplificateur

Au vu des caractéristiques visées par l'amplificateur, un certain nombre de points spécifiques en découle.

#### Architecture de pompage

Comme cela a déjà été mentionné dans le cas de l'amplificateur régénératif, la dimension du mode spatial sur le milieu amplificateur doit être relativement large pour éviter l'endommagement, mais pas trop, pour ne pas limiter de manière trop drastique le gain. Notre choix s'est donc porté sur un diamètre de 2,5 mm pour les faisceaux de pompe et laser. Ceci assure théoriquement une énergie maximale de 245 mJ sans dommages ; cette dernière étant toujours limitée par les traitements sur les cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub>. Cependant l'épaisseur des cristaux a été augmentée à 2,8 mm pour assurer un gain suffisant.

Le gain par boucle est toujours un paramètre à maximiser. Ainsi, de la même manière que dans le cas de l'amplificateur régénératif, le gain est assuré par deux cristaux identiques pompés en série par une unique diode laser. Cette architecture permet aussi une meilleure répartition de la chaleur et une lentille thermique relativement faible.

#### Relais d'imagerie et gestion de la lentille thermique - ligne 4f

L'un des points critiques de cet amplificateur est de pouvoir assurer un recouvrement spatial correct entre le faisceau signal et les deux zones de gain de la boucle, pour tous les passages et ce même en présence de deux lentilles thermiques. Pour y parvenir il faut un système assurant que le faisceau revienne avec la même dimension sur chaque cristal après chaque boucle. L'amplificateur est ainsi construit autour d'une imagerie 4f dans laquelle le faisceau effectue ses passages. Le schéma de l'imagerie est donnée en figure III.35.

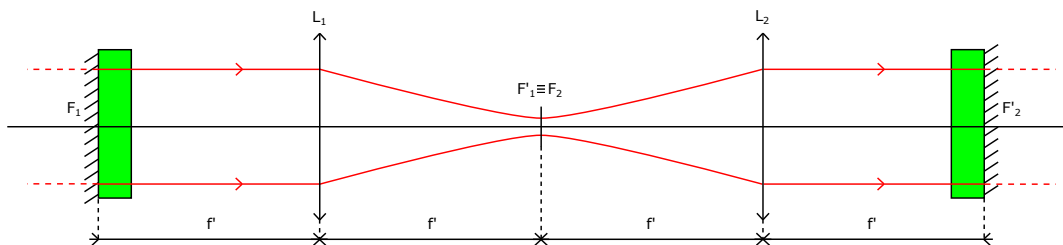


FIGURE III.35 – Schéma de principe d'une imagerie 4f avec position des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub>

Cette imagerie est constituée de deux optiques convergentes<sup>2</sup> identiques espacées de deux fois leur distance focale (en l'absence de lentille thermique). Le plan focal objet  $F_1$  de la pre-

1. Dans les faits l'énergie d'injection dans ce cas doit être du même ordre de grandeur que l'énergie stockée.

2. Dans notre cas ces optiques seront des miroirs bien qu'elles soient représentées par des lentilles sur le schéma pour faciliter la lecture.

mière optique est donc imagé dans le plan focal image  $F'_2$  de la deuxième avec un grandissement transversal de  $-1$ . Les cristaux sont placés l'un et l'autre dans un des deux plans focaux de façon à ce que le faisceau ait toujours le même diamètre quand il traverse un cristal. Il est important de noter que le faisceau se retrouve focalisé entre les deux optiques lors de l'utilisation d'un tel dispositif. Il faut donc veiller à ce que le diamètre du faisceau focalisé ne soit pas trop petit pour éviter tout phénomène de claquage de l'air lors de l'amplification.

L'intérêt de ce dispositif est aussi de pouvoir compenser la lentille thermique présente sur les cristaux. Cette compensation se fait en modifiant la distance entre les deux optiques. Dans ce cas, les cristaux sont toujours positionnés aux foyers des optiques de sorte que l'imagerie de grandissement  $-1$  est conservée entre eux<sup>1</sup>. Cependant la modification de la distance entre les optiques permet d'introduire un terme de phase spatiale quadratique dépendant de la modification de distance. Ainsi il est possible de compenser grâce à ce dispositif la partie quadratique de la phase thermique à chaque boucle et par conséquent de contrôler la dimension du faisceau dans l'amplificateur. Une propagation typique du faisceau dans la ligne 4f en présence de lentilles thermiques convergentes et avec compensation est donnée en figure III.36.

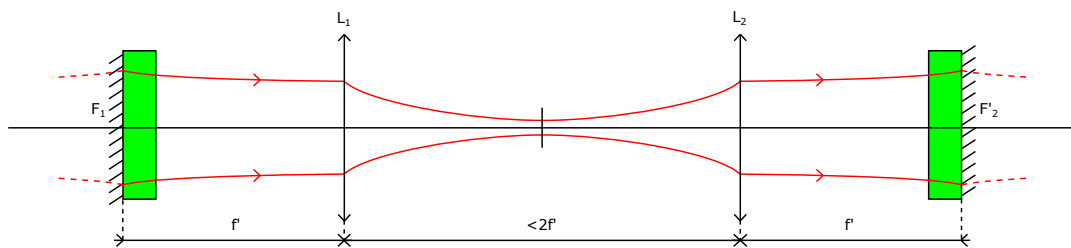


FIGURE III.36 – Schéma de principe d'une imagerie 4f avec position des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> en présence de lentilles thermiques convergentes.

Lors du passage dans la ligne 4f compensée (de  $F_1$  vers  $F'_2$ ), le faisceau acquiert une phase quadratique dont la focale au niveau de  $F'_2$  (donc sur le deuxième cristal) notée  $f'_{4f}$  dépend de la focale  $f'$  des optiques utilisées pour la ligne et de l'écart à la distance  $2f'$  entre les optiques, notée  $d$ . L'expression de  $f'_{4f}$  est démontrée en détails dans l'annexe B et vaut :

$$f'_{4f} = \frac{f'^2}{d} \quad (\text{III.19})$$

Par conséquent, si la distance entre les deux optiques est augmentée ( $d > 0$ ) alors la courbure introduite au niveau de  $F'_2$  est elle aussi positive, permettant de compenser une lentille thermique divergente. Dans notre cas les lentilles thermiques des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> en configuration disque mince sont convergentes, il faut alors rapprocher les deux optiques pour compenser les lentilles thermiques.

### 3.3.2 Schéma de l'amplificateur

#### Description générale

L'architecture choisie de l'amplificateur est exposée en figure III.37. L'imagerie 4f est réalisée par deux miroirs concaves de même focale.

Les cristaux sont placés l'un à côté de l'autre de façon à pouvoir effectuer le pompage de manière correcte. Il s'agit du même type d'architecture de pompage que celle utilisée dans le cas de l'amplificateur régénératif avec imagerie de la zone pompée du premier cristal sur le deuxième.

1. En effet quelle que soit la distance entre les optiques, l'image de  $F'_2$  est toujours  $F_1$ , l'image intermédiaire de  $F_1$  par la première optique étant envoyée à l'infini.

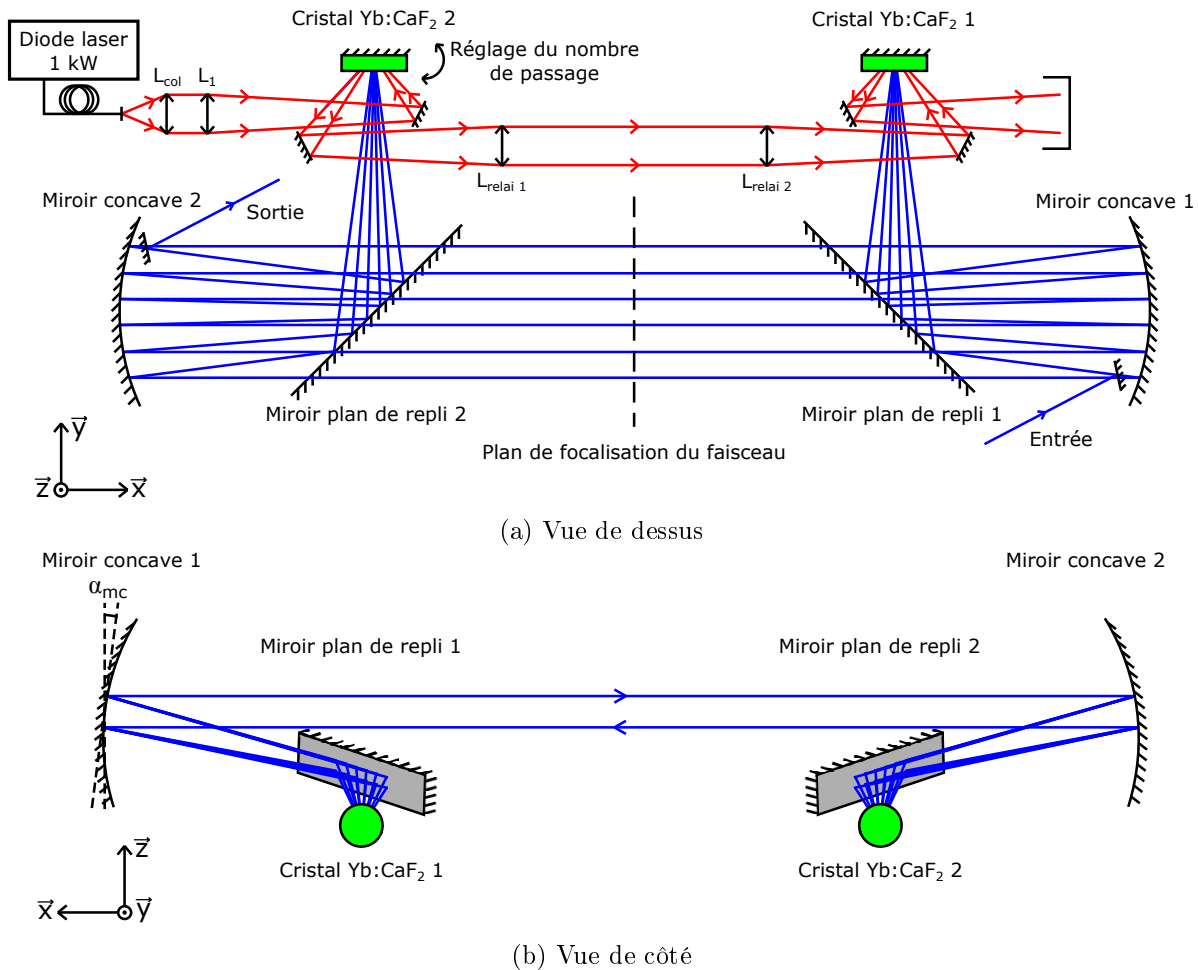


FIGURE III.37 – Schéma de principe de l'amplificateur multipassage.

Les deux miroirs concaves se font face à une distance  $2f'$  et sont positionnés quant à eux à une hauteur plus importante que les cristaux. Deux miroirs plans de repli sont utilisés pour permettre aux faisceaux de passer de la hauteur des miroirs concaves aux cristaux et sont positionnés de manière à avoir une distance égale à  $f'$  entre le cristal et son miroir concave associé<sup>1</sup>.

### Trajet du faisceau dans l'amplificateur

Le trajet du faisceau dans l'amplificateur n'est pas tout à fait évident. Pour mieux comprendre ce trajet les points d'impacts du faisceau sur les miroirs concaves ainsi que la position des miroirs plans d'injection et d'éjection sont donnés en figure III.38.

Le faisceau est injecté sur le bord du miroir concave 1 en dessous de l'axe central au moyen d'un miroir plan positionné très proche de ce dernier (impact 1). Il se réfléchit alors sur le miroir de repli 1 puis atteint le cristal 1. Celui-ci le réfléchit et après une deuxième réflexion sur le miroir de repli 1 il atteint de nouveau le miroir concave 1 sur un point diamétralement opposé (impact 2). Le faisceau traverse ensuite l'amplificateur au-dessus des miroirs de repli pour aller se réfléchir sur le miroir concave 2 (impact 3). De la même manière que précédemment le faisceau atteint le cristal 2, est réfléchi et arrive sur le miroir concave 2 (impact 4). À partir de là le faisceau retourne vers le miroir 1 (impact 5). Le cycle venant d'être décrit constitue une boucle complète dans l'amplificateur. Le cristal 2 est réglé de façon à ce que l'impact 5 soit décalé sur la gauche de l'impact 1 de sorte que le faisceau se décale petit à petit jusqu'à arriver

1. Nous retrouvons ainsi la configuration d'imagerie 4f exposée plus haut.

sur le miroir plan d'éjection (impact 23). De cette façon l'amplificateur permet un grand nombre de passages dans les cristaux. Ce nombre est limité par la dimension des miroirs concaves et le diamètre du faisceau. Le nombre de passages peut être facilement réglé par rotation du cristal 2 selon l'axe vertical (orthogonal au plan du schéma).

Le faisceau est injecté collimaté par un miroir plan avec le diamètre voulu sur le cristal (2,5 mm à  $1/e^2$  ici) de façon à ce qu'il se trouve focalisé entre les deux miroirs concaves et nulle part ailleurs. Cette position de tous les foyers dans le plan de focalisation a été prévu pour permettre d'envisager la mise en place d'une enceinte à vide (rectangulaire) si l'énergie du faisceau est suffisante pour entraîner le claquage de l'air.

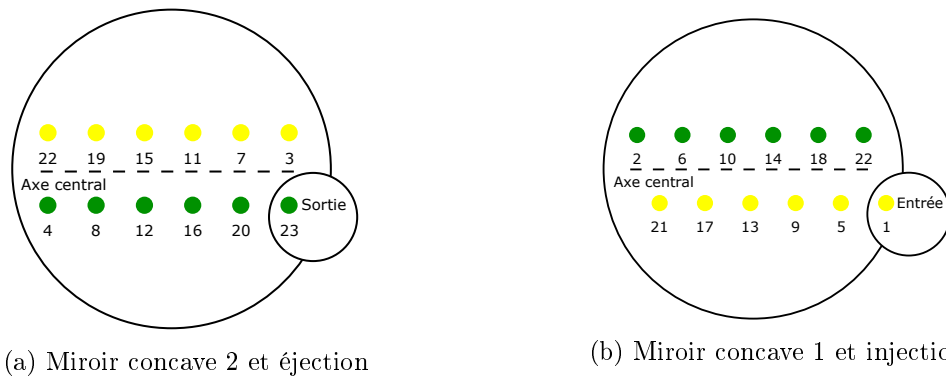


FIGURE III.38 – Schéma de l'impact des rayons sur les miroirs concaves de l'amplificateur et position des miroirs plans d'injection et d'éjection pour 6 boucles. Les impacts verts correspondent aux faisceaux qui proviennent d'un cristal et se propagent ensuite après réflexion vers le deuxième miroir concave. Les impacts jaunes correspondent quant à eux aux faisceaux provenant d'un miroir concave et se dirigeant, après réflexion, vers un cristal.

Comme cela a déjà été mentionné plus haut, la problématique principale de ce type d'amplificateur est le maintien du profil spatial du faisceau surtout pour un nombre de passages dans les cristaux (ie de boucles dans l'amplificateur) important. À partir de l'architecture actuelle de l'amplificateur, trois points restent donc à détailler :

- Le recouvrement spatial entre les zones de gain et le faisceau. En effet bien que le faisceau revienne avec le même diamètre passage après passage, rien ne garantit qu'il conserve sa position d'origine sur la zone de gain.
- L'astigmatisme du faisceau.
- La compensation de la lentille thermique qui jusqu'à présent n'a pas encore été prise en compte dans l'amplificateur.

### 3.4 Simulation de la propagation du faisceau dans l'amplificateur

Pour traiter ces différentes problématiques, une simulation de la propagation en 3D du faisceau dans l'amplificateur a été effectuée. Jusqu'à présent la conception de l'amplificateur se base sur des propriétés d'optique géométrique pour définir les boucles dans l'amplificateur. Or le faisceau se propage sur toute la largeur des miroirs sphériques concaves, laissant présumer un comportement différent pour les faisceaux se propageant en bord de miroir de ceux se réfléchissant proche du centre.

De plus le faisceau utilisé pour injecter l'amplificateur est considéré comme gaussien. Il obéit donc à des lois qui lui sont propres et qu'il nous faut donc prendre en compte. De plus l'utilisation de miroirs sphériques hors axe est une source d'astigmatisme, celui-ci est d'autant plus complexe que le faisceau ne se propage pas dans un plan fixe. La simulation doit tenir compte de cet astigmatisme pour un faisceau gaussien hors plan.

La simulation de la propagation se déroule en deux étapes :

- La détermination du trajet du faisceau par application des lois de la réfraction de la lumière.
- Propagation d'un faisceau gaussien sur ce trajet.

La prise en compte de la lentille thermique peut ainsi se faire à partir de cette simulation en considérant les cristaux non plus comme des miroirs plans, mais des miroirs sphériques, définis par leur rayon de courbure ou leur focale équivalente.

### 3.4.1 Trajet géométrique du faisceau dans l'amplificateur

#### Algorithme de calcul du trajet

Le trajet du faisceau dans l'amplificateur n'étant pas confiné à un plan, pour déterminer de manière correcte son trajet, la première étape consiste à positionner et à orienter dans l'espace les différentes optiques de l'amplificateur de manière à obtenir l'architecture décrite en figure III.37.

Pour déterminer la façon dont un rayon est réfléchi par un miroir, il faut connaître le vecteur normal à la surface au point d'impact considéré. Dans le cas des miroirs plans, ce vecteur est unique pour chaque miroir, dépendant uniquement de son orientation. Pour un miroir sphérique, il est déterminé directement par la donnée de la position du centre de courbure et du point d'impact. La direction du rayon réfléchi est ainsi directement déterminée à partir de la donnée de la direction du rayon incident et du vecteur normal par des calculs de géométrie vectorielle en trois dimensions.

Un rayon est quant à lui défini dans l'espace par un couple  $(M, \vec{v})$ .  $M$  est un point de l'espace par lequel passe le rayon et  $\vec{v}$  caractérise sa direction dans l'espace.

Pour calculer la trajectoire géométrique du faisceau, il suffit donc de définir le premier rayon (correspondant au faisceau injecté) puis ensuite de déterminer chaque rayon de manière séquentielle miroir après miroir par les deux étapes suivantes :

1. Calcul du point d'impact du rayon sur le premier miroir rencontré à partir de la donnée du rayon incident (intersection d'une droite et d'un plan dans l'espace).
2. Calcul de la direction du rayon réfléchi par la donnée du point d'impact sur le miroir, du vecteur normal au miroir en ce point et la direction du rayon incident.

Le détail mathématique de ces deux étapes élémentaires est donné en annexe C.

Le résultat d'un tel calcul pour l'amplificateur multipassage (rayon de courbure des miroirs  $R_{mc} = 500$  mm et un angle d'inclinaison des miroirs concaves  $\alpha_{mc} = 5^\circ$ ) est illustré en figure III.39 par le tracé de la propagation de l'amplificateur pour 12 boucles.

#### Optimisation des miroirs concaves

À partir de ce calcul il est possible d'obtenir l'impact des rayons dans le plan des cristaux et d'observer le recouvrement du faisceau avec la zone pompée à chaque boucle. On considérera que le recouvrement est optimal si tous les points d'impact des faisceaux sur les cristaux sont maintenus dans un cercle de diamètre inférieur à 10 % du diamètre du faisceau<sup>1</sup> soit 250  $\mu$ m dans notre cas. Cette valeur permet en effet un recouvrement entre la zone de gain et le faisceau de plus de 96,8 %<sup>2</sup>. La taille des miroirs concaves est fixée à 4 pouces de diamètre pour pouvoir assurer un nombre de passages relativement important sur les cristaux (autour d'une vingtaine au maximum).

On donne en figure III.40 les différents points d'impacts du faisceau sur les deux cristaux pour la configuration précédente (cf figure III.39). Une grande dispersion du point d'impact du faisceau sur les cristaux en fonction du nombre de boucles (largement au-dessus du critère

1. L'écart maximal toléré entre le centre de la zone de gain et le centre de chaque faisceau est donc 5 % du diamètre.

2. Valeur calculée comme l'intégrale de recouvrement entre deux disques de même diamètre (2,5 mm ici) dont les centres sont distants de 5 % de la valeur du diamètre.

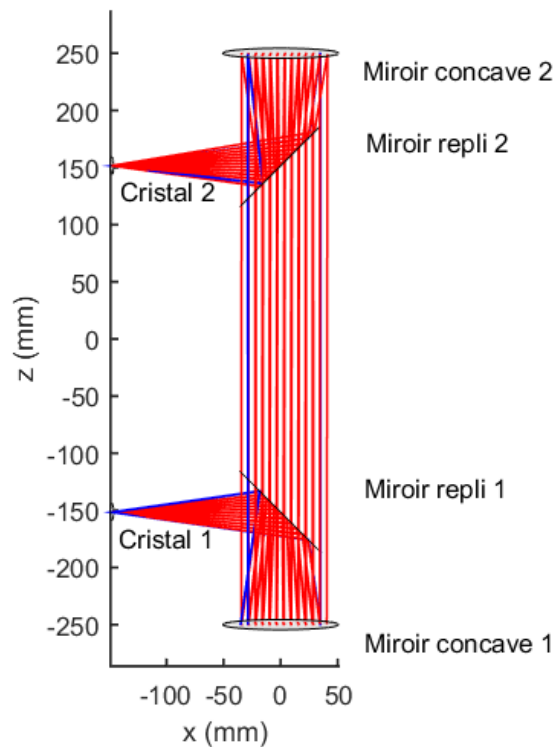


FIGURE III.39 – Résultat du calcul du trajet géométrique du faisceau dans l'amplificateur pour 12 boucles.  $R_{mc} = 500$  mm et  $\alpha_{mc} = 5^\circ$ .

fixé) est observée. Cette dispersion est naturellement liée aux deux grands miroirs concaves de l'amplificateur. La dispersion correspond en fait à certaines réflexions sur ces miroirs, pour lesquelles les conditions de Gauss ne sont plus respectées<sup>1</sup>. Elle s'apparente en fait à des aberrations optiques. Deux paramètres des miroirs concaves sont donc à minimiser pour limiter cette dispersion :

- L'ouverture numérique de travail maximal des miroirs concaves. Elle est définie comme le rapport entre la distance maximale centre des miroirs/point d'impact sur les miroirs et la focale de ceux-ci.
- L'angle d'inclinaison des miroirs concaves par rapport à l'axe  $\vec{y}$ ,  $\alpha_{mc}$  (cf figure III.37).

Comme l'amplificateur doit pouvoir faire un nombre de boucles important, la minimisation de l'ouverture des miroirs passe par une augmentation de leur focale.

À l'aide de l'algorithme, on détermine empiriquement que la dispersion diminue fortement par augmentation du rayon de courbure des miroirs à angle d'inclinaison constant. Au delà d'une valeur seuil pour  $R_{mc}$ , la figure de dispersion ne varie plus. Cette valeur est autour de 2 m ( $O.N. = 0,05$ ). La dispersion minimale obtenue (calculée pour  $R_{mc} = 3$  m et  $\alpha_{mc} = 5^\circ$ ) est ainsi donnée en figure III.41.

En dépassant la valeur seuil pour  $R_{mc}$ , la contribution de l'ouverture numérique à la dispersion des impacts est donc négligeable. Cependant le critère sur la dispersion n'est toujours pas atteint. Il faut donc maintenant diminuer l'angle d'inclinaison des miroirs. On détermine ainsi que pour 12 boucles, le critère est atteint pour  $\alpha_{mc} = 2^\circ$  comme visible en figure III.42. L'angle d'inclinaison est ainsi le paramètre critique pour cette configuration. Il l'est d'autant plus que

1. Les cristaux se comportent aussi comme des miroirs concaves. Mais ils sont utilisés très proches de leur incidence normale et en leur centre, ce qui permet de conserver les conditions de Gauss pour les différentes boucles.



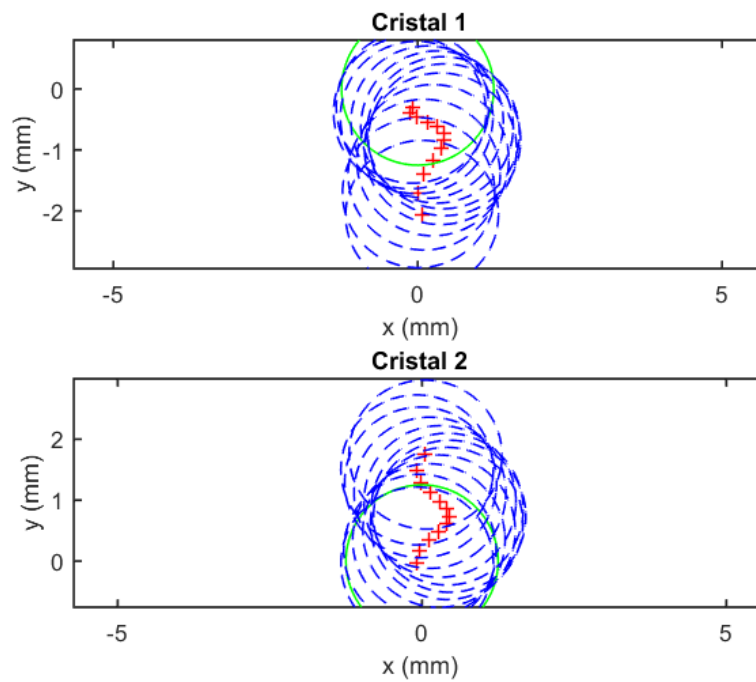


FIGURE III.40 – Impact du faisceau sur les deux cristaux pour 12 boucles dans l’amplificateur pour des miroirs de rayon de courbure  $R_{mc} = 500$  mm (correspondant à une ouverture numérique de 0,2) et un angle  $\alpha_{mc} = 5^\circ$ . La zone pompée est représentée en vert et la dimension du faisceau (à  $1/e^2$ ) en pointillés bleus.

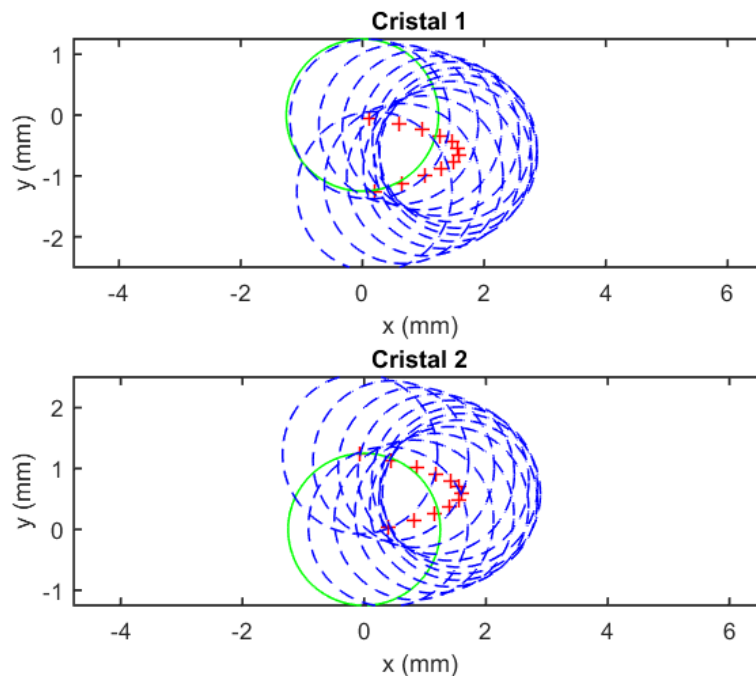


FIGURE III.41 – Impact du faisceau sur les deux cristaux pour 12 boucles dans l’amplificateur.  $R_{mc} = 3$  m ( $O.N. = 0,033$ ) et  $\alpha_{mc} = 5^\circ$ . La zone pompée est représentée en vert et la dimension du faisceau (à  $1/e^2$ ) en pointillés bleus.

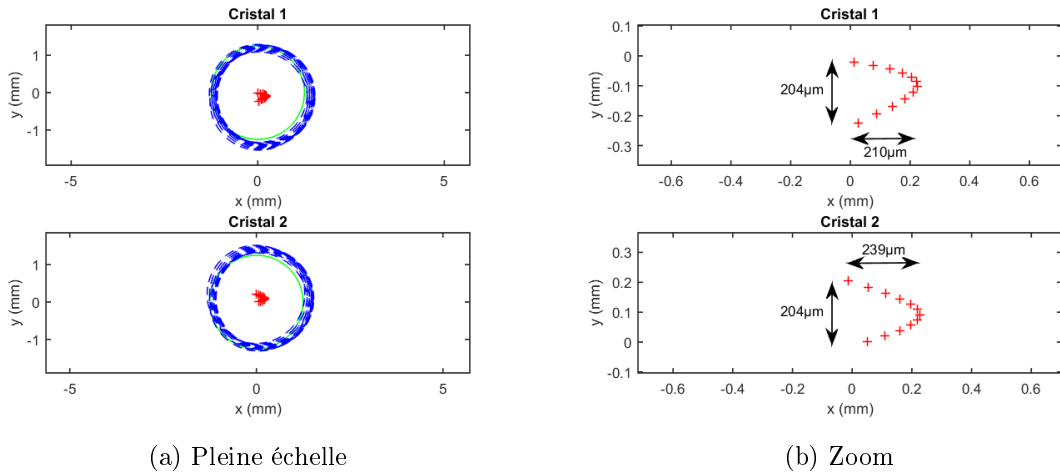


FIGURE III.42 – Impact des faisceaux sur les deux cristaux pour 12 boucles dans l’amplificateur.  $R_{mc} = 3 \text{ m}$  et  $\alpha_{mc} = 2^\circ$ .

ce paramètre n’est pas simple à optimiser dans la pratique surtout sur de telles valeurs. Dans la suite c’est ce jeu de paramètres pour les miroirs qui sera considéré pour l’amplificateur.

Maintenant que les caractéristiques géométriques de l’amplificateur ont été déterminées, permettant un nombre de boucles « correctes » dans l’amplificateur tout en assurant un bon recouvrement faisceau/zone de gain, nous allons nous intéresser à la propagation d’un faisceau gaussien dans cet amplificateur.

### 3.4.2 Propagation gaussienne - astigmatisme généralisé

Sur le trajet du faisceau dans l’amplificateur qui vient d’être déterminé, nous allons propager un faisceau gaussien correspondant au faisceau à injecter dont nous disposons. La principale méthode de propagation d’un faisceau gaussien s’appuie sur le formalisme des matrices ABCD associé au rayon de courbure complexe  $q$  du faisceau. C’est une grandeur complexe décrivant dans un plan donné les caractéristiques du faisceau gaussien, à savoir son rayon à  $1/e^2$   $w$  et le rayon de courbure de son front d’onde  $R$ . Il est défini comme suit :

$$q^{-1}(z) = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (\text{III.20})$$

avec  $\lambda$  la longueur d’onde du faisceau.

Chaque élément optique (propagation libre comprise) peut être modélisé par une matrice ABCD à partir de laquelle il est possible de déterminer le rayon de courbure complexe après la traversée de l’élément optique associé. Plus de détails concernant ce formalisme peuvent être trouvés dans [Koechner 99] ainsi qu’en annexe D.

Ce formalisme décrit un faisceau gaussien conservant sa symétrie de révolution. Cependant en présence d’asymétries lors de la propagation du faisceau (optiques non centrées, miroirs courbes hors axe...), celui-ci s’entache d’astigmatisme. L’utilisation du rayon de courbure complexe comme seul paramètre descriptif du faisceau n’est plus suffisant. Deux cas sont alors à distinguer.

Le premier cas concerne la propagation du faisceau avec une asymétrie qui conserve la même direction dans l’espace. C’est notamment le cas des systèmes laser dont la propagation du faisceau est limitée à un plan (cas des cavités laser la plupart du temps). L’astigmatisme du faisceau conserve alors une direction constante dans l’espace : les axes propres sont alors respectivement contenus dans le plan de propagation et orthogonal à celui-ci. Pour décrire correctement

le faisceau entaché d'astigmatisme, la donnée de deux rayons de courbure complexes  $q_p$  et  $q_s$  associés à chacun des axes propres est alors suffisant <sup>1</sup>.

Le deuxième cas est le cas général où l'asymétrie présente plusieurs orientations dans l'espace le long de la propagation du faisceau. C'est notamment le cas d'une propagation tridimensionnelle avec la présence de miroirs courbes hors axe. C'est d'ailleurs le cas de notre amplificateur. Pour décrire un tel faisceau se propageant dans l'espace, il est possible d'utiliser une généralisation du rayon de courbure complexe, appelée rayon de courbure complexe généralisé et noté  $Q$ . Il s'agit en fait d'une matrice carrée de dimension deux à coefficients complexes. Elle est définie ainsi à partir d'un angle complexe  $\theta$  et de deux rayons de courbure complexes  $q_1$  et  $q_2$  :

$$Q^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{\cos^2 \theta}{q_1(z)} + \frac{\sin^2 \theta}{q_2(z)} & \frac{1}{2} \sin(2\theta) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) \\ \frac{1}{2} \sin(2\theta) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) & \frac{\sin^2 \theta}{q_1(z)} + \frac{\cos^2 \theta}{q_2(z)} \end{pmatrix} \quad (\text{III.21})$$

La propagation de ce paramètre est obtenue par l'utilisation de matrices carrées à deux dimensions décrivant les différents éléments optiques rencontrés lors de la propagation. De plus le rayon de courbure complexe généralisé permet aussi de retrouver la direction de l'inclinaison de l'astigmatisme dans l'espace ainsi que les dimensions et les rayons de courbure du faisceau associés <sup>2</sup>. Plus de détails à ce sujet sont disponibles dans [Arnaud 69], [Kochkina 13] et en annexe D.

À partir de ce formalisme, la propagation d'un faisceau gaussien dans l'amplificateur multi-passage est simulée. Nous supposons dans toutes ces simulations de propagation un faisceau injecté et dénué d'aberrations dont le waist de dimension  $w_0 = 1,25$  mm est positionné sur le miroir d'injection (confondu avec le miroir concave 1 dans la simulation). Son rayon de courbure complexe généralisé est dans ce cas :

$$Q_0^{-1} = \begin{pmatrix} q_0^{-1} & 0 \\ 0 & q_0^{-1} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad q_0^{-1} = -i \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \quad (\text{III.22})$$

La propagation obtenue pour ce faisceau initialement de diamètre 2,5 mm ainsi que son astigmatisme sont donnés en figure III.43. Pour la propagation, les diamètres du faisceau selon les axes propres de l'ellipse d'intensité sont tracés. Pour l'astigmatisme, il est calculé comme le rapport de ces diamètres et son angle correspond à l'angle d'inclinaison de l'ellipsoïde du front d'onde dans le repère global.

Le faisceau se propage ainsi de manière collimatée dans les bras contenant les cristaux et se focalise entre les deux miroirs concaves. L'imagerie est correctement mise en place et le faisceau possède par conséquent une dimension fixe sur les cristaux pour les différentes boucles. La propagation n'est pas parfaitement symétrique à cause de sa divergence naturelle dans les bras collimatés. Il est d'ailleurs possible de corriger ce phénomène en ajustant la divergence initiale du faisceau.

La propagation du faisceau le rend astigmaté, majoritairement à cause des miroirs concaves hors axe, mais cet astigmatisme est limité à des valeurs comprises entre 0,9 et 1,1. On peut tout de même noter qu'il ne conserve pas une direction constante au cours de la propagation et varie même beaucoup au passage par le foyer (focalisation entre les deux miroirs concaves). Ceci montre la nécessité de considérer l'astigmatisme généralisé pour ce type d'amplificateur. L'astigmatisme est cependant négligeable pour cette configuration, majoritairement grâce à la limitation de l'angle d'inclinaison des miroirs concaves.

1. On utilise de la même manière les matrices ABCD associées à chaque axe propre pour traiter la propagation.

2. On parle ici des dimensions du grand axe et du petit axe des ellipses/ellipsoïdes formés par l'intensité et le front d'onde du faisceau en présence d'astigmatisme.

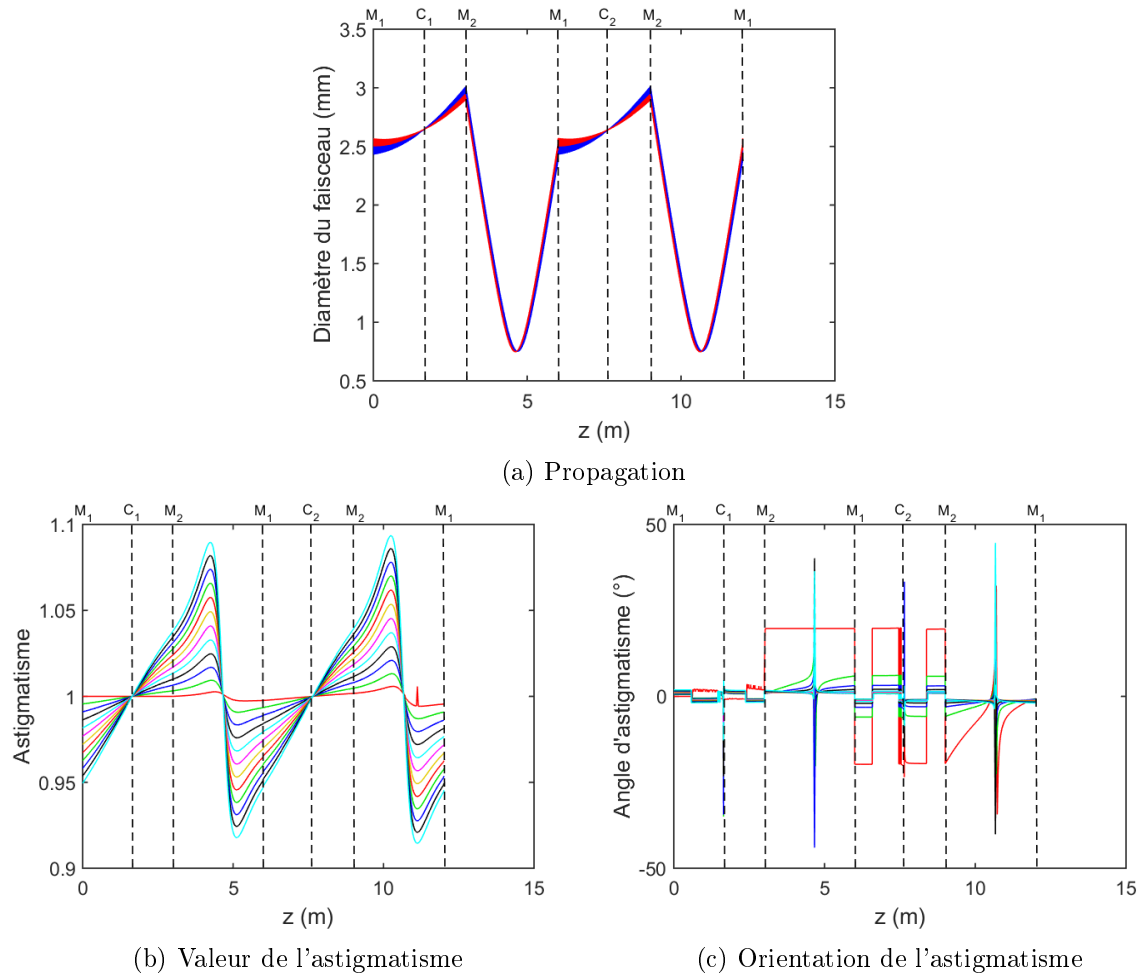


FIGURE III.43 – Diamètres à  $1/e^2$  du faisceau selon ses axes propres (bleu et rouge) au cours de sa propagation dans l'amplificateur pour 12 boucles et astigmatisme associé.  $R_{mc} = 3$  m et  $\alpha_{mc} = 2^\circ$ .  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $C_1$  et  $C_2$  donnent la position respective des miroirs concaves 1 et 2 et des cristaux 1 et 2.

### 3.4.3 Compensation de la lentille thermique

Maintenant que nous avons défini l'amplificateur et vu les points critiques de son architecture, nous allons revenir sur la compensation de la lentille thermique.

Nous avons vu précédemment que le passage d'un faisceau dans une ligne  $4f$  dont la distance entre les optiques était modifiée introduisait dans le plan focal de la deuxième optique une phase spatiale quadratique dépendant de la focale des optiques de la ligne et de la modification de distance (cf équation III.19). Notre amplificateur dispose de deux cristaux, nous allons voir comment il est possible de compenser en même temps ses deux lentilles thermiques.

#### Cas symétrique - deux lentilles thermiques de même focale

Le premier cas est celui où les deux cristaux possèdent chacun une lentille thermique de même focale  $f'$ .

Une boucle dans l'amplificateur correspond à passer deux fois dans la ligne  $4f$ . En conséquence, une boucle dans l'amplificateur avec une ligne  $4f$  adaptée à la compensation de la lentille thermique d'un cristal (focale  $f'_c$ ) suffit à compenser la lentille thermique dans son ensemble. En effet chaque passage dans la ligne  $4f$  va compenser la lentille thermique introduite par un

cristal. Ainsi la distance  $D$  entre les miroirs concaves de l'amplificateur est de

$$D = D_\infty - \frac{f'^2}{f'_c} \quad (\text{III.23})$$

avec  $D_\infty$  la distance entre les miroirs sans lentille thermique (3 m dans notre cas) et  $f'$  la focale des miroirs (1,5 m dans notre cas).

Ce résultat est corroboré par notre simulation de la propagation d'un faisceau gaussien dans l'amplificateur. La figure III.44 donne la dimension du faisceau avec et sans compensation de la lentille thermique pour une focale thermique de chaque cristal de 5 m et une distance entre les miroirs concaves de 2,55 m par application de l'équation III.23.

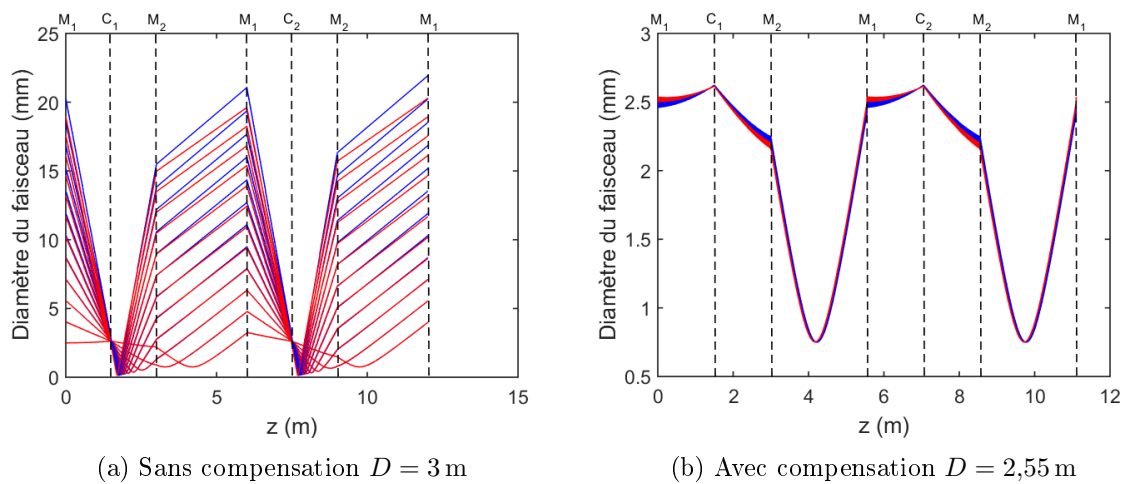


FIGURE III.44 – Diamètres à  $1/e^2$  du faisceau selon ses axes propres (bleu et rouge) au cours de sa propagation dans l'amplificateur pour 12 boucles.  $R_{mc} = 3$  m,  $\alpha_{mc} = 2^\circ$  et une lentille thermique pour chaque cristal de  $f' = 5$  m.  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $C_1$  et  $C_2$  donnent la position respective des miroirs concaves 1 et 2 et des cristaux 1 et 2.

### Cas non symétrique

Le deuxième cas correspond à des cristaux possédant des lentilles thermiques différentes, ce qui est le cas de notre amplificateur.

Considérons pour cela que les cristaux possèdent respectivement une lentille thermique  $f'_1$  et  $f'_2$  et décrivons aussi notre faisceau comme une onde d'amplitude complexe  $U$  (dans le cadre de l'Optique de Fourier). Considérons l'amplitude complexe  $U_N$  du faisceau sur le premier cristal pour la boucle  $N$ . À partir des calculs effectués en annexe B, on peut déduire que l'amplitude complexe  $U_{N+1}$  sur le premier cristal après une boucle supplémentaire dans l'amplificateur est :

$$U_{N+1}(x,y) = e^{\frac{4i\pi(4f'+d)}{\lambda}} U_N(x,y) e^{-\frac{i\pi}{\lambda} \left( \frac{2d}{f'^2} + \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} \right) (x^2 + y^2)} \quad (\text{III.24})$$

avec  $f'$  la focale des miroirs et  $d$  la variation de distance entre les miroirs. Il y a donc compensation lorsque :

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{2d}{f'^2} + \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} \\ \Leftrightarrow d &= -\frac{f'^2}{2} \left( \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

Nous obtenons donc pour la distance  $D$  entre les miroirs :

$$D = D_\infty - \frac{f'^2}{f'_{\text{éq}}} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{f'_{\text{éq}}} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} \right) \quad (\text{III.26})$$

On vient donc de montrer qu'il existe bien une distance  $D$  entre les miroirs concaves permettant de compenser deux lentilles thermiques différentes. La solution correspond au cas symétrique en considérant une lentille thermique sur chaque cristal dont la puissance dioptrique  $\frac{1}{f'_{\text{éq}}}$  serait la moyenne des puissances dioptriques de chaque cristal.

De manière analogue au cas symétrique, ce résultat est retrouvé avec notre simulation de propagation de faisceaux gaussiens dans l'amplificateur. Prenons pour exemple  $f'_1 = 4$  m et  $f'_2 = 6$  m ( $f'_{\text{éq}} = 4,8$  m). La distance pour assurer la compensation est donc  $D = 2,53$  m. La figure III.45 donne le résultat de la simulation avec et sans compensation.

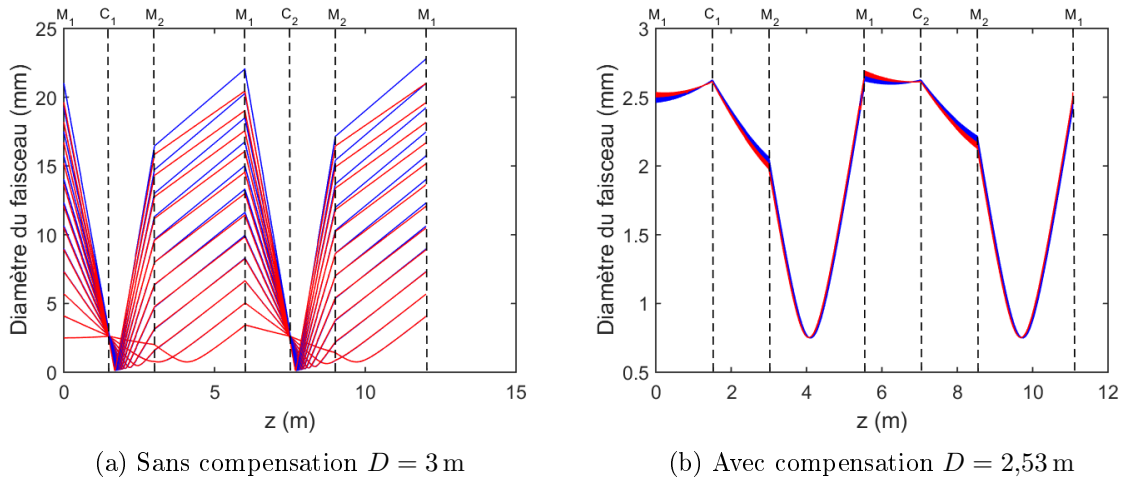


FIGURE III.45 – Diamètres à  $1/e^2$  du faisceau selon ses axes propres (bleu et rouge) au cours de sa propagation dans l'amplificateur pour 12 boucles.  $R_{\text{mc}} = 3$  m,  $\alpha_{\text{mc}} = 2^\circ$  avec  $f'_1 = 4$  m et  $f'_2 = 6$  m ( $f'_{\text{éq}} = 4,8$  m).  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $C_1$  et  $C_2$  donnent la position respective des miroirs concaves 1 et 2 et des cristaux 1 et 2.

### Plage de compensation

Nous allons donc pouvoir compenser les lentilles thermiques de notre amplificateur en ajustant la distance entre les miroirs concaves. La figure III.46 donne, dans le cas d'un amplificateur à double tête, la distance entre les miroirs qu'il faut mettre pour compenser une lentille thermique équivalente donnée. Dans notre cas de lentilles thermiques positives, la compensation des lentilles thermiques équivalentes est possible jusqu'à des lentilles possédant des focales de l'ordre du mètre. Pour des valeurs inférieures la compensation devient difficile à réaliser à cause de problématiques d'encombrement et d'inclinaison des miroirs concaves. Au-dessus de 10 m de focale la compensation est assez délicate à trouver expérimentalement. Cependant, dans ce cas, la lentille thermique est négligeable par rapport à la focale des miroirs concaves.

Le principal inconvénient de cette technique de compensation est qu'elle est limitée à une plage donnée de focales thermiques. Pour compenser des lentilles thermiques de focales plus courtes que le mètre, il est possible d'avoir recours à l'utilisation de lentilles divergentes positionnées juste avant chaque cristal. Ces lentilles divergentes ont pour but de réduire artificiellement la lentille thermique. Cet ajout a l'avantage d'être simple à mettre en œuvre et de ne pas limiter l'énergie extraite en termes de seuil de dommage car les lentilles se situent dans les sections de l'amplificateur où le faisceau est collimaté. Mais cela présente tout de même l'inconvénient de

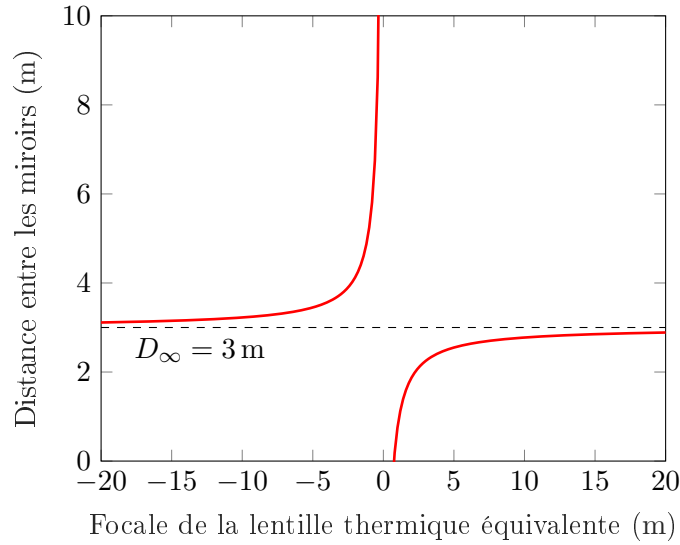


FIGURE III.46 – Distance entre les miroirs concaves de l'amplificateur ( $R_{mc} = 3$  m) pour obtenir la compensation de la lentille thermique en fonction de la lentille thermique équivalente.

rajouter huit interfaces supplémentaires par boucle dans l'amplificateur, donc d'augmenter les pertes.

### 3.5 Résultats

L'amplificateur multipassage est finalement construit en utilisant des miroirs concaves de rayon de courbure  $R_{mc} = 3$  m en limitant au maximum l'angle d'inclinaison de ces derniers pour maximiser le recouvrement passage à passage. Les performances de l'amplificateur sont tout d'abord étudiées pour une dizaine de boucles.

#### 3.5.1 Simple passage

Le schéma de l'amplificateur est donné en figure III.47. L'amplificateur est injecté par le faisceau provenant de l'amplificateur régénératif S-Pulse et ayant une énergie maximale de  $220 \mu\text{J}$ . Le diamètre du mode spatial du faisceau est adapté à l'aide d'un système afocal de façon à obtenir un diamètre de  $2,4 \text{ mm}$  à  $1/e^2$  sur le premier cristal. Le faisceau est amené jusqu'au miroir d'injection via un ascenseur et un jeu de miroirs plans.

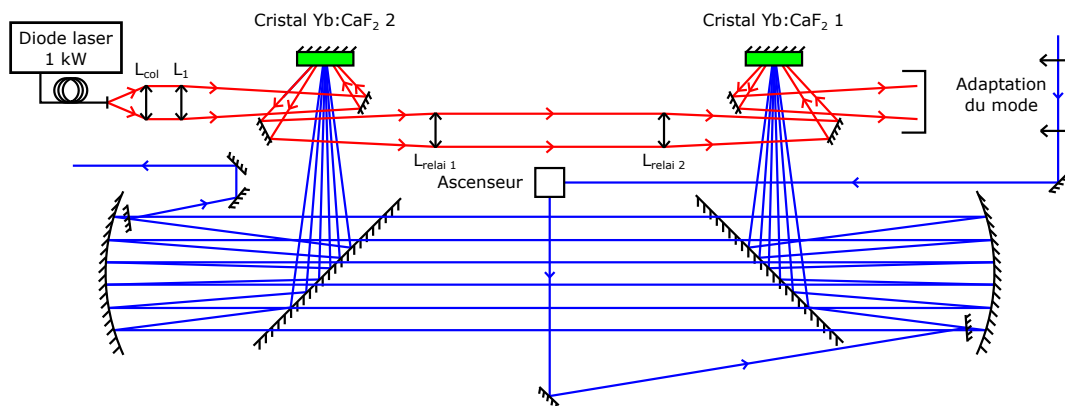


FIGURE III.47 – Schéma d'implantation de l'amplificateur multipassage pour 12 boucles.

### Compensation de la lentille thermique

Les impulsions de pompe sont fixées à une durée de 2 ms pour une puissance crête de 1 kW à la cadence de 100 Hz. Ceci permet de fixer la puissance thermique dissipée dans les cristaux donc leur lentille thermique respective. La distance entre les miroirs est alors ajustée pour compenser la lentille thermique à cette puissance de pompe nominale. La distance entre les miroirs est ainsi  $D = 2,50$  m ce qui correspond à une lentille thermique équivalente de focale  $f'_{\text{eq}} = 4,5$  m (par le calcul). Pour cette puissance nominale de pompe la puissance absorbée totale est de 141 W, soit une absorption de 70,5%. Le premier cristal absorbe 86 W et le second 55 W ce qui correspond à des lentilles thermiques de 4,1 m et 6,4 m de focale respective (mesures). La lentille équivalente est donc de 5,0 m ce qui correspond bien à la compensation effectuée.

Nous commençons par injecter l'amplificateur en régime petit signal avec une énergie de  $60 \mu\text{J}$  pour 8 boucles (8 passages dans chaque cristal). L'énergie obtenue en sortie est de l'ordre de  $300 \mu\text{J}$ . Le mode spatial obtenu en sortie de l'amplificateur et correspondant à ces conditions est donné en figure III.48 (a). Le mode ne présente pas d'astigmatisme notable et possède un diamètre de  $2,3$  mm à  $1/e^2$  en accord avec le diamètre de  $2,5$  mm du faisceau injecté. L'influence de la lentille thermique sur la taille du faisceau en sortie de l'amplificateur est révélée en figure III.48 par modification de la cadence<sup>1</sup>. Une augmentation de la dimension du mode spatial est observée quand la cadence décroît. Cette modification montre bien que le faisceau n'est plus optimal dans l'amplificateur comme le montre aussi la figure III.49 qui donne le mode du faisceau lorsque celui-ci impacte le miroir concave 2.

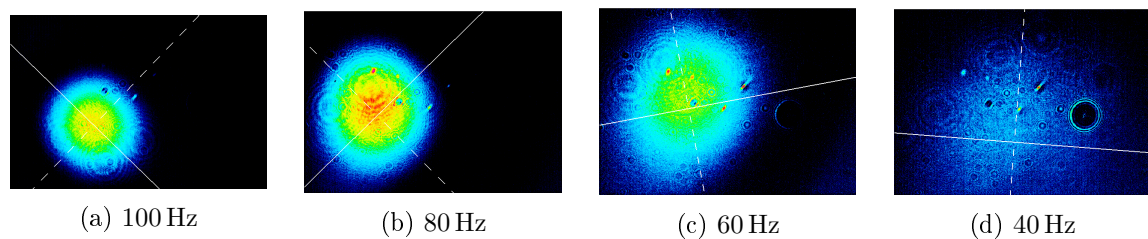


FIGURE III.48 – Profil du faisceau en sortie de l'amplificateur (8 boucles) pour un pompage à une puissance crête de 1 kW sur 2 ms pour différentes cadences. L'énergie en sortie de l'amplificateur est autour de  $300 \mu\text{J}$  pour une injection à  $60 \mu\text{J}$ .

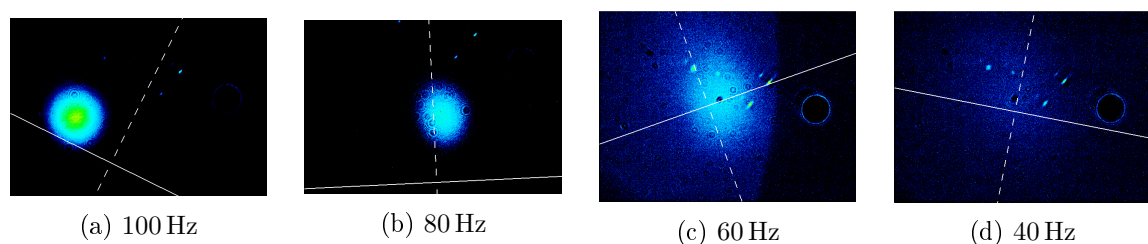


FIGURE III.49 – Profil d'un impact du faisceau sur le miroir 2 de l'amplificateur (8 boucles) pour un pompage à une puissance crête de 1 kW sur 2 ms pour différentes cadences.

La lentille thermique a donc, comme prévu, un impact non négligeable sur la propagation du faisceau dans l'amplificateur. Et comme prédit par la simulation, nous avons pu trouver une distance entre les miroirs permettant de compenser les lentilles thermiques des cristaux amplificateurs pour le pompage nominal et par conséquent obtenir un faisceau en sortie de taille comparable à celle du faisceau injecté. Cependant, la compensation est assez fine et doit

1. La puissance crête et la durée d'impulsion ne sont pas modifiées, le gain est donc constant dans l'amplificateur. La variation de diamètre observé n'est donc imputable qu'à la variation de puissance dioptrique de la lentille thermique.



être optimisée pour chaque niveau de pompage ce qui empêche de travailler hors de la puissance nominale.

### Gain petit signal par boucle

Nous mesurons alors le gain petit signal pour le niveau de pompage nominal (impulsions de durée 2 ms à 1 kW de puissance crête à la cadence de 100 Hz). Nous injectons un niveau de signal faible ( $E_{\text{entrée}} = 56 \mu\text{J}$ ) de façon à éviter toute saturation et mesurons l'énergie obtenue en sortie en fonction du nombre de boucles. Si l'amplificateur travaille effectivement en régime petit signal alors l'évolution attendue de l'énergie en sortie de l'amplificateur  $E_{\text{sortie}}$  a une variation en fonction du nombre de boucle suivant une loi exponentielle de forme suivante :

$$E_{\text{sortie}} = E_{\text{entrée}} G_{0\text{eff}}^N \quad (\text{III.27})$$

où  $N$  est le nombre de boucle et  $G_{0\text{eff}}$  le gain petit signal effectif par boucle de l'amplificateur. Le résultat de la mesure d'énergie ainsi que la régression exponentielle associée sont visibles en figure III.50.

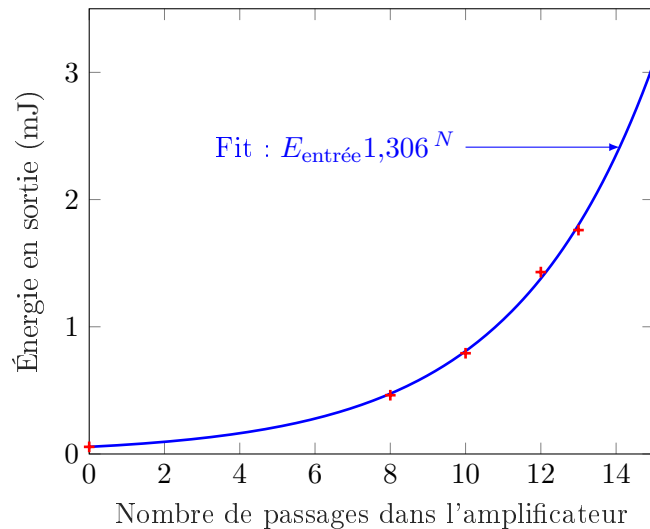


FIGURE III.50 – Énergie en sortie de l'amplificateur en fonction du nombre de boucles dans l'amplificateur pour  $E_{\text{entrée}} = 56 \mu\text{J}$ .

Le très bon accord entre la mesure de l'énergie fonction du nombre de boucles et la régression de type exponentiel montre bien que l'amplificateur travaille en régime petit signal et que donc l'accumulation des boucles successives ne sature ni ne détériore l'amplification. Le recouvrement entre les deux zones de gain et le faisceau se fait par conséquent de manière correcte. La régression exponentielle donne un gain petit signal effectif  $G_{0\text{eff}} = 1,306$ .

Nous pouvons en déduire le gain petit signal par boucle dû aux cristaux. Définissons  $G_{0\text{mat}}$  un tel gain. Le gain petit signal effectif correspond en fait au gain dû aux cristaux pondéré par les pertes par boucle  $p$  d'où :

$$G_{0\text{mat}} = \frac{G_{0\text{eff}}}{1 - p} \quad (\text{III.28})$$

La mesure des pertes est effectuée sans pompage et en remplaçant les cristaux par des miroirs plans. En mesurant l'énergie en sortie de l'amplificateur sur 9 boucles, nous déterminons les pertes par boucle de l'amplificateur,  $p = 4\%$ . Cela peut paraître important mais une boucle se fait par la réflexion sur dix dioptries différents, ce qui correspond à 0,4% de pertes par optiques. Finalement  $G_{0\text{mat}} = 1,360$ , soit un gain petit signal moyen pour chaque cristal de 1,166<sup>1</sup>.

1. Cette valeur est calculée comme la racine carrée de  $G_{0\text{mat}}$ .

Cette valeur de 1,360 pour  $G_{0\text{mat}}$  peut être comparée au gain par boucle dû aux cristaux obtenu à partir des simulations exposées en partie 1.6. En effet il suffit d'adapter ces simulations au cas de deux cristaux de 2,8 mm d'épaisseur, pompés en série par une seule source sur des zones de 2,5 mm de diamètre (cas de notre amplificateur). Pour le pompage qui nous intéresse (impulsions de 1 kW crête et de 2 ms de durée) ces simulations nous donne  $G_{0\text{mat th}} = 1,357$  et une absorption de 70,8 %. Nous obtenons donc un excellent accord entre les mesures matériaux et leurs simulations. Les simulations donnent aussi accès à l'énergie stockée dans les deux cristaux (énergie donc disponible pour l'amplification). Nous obtenons  $E_{\text{sto}} = 655$  mJ.

### Amplification à injection maximale

Voyons maintenant les résultats obtenus avec cet amplificateur en injectant toute l'énergie disponible. Le nombre de boucles dans l'amplificateur est fixé à 12. En considérant un régime petit signal et le résultat de la mesure du gain petit signal effectif  $G_{0\text{eff}}$  effectuée précédemment, le gain total de l'amplificateur  $G_{\text{tot } 12}$  doit être :

$$G_{\text{tot } 12} = G_{0\text{eff}}^{12} = 24,6 \quad (\text{III.29})$$

La figure III.51 montre les résultats de l'amplification en fonction de l'énergie injectée pour des impulsions temporellement carrées de durée 5 ns.

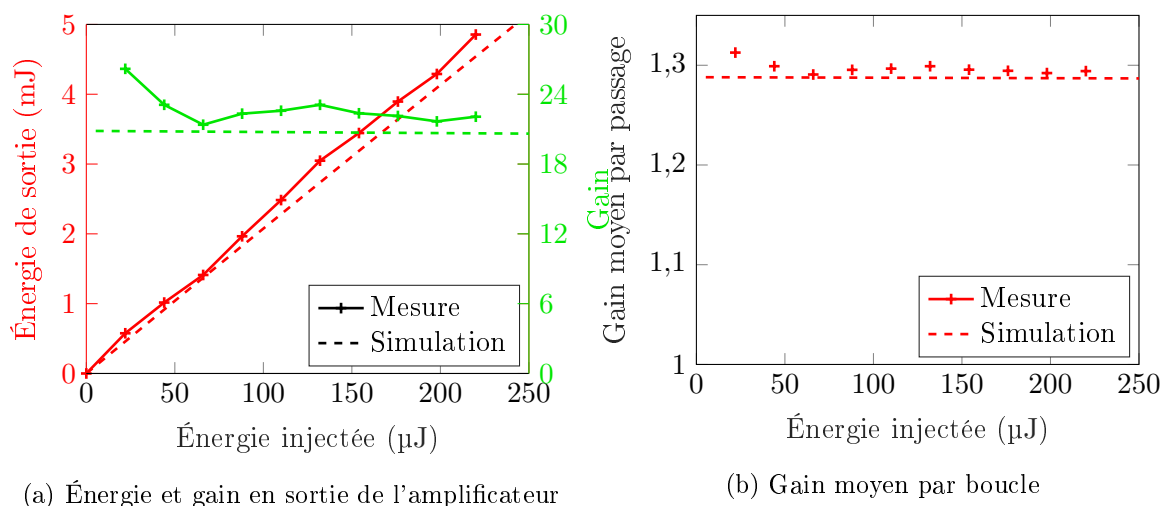


FIGURE III.51 – Énergie et gain en sortie de l'amplificateur pour 12 boucles en fonction de l'énergie injectée et simulations associées (sans prise en compte du « spatial hole burning »).

L'énergie maximale obtenue est de 4,8 mJ pour l'injection maximale de 220 μJ. Le gain total est proche de la valeur calculée à partir du gain petit signal effectif mais présente une légère saturation en fonction de l'injection, passant de 26,2 pour 22 μJ injecté à 22 pour l'injection maximale de 220 μJ. Celle-ci n'est pas dramatique, le gain moyen par boucle<sup>1</sup> reste en effet proche de la valeur à faible injection (cf figure III.51 (b)) montrant que le système fonctionne proche du régime petit signal. Ceci est cohérent car très peu d'énergie est extraite des cristaux (5 mJ sur les 655 mJ stockés).

La simulation de l'amplificateur superposée aux résultats est obtenue par application des simulations d'absorption (et de gain) et d'amplification sans prise en compte du « spatial hole burning » exposées en partie 1.6 et 1.7. Le gain petit signal utilisé est celui obtenu par la simulation de l'absorption des deux cristaux et est, comme on l'a vu, en très bon accord avec la mesure. Quant aux simulations sur l'absorption elle sont réalisées pour des diamètres de zones pompées de 2,5 mm, un faisceau signal gaussien de diamètre 2,5 mm et 4 % de pertes par

1. Il est calculé comme la racine douzième du gain total.

boucle. La simulation permet de rendre correctement compte du comportement de l'amplificateur confirmant le comportement petit signal sans saturation significative<sup>1</sup>. La simulation sous-estime cependant très légèrement le gain mais reste tout de même très proche des mesures.

En ce qui concerne les profils spatiaux et temporels, la figure III.52 donne ces profils obtenus à énergie maximale.

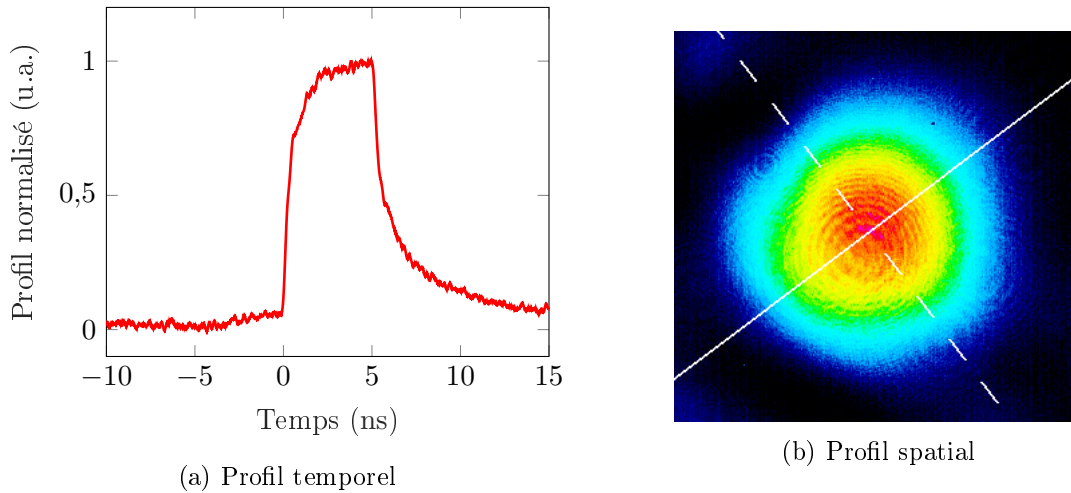


FIGURE III.52 – Profils temporels et spatiaux obtenus en sortie de l'amplificateur multipassage pour 12 boucles et pour une injection maximale.

Le profil temporel amplifié reste carré et le mode spatial est proche du faisceau gaussien injecté. Il présente cependant une légère déformation, témoignage d'une phase spatiale résiduelle de haut ordre. La dimension du faisceau (à  $1/e^2$ ) est autour de 1,8 mm de dimension, plus faible que les 2,4 mm injecté sur le premier cristal de l'amplificateur. Ce rétrécissement peut être dû à un filtrage par les deux zones de gain et/ou à une compensation non optimale de la lentille thermique.

### 3.5.2 Doublement des passages

Dans le but d'obtenir une extraction d'énergie plus importante, nous décidons de doubler le nombre de boucles dans l'amplificateur en renvoyant le faisceau en sortie de l'amplificateur dans celui-ci. De cette manière, si l'on considère que l'amplificateur reste en régime d'amplification petit signal, le gain total serait alors de

$$G_{\text{tot } 24} = G_{0\text{eff}}^{24} = 606 \quad (\text{III.30})$$

Ceci permet d'atteindre une énergie supérieure à 100 mJ avec une injection autour de 200  $\mu\text{J}$ . Pour ce faire nous rajoutons en sortie de l'amplificateur, une lentille et un miroir pour adapter la divergence du faisceau re-injecté. Au niveau de l'entrée un isolateur optique constitué d'un rotateur de Faraday, d'un polariseur et d'une lame demi-onde est inséré pour aiguiller l'entrée et la sortie. Le schéma de l'amplificateur intégrant ces modifications est donnée en figure III.53.

#### Gain petit signal par boucle

La mesure du gain petit signal par boucle se fait pour un nombre de boucles total égal à 24 (12 boucles en aller-retour). Il y a donc 24 passages dans le premier cristal et 24 dans le second. Le pompage est toujours le même (impulsions de durée 2 ms à 1 kW de puissance crête à la

1. Ce point confirme aussi le fait que la prise en compte du « spatial hole burning » n'est pas nécessaire ici. En effet, son impact n'est visible que pour un amplificateur travaillant en régime d'extraction.

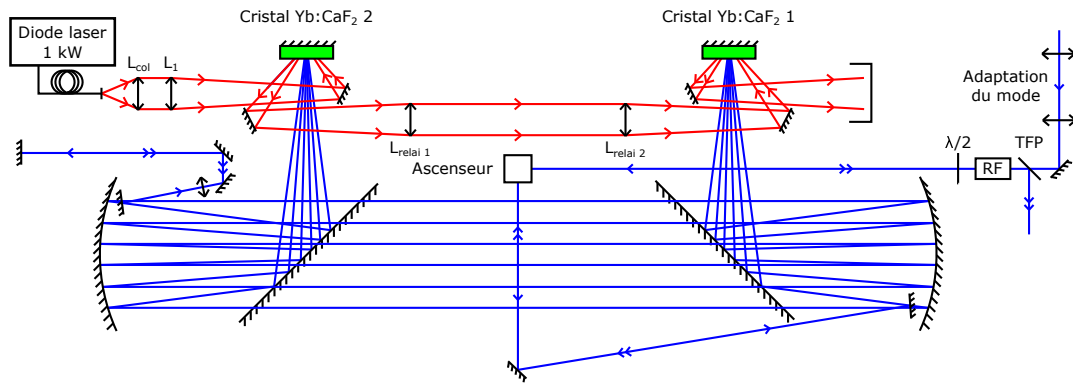


FIGURE III.53 – Schéma d'implantation de l'amplificateur multipassage en configuration double passage. RF : rotateur de Faraday et TFP : polariseur à film fin.

cadence de 100 Hz) et pour la mesure nous injectons une énergie de  $9,7 \mu\text{J}$  au niveau du miroir plan d'injection de l'amplificateur. Après les 24 boucles une énergie de  $4,5 \text{ mJ}$  est obtenue. Cela correspond à un gain total de 462 et à un gain petit signal effectif par boucle de  $G_{0\text{eff double}} = 1,29$ . Nous rappelons que le gain petit signal effectif par boucle pour la configuration simple passage (12 boucles sans réinjection) était de  $G_{0\text{eff simple}} = 1,306$ .  $G_{0\text{eff double}}$  correspond donc à un gain par boucle de 1,306 à l'aller et 1,277 au retour.

Il y a donc un écart de l'ordre de 2,2 % entre les gains petit signal par boucle aller et retour. Ceci est très cohérent mais montre l'ajout de pertes supplémentaires au retour, ce qui est certainement dû à un recouvrement imparfait.

### Amplification à injection maximale

Le résultat montrant l'énergie de sortie et le gain associé est donné en figure III.54 avec les simulations correspondantes. Il s'agit des mêmes simulations que dans le cas sans réinjection du signal, c'est à dire, ne prenant pas en compte le phénomène de « spatial hole burning ».

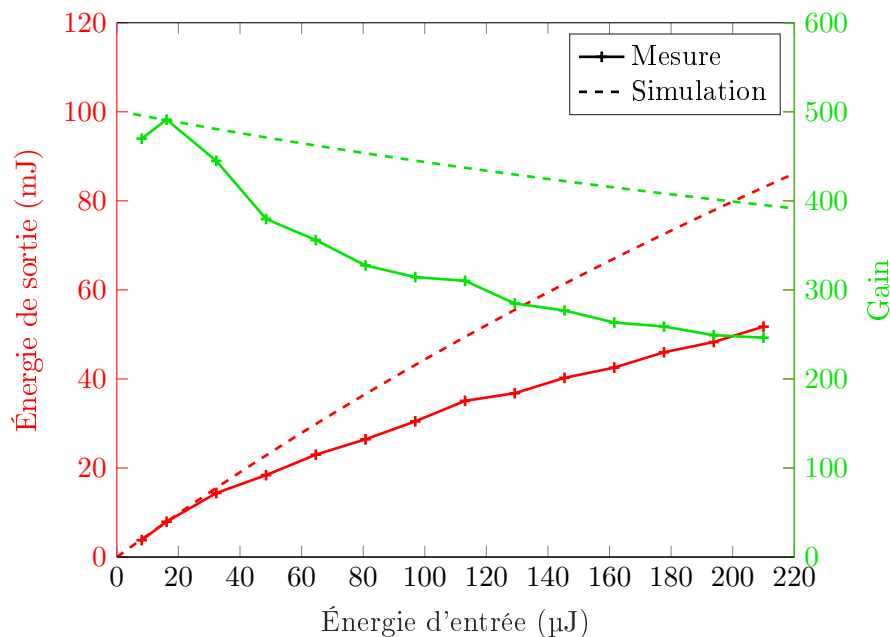


FIGURE III.54 – Énergie et gain en sortie de l'amplificateur en configuration re-injectée (24 boucles) en fonction de l'énergie injectée et simulations associées (sans prise en compte du « spatial hole burning »).

L'énergie maximale obtenue pour 210  $\mu\text{J}$  injecté est de 52 mJ. À ce niveau aucun dommage dans l'amplificateur n'est à déplorer. La stabilité tir à tir en énergie est mesurée à 5% rms. Cependant, cette énergie est loin des 100 mJ estimés à partir du gain petit signal. Une saturation importante est observée, limitant fortement l'énergie extraite.

Cette saturation est-elle prévisible ? La simulation de l'amplification met en évidence une saturation non négligeable limitant l'énergie de l'amplificateur à 80 mJ pour un signal injecté de 210  $\mu\text{J}$ . Cette saturation provient de l'extraction d'énergie (terme classique de saturation). En effet ces 80 mJ correspondent à 12% de l'énergie extractible. Cependant, cette simulation ne permet pas de rendre totalement compte de la saturation mesurée et du comportement de l'amplificateur dans cette gamme d'extraction. On peut quand même noter que le gain petit signal est correct, ce qui tend à montrer que la simulation rend bien compte de l'amplification mais que la saturation arrive plus tôt que prévu. Pour expliquer le comportement observé durant l'amplification un défaut majeur de recouvrement entre la pompe et le signal ne peut convenir car le gain petit signal serait alors impacté significativement, ce qui n'est pas le cas<sup>1</sup>. Il faut par conséquent se tourner vers d'autres phénomènes favorisant la saturation.

En ce qui concerne le profil temporel et le mode spatial obtenus, ceux-ci sont montrés en figure III.55. Le profil spatial ne varie pas avec l'amplification et malgré sa dimension importante (autour de 4 mm) possède tout de même un profil proche du profil gaussien (qui corrobore un léger changement de recouvrement avec la pompe). Nous proposons deux hypothèses (non exclusives) pour expliquer cette taille de faisceau plus importante. Tout d'abord la présence d'une lentille thermique résiduelle due à une compensation non optimale<sup>2</sup> qui se cumule à chaque boucle. Ensuite se rajoute à cela la lentille thermique imposée par la dernière boucle. En effet celle-ci n'est pas « complète » en ce sens que le faisceau ne passe qu'une seule fois dans la ligne 4f' (contre deux fois pour une boucle « complète ») ; la lentille thermique n'est donc pas totalement compensée.

Les profils temporels quant à eux sont très semblables pour les différentes énergies obtenues et présentent un profil carré. L'amplificateur possède par conséquent des caractéristiques spatiales et temporelles compatibles avec le pompage OPCPA comme voulu initialement.

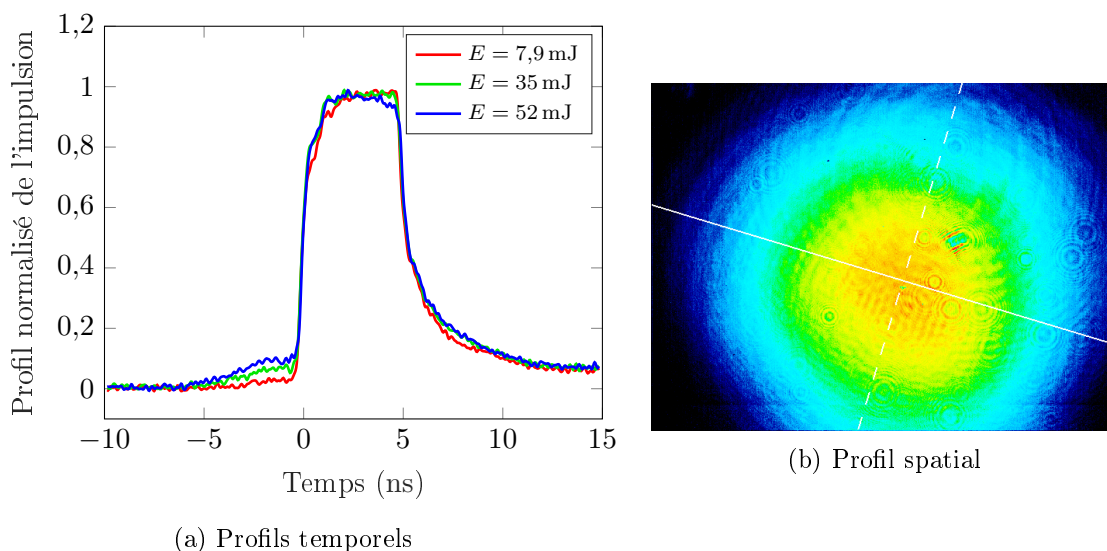


FIGURE III.55 – Profils temporels de plusieurs impulsions amplifiées et profil spatial typique obtenu pour l'amplificateur multipassage en configuration ré-injectée.

1. Un défaut mineur de recouvrement n'est cependant pas à exclure, permettant notamment d'expliquer la faible diminution de gain de 1,306 à l'aller à 1,277 au retour.

2. Si la lentille thermique est sous compensée, c'est une lentille thermique résiduelle. Si elle est surcompensée, il s'agit de l'ajout d'un terme de courbure statique.

### Explications de la forte saturation de l'amplificateur

L'amplificateur présente une forte saturation qui n'est pas expliquée simplement par l'extraction d'énergie. Deux hypothèses principales permettent d'apporter des éléments d'explication. Nous avons déjà évoqué, lors de la caractérisation de l'amplificateur en aller simple (cf partie 3.5.1), que le faisceau se trouvait réduit à un diamètre de 1,8 mm en sortie d'amplificateur. Cette réduction n'est pas correctement prise en compte par la simulation d'amplification qui donne plutôt un diamètre de faisceau de 2 mm. Ainsi, même si le recouvrement avec la pompe reste correct, l'amplification retour (12 dernières boucles) se fait avec un faisceau plus petit que ce qui est pris en compte par la simulation. Or la dimension du faisceau est un paramètre influençant fortement la saturation sans modifier le gain petit signal, d'autant plus que la majorité de l'énergie extraite se fait sur les dernières boucles. La réduction de la dimension du faisceau semble donc être un facteur clé dans la compréhension de la saturation.

La deuxième hypothèse est celle du « spatial hole burning ». Ce phénomène est d'autant plus important que la saturation du gain augmente. Avec la dimension réduite du faisceau renvoyé dans les 12 dernières boucles favorisant cette dernière, il est légitime de penser que ce phénomène va avoir un impact non négligeable.

Nous décidons par conséquent de prendre en compte la diminution du diamètre du faisceau et le « spatial hole burning » dans de nouvelles simulations. Pour modéliser le « spatial hole burning » la méthode simplifiée précédemment exposée (cf partie 1.7.3) et appelée méthode d'équivalence a été utilisée. Elle revient simplement à diviser l'aire du faisceau laser par deux. Deux simulations sont ainsi effectuées : une simulation sans prise en compte du « spatial hole burning » avec un diamètre de faisceau de 1,8 mm et une simulation avec « spatial hole burning » et taille de faisceau de 1,8 mm de diamètre<sup>1</sup>. À noter qu'aucun autres paramètres (pertes par boucle, diamètre des zones pompées...) n'est modifiés par rapport aux premières simulations. Les résultats de ces simulations en comparaison avec l'expérience et la première simulation<sup>2</sup> sont donnés en figure III.56.

La simple réduction de la taille du faisceau (passage de 2,5 mm à 1,8 mm) ne permet pas d'expliquer à elle seule la saturation observée. En effet le comportement de l'amplificateur n'est que très peu modifié par ce changement (cf courbes en pointillés rouges et noirs de la figure III.56). Ceci s'explique par la forte énergie stockée dans les deux cristaux. On remarquera néanmoins que la réduction de la taille de faisceau s'accompagne d'une extraction et d'une saturation légèrement plus importantes respectivement autour de 100  $\mu\text{J}$  et au-delà de 200  $\mu\text{J}$ . Cependant, la prise en compte du « spatial hole burning » et de la taille de faisceau réduite donnent des résultats beaucoup plus satisfaisants. Ils sont en effet plus proches des valeurs mesurées pour l'amplificateur : l'énergie obtenue pour l'injection maximale de 210  $\mu\text{J}$  est alors autour de 67,6 mJ. Bien que ces simulations ne permettent pas d'atteindre l'énergie mesurée de 52 mJ, l'effet, du « spatial hole burning » est suffisamment sensible pour expliquer une grande partie de la saturation.

Il faut aussi noter que toutes les simulations d'amplification sont effectuées sans ajustement et qu'elles ont une dépendance exponentielle avec le nombre de boucles. Ceci fait qu'une faible variation d'un des paramètres initiaux (gain initial et pertes par boucle notamment) va modifier de manière significative le résultat après 24 boucles. En effet, l'optimisation du système pour 24 boucles nous amène à modifier les différents alignements avec comme diagnostic l'optimisation de l'énergie de sortie tout en conservant un profil spatial correct. Cette procédure expérimentale peut amener à modifier légèrement plusieurs paramètres pour compenser des problèmes de recouvrements différents qui peuvent évoluer à chaque passage dans les cris-

---

1. Il n'y a que très peu de saturation pour les 12 premières boucles, changer la dimension du faisceau ne va que très peu modifier son comportement sur ces boucles-là.

2. Sans prise en compte du « spatial hole burning » et 2,5 mm de diamètre de faisceau.

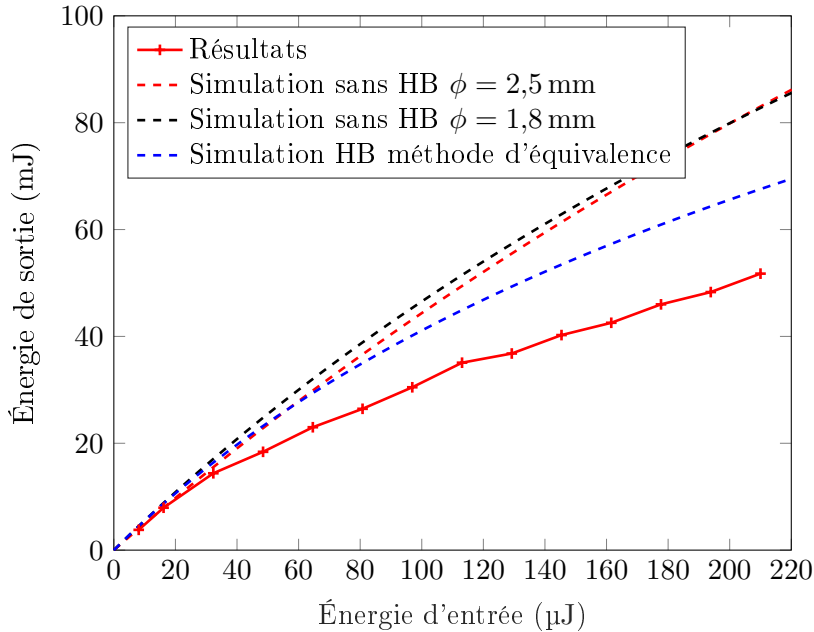


FIGURE III.56 – Énergie en sortie de l'amplificateur en configuration aller-retour (24 boucles) en fonction de l'énergie injectée et simulations associées. En rouge la première simulation sans « spatial hole burning » et diamètre de faisceau 2,5 mm. En noir la simulation sans « spatial hole burning » et diamètre de faisceau 1,8 mm. En bleu prise en compte du « spatial hole burning » et taille de faisceau de 1,8 mm. La méthode utilisée est celle dite par équivalence.

taux. Ces modifications peuvent légèrement modifier le gain et les pertes pour les différentes boucles. Une perte globale de 1 % supplémentaire par boucle fait par exemple chuter l'énergie de 67,6 mJ à 56 mJ. De plus, le fait que le faisceau en sortie d'amplificateur ait une taille relativement importante impose aussi des pertes à la traversée de l'isolateur (ensemble TFP+rotateur de Faraday), ce dernier possédant une ouverture fixée du même ordre de grandeur. Les pertes en sortie de l'amplificateur qui en résultent (estimées entre 5 % et 10 %) ne font alors que rapprocher encore plus la simulation de la mesure.

### 3.6 Vers un amplificateur de classe joule

Nous avons vu les performances obtenues par notre amplificateur multipassage avec une énergie d'injection de l'ordre de la centaine de microjoules. Malgré des phénomènes de saturation relativement importants que nous avons expliqués par plusieurs hypothèses, l'amplificateur a tout de même pu délivrer une énergie de plus de 50 mJ avec un gain total de plus de 200. Voyons maintenant, en prenant en compte nos premières mesures, ce qu'il serait possible d'obtenir avec une énergie injectée plus importante.

Nous avons ainsi simulé l'énergie obtenue par boucle si l'amplificateur précédent était injecté par les énergies de 50 mJ, 100 mJ et 200 mJ. La simulation est celle utilisée pour l'amplificateur à basse énergie prenant en compte le « spatial hole burning » par la méthode d'équivalence, considérant toujours un diamètre de 1,8 mm pour le faisceau re-injecté. Les pertes par boucle sont fixées dans ce cas à 5 % pour rendre compte de l'amplification de manière plus correcte<sup>1</sup>. La figure III.57 donne le résultat de ces simulations.

La courbe rouge donne la simulation de l'amplification pour 210 μJ injecté. Les deux points expérimentaux correspondent aux mesures effectuées précédemment sur l'amplificateur simple passage (12 boucles) et réinjecté (24 boucles). L'excellent accord entre ces deux points et la

1. Les autres paramètres sont encore une fois toujours conservés.

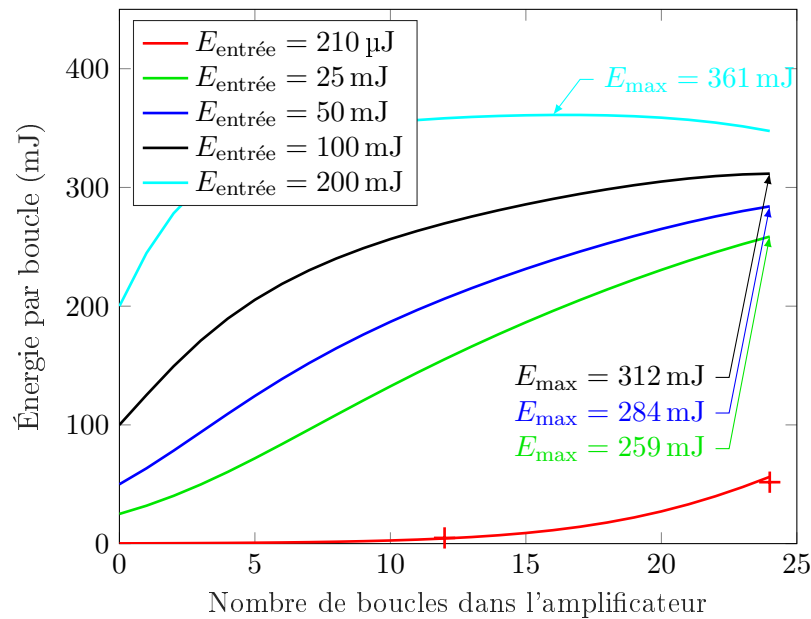


FIGURE III.57 – Énergies simulées en sortie de l’amplificateur en configuration re-injectée en fonction du nombre de boucles pour différentes énergies injectées. La simulation appliquée tient compte du « spatial hole burning » et utilise un faisceau injecté de 1,8 mm de diamètre pour 5 % de pertes par boucle. Les points expérimentaux représentent l’énergie mesurée en sortie de l’amplificateur pour 210  $\mu\text{J}$  injectée dans la configuration simple passage (12 boucles) et réinjectée (24 boucles).

simulation confirme que des pertes par boucle de 5 % permettent de mieux rendre compte de l’amplification et de sa saturation sur le système réinjecté. L’injection d’une énergie supérieure à 50 mJ permet ainsi d’obtenir des énergies de l’ordre de plusieurs centaines de millijoules. La saturation complète est d’ailleurs obtenue pour 200 mJ d’énergie injectée, permettant alors une énergie maximale en sortie d’amplificateur de plus de 361 mJ.

Cependant l’amplificateur ne pourra pas atteindre une telle énergie à cause de son seuil de dommage. Considérons une taille de faisceau de 1,8 mm (taille du faisceau envoyée dans l’amplificateur après 12 boucles) et le seuil de dommage des cristaux de  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . L’énergie maximale de l’amplificateur est alors de 127 mJ. En l’état cet amplificateur reste limité à des impulsions amplifiées autour de la centaine de millijoules.

Pour atteindre une énergie encore plus importante, nous avons vu dans le premier chapitre que les techniques de combinaison cohérente étaient quasi-nécessaires car elles permettaient d’augmenter le seuil de dommage de l’amplificateur sans en changer le gain. Il a notamment été vu que dans le cas d’une utilisation conjointe de la technique Sagnac et de la technique DPA à  $M$  répliques, le seuil de dommage de l’amplificateur est globalement augmenté d’un facteur  $\sqrt{2M}$ . On en conclut qu’il faudrait utiliser la technique Sagnac couplée à un DPA à 4 répliques (pour une énergie maximale de 359 mJ, limitée par le seuil d’endommagement) pour quasiment atteindre l’énergie maximale de 361 mJ simulée pour une injection de 200 mJ. Cette solution est tout de même assez complexe à mettre en place et ne garantit pas une recombinaison parfaite des impulsions à cause du caractère passif de la technique, de la saturation de l’amplificateur et du nombre important d’impulsions [Hanna 13].

La configuration optimale consisterait à utiliser une technique Sagnac+DPA à deux impulsions limitée à une énergie maximale de 255 mJ. Dans ce cas cette énergie serait atteinte avec les 24 boucles de l’amplificateur pour une injection de l’ordre de 25 mJ. Une injection de 25 mJ permettrait en effet d’obtenir 259 mJ pour 24 boucles.



Pour plus d'énergie il serait nécessaire d'augmenter les tailles de faisceaux et de compenser la diminution du gain par des têtes de pompages de plus hautes énergies (en utilisant une diode recyclée par tête<sup>1</sup>) et en injectant des énergies de l'ordre de la centaine de millijoules. Imaginons donc un amplificateur de même conception que l'amplificateur multipassage réalisé mais dont chaque tête serait pompée sur un disque de 4 mm de diamètre par une diode recyclée. En utilisant les mêmes cristaux (épaisseur 2,8 mm, dopage 2,2%) et le même pompage (impulsions de durée 2 ms, de 1 kW de puissance crête à la cadence de 100 Hz) que précédemment, les simulations donnent un gain par passage pour chaque tête optique de 1,133 pour une absorption de 77%. L'énergie stockée disponible pour l'amplification est alors de 1,37 J (685 mJ par tête)<sup>2</sup>. La figure III.58 donne l'énergie par boucle obtenue pour un tel amplificateur en fonction de l'énergie injectée pour un faisceau signal de 4 mm de diamètre à  $1/e^2$ .

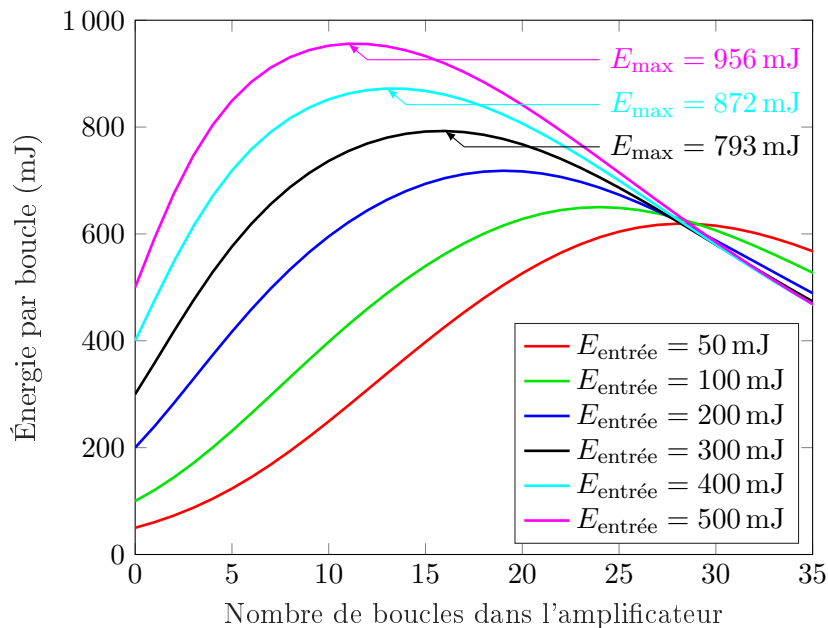


FIGURE III.58 – Énergies simulées en sortie d'un amplificateur multipassage à deux têtes utilisant des diodes recyclées en fonction du nombre de boucles pour différentes énergies injectées. La simulation appliquée tient compte du « spatial hole burning » par la méthode d'équivalence et utilise un faisceau injecté de 4 mm de diamètre pour 5% de pertes par boucle.

Lors des simulations de l'amplification le « spatial hole burning » est pris en compte par la méthode d'équivalence. Cela correspond donc dans les simulations à un diamètre de 2,83 mm à  $1/e^2$  pour le faisceau<sup>3</sup>. Les pertes sont encore de 5% par boucle.

L'injection à très haute énergie (centaines de millijoules) permet d'extraire autour de la moitié de l'énergie disponible dans les cristaux. Une injection de 500 mJ permet en effet une énergie maximale de 956 mJ pour 11 boucles (456 mJ extraits sur 1,37 J disponibles). Comme précédemment l'amplificateur est limité par les seuils de dommage. Dans ce cas (4 mm de diamètre pour le faisceau laser et seuil de dommage de  $10 \text{ J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ), l'énergie maximale est de 628 mJ. Ainsi l'utilisation de la technique de combinaison cohérente Sagnac+DPA à 2 répliques permet une énergie jusqu'à 1,26 J (limitée par le seuil de dommage), autorisant l'énergie maximale pour 500 mJ injecté.

1. Comme nous l'avions d'ailleurs prévu initialement avant la casse de la deuxième diode laser.

2. Nous considérons toujours les simulations d'absorption et de gain avec la fluence de saturation et le dopage ajusté.

3. Nous considérons donc dans ces simulations qu'il n'y a pas de réduction de la dimension du faisceau. En effet une réduction comme celle observée pour l'amplificateur multipassage réalisé est assez difficile à prévoir.

Ainsi il est théoriquement possible de concevoir des amplificateurs travaillant dans la gamme du joule en tirant avantageusement profit des techniques de combinaison cohérente. Nous avons aussi vu que la tête optique supportait le pompage nécessaire à ce type d'amplificateur. Reste la problématique des effets thermiques. Cependant l'utilisation des cristaux orientés [111] devraient maintenir la dépolarisation à un bas niveau et la compensation de la lentille thermique peut être avantageusement facilitée par l'utilisation d'objets de phase (masques de phase, lentilles divergentes...). Les pertes induites par ces objets sont en effet moins critiques pour les amplificateurs très hautes énergies, car le nombre de boucles nécessaire à l'amplification est alors plus faible.

## 4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons exposé les résultats obtenus sur les amplificateurs de haute énergie à base de cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$ , adaptés au pompage OPCPA nanoseconde pour la chaîne Apollon ainsi que les outils de simulation associés.

Tout d'abord nous avons commencé par détailler les choix effectués en termes de cristaux et de pompage utilisés. Nous avons choisi des cristaux orientés [111] en configuration miroir actif adaptés aux faisceaux larges, permettant un gain plus important par passage ainsi qu'un refroidissement accru par extraction de la chaleur par l'arrière et permettant un rapport surface sur volume correct. L'architecture de cette tête optique originale a ensuite été détaillée. Cette tête a permis un refroidissement efficace de cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$  jusqu'à une puissance de pompe moyenne de 200 W et pour des températures allant jusqu'à  $-10^\circ\text{C}$ . De plus des mesures de paramètres thermiques (lentille thermique, dépolarisation et profils thermiques) ont montré un excellent comportement des cristaux sous ces pompages importants, sans anisotropie notable. Enfin le choix de la diode de pompe utilisée (impulsions de quelques millisecondes avec une puissance crête au kilowatt) a été justifié.

À partir de cette tête optique, des mesures d'absorption et de gain dans des cristaux d' $\text{Yb:CaF}_2$  ont été effectuées. Ces mesures ont permis d'affiner et de valider les simulations en configuration miroir actif. Des simulations d'amplification ont ensuite été effectuées permettant la conception d'amplificateurs hautes énergies avec notamment la prise en compte du « spatial hole burning ».

À cause de défauts de matériels, l'énergie disponible pour injecter les amplificateurs a été limitée à 220  $\mu\text{J}$ , nous obligeant à revoir les objectifs à la baisse en se restreignant à des énergies dans la gamme de la centaine de millijoules et à se tourner vers des architectures à grands nombres de passages. Ainsi un amplificateur régénératif a tout d'abord été développé, démontrant une énergie jusqu'à 66 mJ à la cadence de 10 Hz et limité par des effets de déstabilisation de cavité à haute cadence, de co-lasages et d'« over-shoots » thermiques. Ensuite un amplificateur multipassage géométrique a quant à lui délivré une énergie de plus de 50 mJ à la cadence de 100 Hz. Ces deux types d'amplificateurs ont démontré des caractéristiques spatiales et temporelles compatibles avec le pompage OPCPA et ont permis de valider les amplificateurs à base de cristaux  $\text{Yb:CaF}_2$  pour la forte énergie.

Enfin ces expériences, corroborées par des simulations intégrant le « spatial hole burning », ont mis en évidence une forte saturation laser pour ce second amplificateur. Ces simulations ont ainsi pu permettre d'extrapoler le comportement d'un tel amplificateur multipassage pour des énergies injectées importantes (typiquement supérieures à 50 mJ). La conception d'amplificateurs permettant de délivrer des énergies de plusieurs centaines de millijoules jusqu'au joule a pu être entreprise et l'intérêt des techniques de combinaison cohérente pour ce type d'amplificateurs a été mis en avant.



# Conclusion générale et perspectives

Cette thèse, effectuée au laboratoire Charles Fabry à Palaiseau, s'est inscrite dans le cadre du projet Apollon 10P dont le but est le développement d'une source laser délivrant 10PW crête pour des expériences de physique fondamentale. Ces expériences regroupent l'interaction lumière matière à haute densité d'énergie et l'accélération d'ions et d'électrons. Pour atteindre les 10PW crête (impulsions de 150J d'énergie et de durée 15fs), le système Apollon est construit autour d'une architecture CPA et comprend deux blocs amplificateurs : une chaîne amplificatrice Ti:Sa pour l'amplification à haute énergie et un pilote dont le but est la génération d'impulsions à fort contraste ( $10^{12}$ ) et avec un large spectre (200nm) pour injecter correctement la chaîne Ti:Sa. Ce type de performances est obtenu par l'utilisation de la technique OPCPA (en régime picoseconde et nanoseconde). Ce travail de thèse a pour but le développement de l'OPCPA en régime nanoseconde du pilote du laser Apollon et plus particulièrement de la source de pompage associée, avec comme objectif initial de délivrer à 1030nm une énergie supérieure à 600mJ à la cadence de 100Hz.

Dans le premier chapitre nous avons commencé par exposer les problématiques liées aux systèmes multi-petawatts et leurs implications en termes de conception. Ces problématiques reposent essentiellement sur l'amplification à très haute énergie d'impulsions très brèves (dont le spectre est large) ; car ceci soulève plusieurs points cruciaux tels le rétrécissement spectral par le gain, le maintien d'un contraste temporel élevé, pour éviter les pré-impulsions qui ioniseraient la cible d'étude avant l'impulsion principale de 10PW, et les couplages spatio-temporels qui peuvent dégrader l'impulsion. L'étude de ces enjeux a permis de justifier l'utilisation du cristal Ti:Sa pour l'amplification de haute énergie et de la technique OPCPA pour le pilote du laser Apollon.

La conception du système Apollon a ensuite été décrite. Il comporte actuellement une chaîne énergétique Ti:Sa constituée d'une succession de 3 amplificateurs, bientôt complétée par un quatrième qui permettra de délivrer jusqu'à 300J. Le pilote délivre actuellement des impulsions nanosecondes avec une énergie de l'ordre de 10mJ et un spectre de 200nm. Il est constitué d'un oscillateur/amplificateur Ti:Sa, d'un système XPW améliorant le contraste temporel et augmentant le spectre, d'un premier étage d'OPCPA picoseconde et d'un étireur « nanoseconde » qui est l'étireur principal de la chaîne. Le bloc OPCPA nanoseconde, cadre de cette thèse, devra permettre, à terme, au pilote de délivrer des impulsions de plusieurs dizaines de millijoules tout en maintenant une qualité spatio-temporelle et spectrale du faisceau suffisante. L'enjeu de cette thèse se cristallise sur le développement de la source de pompe d'un tel OPCPA. Pour ce faire, il a fallu choisir un milieu amplificateur (matrice et ion dopant) adapté à la génération d'impulsions énergétiques (centaines de millijoules) et à la haute puissance moyenne (dizaines de watts). Notre choix pour l'ion dopant s'est porté sur l'ion ytterbium à cause de sa structure énergétique simple et de son faible défaut quantique ( $<10\%$ ) qui limite le dépôt de chaleur dans le matériau. En ce qui concerne la matrice hôte nous avons choisi le  $\text{CaF}_2$  pour sa faculté à relativement bien évacuer la chaleur grâce à une conductivité thermique élevée ( $9,8\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ), comparable à la celle de la matrice de YAG. Outre sa croissance maîtrisée, le matériau  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  est aussi intéressant pour la génération d'impulsions énergétiques grâce à son temps de vie de fluorescence parmi les plus longs chez les matériaux dopés à l'ytterbium

(2,4 ms), permettant ainsi un stockage d'énergie important. Les principaux inconvénients de ce matériau sont sa sensibilité à la fracture, son faible gain intrinsèque et une fluence de saturation largement au dessus des seuils de dommage des matériaux et optiques classiquement utilisés. À partir de ce matériau, nous avons conçu une première version de la source de pompe OPCPA envisagée. Les équations de taux, appliquées au cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub>, ont montré que le stockage d'énergie était a priori suffisant pour atteindre l'objectif fixé en utilisant des impulsions de pompe de plusieurs joules. Néanmoins un amplificateur utilisant ce matériau doit travailler en régime dit de forte extraction. Notre source de pompage se devait donc d'utiliser un amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> injecté par une première source nanoseconde monochromatique (à 1030 nm) de forte énergie, typiquement supérieure à 100 mJ. Nous avons donc développé cet injecteur, constitué d'une source fibrée délivrant des impulsions nanosecondes amplifiées par deux amplificateurs régénératifs, délivrant successivement 250  $\mu$ J et 130 mJ. La forte fluence de saturation de l'Yb:CaF<sub>2</sub> oblige aussi à travailler avec des fluences laser proches des seuils de dommage et rend malaisée l'extraction d'énergie du matériau. Une solution qui consiste à utiliser des techniques de combinaison cohérente (DPA ou Sagnac par exemple) pour pallier ces deux problématiques a été proposée.

La forte puissance moyenne de pompe nécessaire pour réaliser un amplificateur de classe joule à la cadence de 100 Hz requière l'étude des effets thermiques dans le milieu amplificateur. Dans le chapitre 2, nous nous sommes par conséquent intéressés aux effets de lentille thermique et de dépolarisation dans l'Yb:CaF<sub>2</sub>. La première pour sa tendance à déstabiliser les cavités et amplificateurs, la seconde parce qu'elle induit des pertes supplémentaires dans les amplificateurs à cause de l'utilisation de faisceaux polarisés. Notre étude s'est principalement focalisée sur l'étude de ces effets en fonction de la polarisation du faisceau laser et de l'orientation du cristal. En effet l'utilisation de plusieurs polarisations au sein d'un même amplificateur, comme dans le cas des techniques de combinaison cohérente, requière idéalement des effets thermiques isotropes.

Dans un premier temps, nous avons étudié ces effets sur des cristaux d'Yb:CaF<sub>2</sub> pour différentes orientations ([110] et [111]) et pompés par une diode laser de forte puissance (200 W). Les cristaux étaient refroidis à température cryogénique (77 K), car cette technique permet d'augmenter le gain du cristal. Le schéma pompe/sonde et le protocole de mesure mis en place ont dû prendre en compte le fort contraste entre les puissances de pompe et de sonde, particulièrement dans le cas de la mesure de la faible dépolarisation.

Les résultats ont montré que même si l'Yb:CaF<sub>2</sub> était isotrope optiquement parlant, ce n'était pas le cas en ce qui concerne ses propriétés thermo-mécaniques. En effet, nous avons pu mettre en évidence que dans le cas de l'orientation [110], la lentille thermique était astigmatique et anisotrope en fonction de la direction de la polarisation incidente du faisceau sonde, à l'inverse de l'orientation [111]. Pour comprendre ces différences nous avons effectué des simulations par éléments finis calculant la lentille thermique pour les deux orientations. Nous avons ainsi pu montrer que les lentilles thermiques astigmatiques et anisotropes étaient dues, d'une part, à la rupture de symétrie imposée par l'orientation [110] et, d'autre part, à la géométrie du refroidissement. Dans le cas de la dépolarisation, les figures et quantités obtenues pour l'orientation [110] ont montré un excellent accord avec la théorie classique développée en configuration radiale à partir des tenseurs mécano-optiques. Néanmoins, l'orientation [111] a donné des figures de dépolarisation différentes de ce qui était attendu par la théorie (forme homogène au lieu de croix de Malte) et également une quantité de dépolarisation supérieure aux attentes théoriques. La théorie de la dépolarisation se basant sur des contraintes radiales dans le matériau s'est avérée ici incomplète, nous imputons donc les écarts à la théorie à l'impact de contraintes longitudinales et à la rupture de symétrie due à la géométrie de refroidissement. Cette étude nous a aussi permis de confirmer l'intérêt de l'orientation [111] en ce qui concerne les effets thermiques : la lentille thermique ne présente pas, dans ce cas, d'anisotropie particulière ni

d'astigmatisme, et la dépolarisation est fortement réduite car cette orientation est proche de l'orientation théorique  $[[C]]$  annulant la dépolarisation.

La dépendance des effets thermiques avec l'orientation des cristaux, nous a fait nous intéresser à des matériaux ne possédant intrinsèquement pas d'orientation cristalline et ne présentant par conséquent pas les effets anisotropiques précédents. Nous avons donc étudié des céramiques Yb:CaF<sub>2</sub> et particulièrement des céramiques fabriquées par une méthode novatrice dite « par voie humide » et développées dans les laboratoires de Chimie Paris. Les céramiques obtenues par cette méthode présentent de meilleures caractéristiques par rapport aux autres techniques habituelles de fabrication de céramiques, notamment en ce qui concerne la transparence et la conductivité thermique. Malgré une isotropie des propriétés thermiques, confirmée par l'isotropie de la lentille thermique, des mesures comparatives avec un monocristal témoin ont mis en évidence que la lentille thermique des céramiques était quasiment huit fois plus importante que celle du monocristal. Un suivi de la température des céramiques a permis de montrer que l'échauffement de ces dernières était lui aussi bien plus important que celui du monocristal. La cause de l'écart observé entre les puissances dioptriques était donc à chercher du côté des sources de chaleur induites par le pompage. Plus particulièrement, nous avons pu mettre en évidence la présence d'un effet non radiatif délétère au sein des céramiques par l'intermédiaire d'une mesure comparative de la température avec et sans effet laser. Les causes possibles « classiques » de cet effet non radiatif sont la présence d'impuretés, de porosité ou le piégeage radiatif. En ce qui concerne les impuretés, une analyse par RPE a permis de mettre en évidence la présence d'ions Mn<sup>2+</sup>, mais en même proportions que dans les monocristaux. La porosité résiduelle des céramiques n'a pas permis non plus d'expliquer à elle seule l'échauffement des céramiques, les mesures de pertes optiques n'ont en effet pas mis en évidence de pertes significatives qui seraient liées à la porosité. Enfin des mesures de temps de vie de fluorescence pour différents échantillons n'ont pas non plus mis en évidence d'écarts significatifs entre céramiques et monocristaux, ne corroborant pas l'hypothèse du piégeage radiatif. Actuellement la recherche concernant l'échauffement des céramiques s'oriente plutôt vers la différence structurelle majeure entre céramiques et monocristaux. Bien que la structure granulaire des céramiques, couplée à la ségrégation des ions ytterbium aux joints de grain, n'a pas d'impact sur la conductivité thermique, il est légitime de se demander si cela n'influe pas sur les taux de transitions non radiatif au joints de grain et sur la propagation des ondes thermiques.

Après avoir étudié les effets thermiques dans les matériaux Yb:CaF<sub>2</sub>, nous sommes revenus dans le troisième chapitre vers la conception de la pompe de l'OPCPA nanoseconde du pilote d'Apollon.

Nous avons commencé par détailler la tête optique que nous avons développée pour l'amplificateur haute énergie. Cette tête a été conçue pour les fortes puissances de pompe et utilise des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> orientés  $[111]$  en configuration miroir actif. Nous avons ensuite pu valider son comportement thermique à température ambiante par des mesures de lentilles thermiques, qui ont mis en évidence l'absence d'anisotropie ou d'astigmatisme particulier, et des mesures de dépolarisation donnant des valeurs négligeables. Nous avons aussi pu montrer que des refroidissements importants étaient possibles, jusqu'à une température de  $-10^{\circ}\text{C}$  pour une puissance de pompe de 200 W.

Nous avons ensuite développé des simulations numériques pour quantifier l'absorption et le gain dans les cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> en configuration miroir actif, et nous les avons confrontées à l'expérience. Ceci nous a permis de concevoir l'amplificateur en terme de stockage d'énergie. De plus, des simulations sur l'amplification en présence de « spatial hole burning » ont été développées dans le but de prévoir l'extraction d'énergie dans l'amplificateur en fonction du nombre de boucles dans l'amplificateur.

Suite à une série de pannes de matériels, l'énergie maximale stockable dans les cristaux a été réduite au joule et l'énergie d'injection à la centaine de microjoules : 210  $\mu\text{J}$ . Nous avons donc

décidé de nous tourner vers des amplificateurs à fort gain dans la gamme 100 mJ, adaptés à nos nouveaux outils mais toujours adaptables au pompage d'OPCPA. Ceci imposait des architectures amplificatrices à grands nombres de passages. Ainsi, nous avons, dans un premier temps, développé un amplificateur régénératif qui a pu générer des impulsions de 21 mJ à 100 Hz et jusqu'à 66 mJ à 10 Hz. Cet amplificateur est limité en termes d'énergie par les seuils d'endommagement et en termes de cadence par des effets parasites (lentille thermique déstabilisant la cavité, « overshoot » thermique et co-lasage). Dans un deuxième temps, nous avons développé un amplificateur à multiples passages géométriques qui a donné de bien meilleurs résultats à haute cadence, délivrant jusqu'à 52 mJ à 100 Hz. Mais l'amplificateur est, cette fois, limité par une forte saturation en énergie et non par l'endommagement. Nous avons néanmoins pu mettre en évidence, grâce à nos simulations, que la forte saturation de cet amplificateur était due à une action combinée du rétrécissement de la dimension du faisceau lors de l'amplification et du « spatial hole burning ».

Finalement la compréhension des limites de ce dernier amplificateur nous a permis de valider et d'extrapoler les simulations vers des systèmes de plus hautes énergies, jusqu'au joule et mettant à profit la combinaison cohérente.

Ce travail de thèse a permis, sur la base d'étude des effets thermiques dans les matériaux Yb:CaF<sub>2</sub>, de développer une tête optique adaptée à la conception d'amplificateurs de haute énergie et de forte puissance moyenne pour le pompage d'OPCPA, ainsi que des outils de simulation associés. Les expériences sur les amplificateurs qui en ont résulté et leurs limitations ont permis de valider les simulations et d'envisager des amplificateurs de classe joule, toujours à haute cadence, confirmant l'intérêt du cristal Yb:CaF<sub>2</sub> pour le développement de systèmes haute cadence et haute énergie. Si l'amplification d'impulsions à large spectre rend ce cristal d'autant plus intéressant, il souffre tout de même encore de sa comparaison avec l'Yb:YAG quand il s'agit d'amplifier des impulsions à spectre fin. En effet son faible gain associé aux phénomènes de saturation observés dans les amplificateurs n'en fait pas le candidat idéal pour l'amplification de ce type d'impulsions. De plus, si l'avantage apporté en termes de gain par le refroidissement cryogénique est très net pour l'Yb:YAG (net augmentation du gain et de la conductivité thermique), c'est beaucoup moins évident dans le cas de l'Yb:CaF<sub>2</sub>. En effet l'augmentation du gain n'est pas significative et la conductivité thermique augmente de manière modérée (pour des dopages de quelques pourcents).

En ce qui concerne la source de pompe de l'OPCPA du pilote du système Apollon, l'amplificateur régénératif de l'injecteur nanoseconde (fourni par le Max Born Institute) n'étant pas fiable, une source utilisant ce système est inutilisable en exploitation. Plusieurs solutions peuvent dès lors être envisagées à partir des 220 µJ aujourd'hui fiabilisés. Une première solution consisterait à ajouter deux amplificateurs Yb:CaF<sub>2</sub> : le premier opérant autour de la cinquantaine de millijoules (typiquement comme l'amplificateur multipassage développé) et le deuxième atteignant plusieurs centaines de millijoules. Cette solution est cependant assez coûteuse en matériels (diodes de pompe notamment). Une autre solution consisterait à utiliser de l'Yb:YAG en refroidissement cryogénique en un seul amplificateur ou d'utiliser notre tête optique avec des disques minces (quelques millimètres d'épaisseur) d'Yb:YAG. Enfin de manière plus radicale, il est aussi envisageable de modifier entièrement l'injecteur pour passer vers la longueur d'onde 1064 nm. De ce fait il est possible de profiter des systèmes pompés flash industriels à base de cristaux dopés néodyme. Ces systèmes sont encore aujourd'hui parmi les seules solutions permettant d'allier énergie, coût et fiabilité. C'est d'ailleurs le choix qui a été fait par Thalès pour les systèmes de pompe du système ELI NP.







## Annexe A

# Rotations du tenseur des rigidités et du tenseur élasto-optique pour la simulation des lentilles thermiques

Lors de la simulation des lentilles thermiques astigmatiques et anisotropes, il s'est révélé la nécessité d'utiliser le tenseur des rigidités et le tenseur élasto-optique exprimés dans la base correspondant à l'orientation du cristal ([110] et [111] pour ce qui nous concerne). Nous allons maintenant expliquer comment il est possible de trouver ces tenseurs « orientés » à partir de leur expression dans la base des axes cristallographiques ([100]). Ces deux tenseurs ont la même forme et relient de la même façon leur jeu de grandeurs. Nous utiliserons donc des notations globales. Définissons pour cela tout d'abord un tenseur de rang 4 ( $T_{ijkl}$ ) qui correspond soit au tenseur élasto-optique soit au tenseur des rigidités. Il est défini de la façon suivante avec la notation de VOIGT dans une base correspondant à une orientation quelconque [XXX] :

$$T^{[XXX]} = \begin{pmatrix} t_{11}^{[XXX]} & t_{21}^{[XXX]} & t_{31}^{[XXX]} & t_{41}^{[XXX]} & t_{51}^{[XXX]} & t_{61}^{[XXX]} \\ t_{12}^{[XXX]} & t_{22}^{[XXX]} & t_{32}^{[XXX]} & t_{42}^{[XXX]} & t_{52}^{[XXX]} & t_{62}^{[XXX]} \\ t_{13}^{[XXX]} & t_{23}^{[XXX]} & t_{33}^{[XXX]} & t_{43}^{[XXX]} & t_{53}^{[XXX]} & t_{63}^{[XXX]} \\ t_{14}^{[XXX]} & t_{24}^{[XXX]} & t_{34}^{[XXX]} & t_{44}^{[XXX]} & t_{54}^{[XXX]} & t_{64}^{[XXX]} \\ t_{15}^{[XXX]} & t_{25}^{[XXX]} & t_{35}^{[XXX]} & t_{45}^{[XXX]} & t_{55}^{[XXX]} & t_{65}^{[XXX]} \\ t_{16}^{[XXX]} & t_{26}^{[XXX]} & t_{36}^{[XXX]} & t_{46}^{[XXX]} & t_{56}^{[XXX]} & t_{66}^{[XXX]} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

De la même manière définissons deux tenseurs de rang 2 ( $I_{kl}$ ) et ( $J_{ij}$ ) correspondant aux grandeurs reliées par le tenseur ( $T_{ijkl}$ ). Si ( $T_{ijkl}$ ) correspond au tenseur des rigidités ( $C_{ijkl}$ ), alors ( $I_{kl}$ ) est le tenseur des déformations ( $\epsilon_{kl}$ ) et ( $J_{ij}$ ) est le tenseur des contraintes ( $\sigma_{ij}$ ). Dans le cas où ( $T_{ijkl}$ ) représente le tenseur élasto-optique ( $P_{ijkl}$ ), alors ( $I_{kl}$ ) est le tenseur des déformations ( $\epsilon_{kl}$ ) et ( $J_{ij}$ ) est le tenseur ( $B_{ij}$ ) décrivant l'ellipsoïde des indices.

$$I^{[XXX]} = \begin{pmatrix} i_{xx}^{[XXX]} & i_{xy}^{[XXX]} & i_{xz}^{[XXX]} \\ i_{xy}^{[XXX]} & i_{yy}^{[XXX]} & i_{yz}^{[XXX]} \\ i_{xz}^{[XXX]} & i_{yz}^{[XXX]} & i_{zz}^{[XXX]} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

$$J^{[XXX]} = \begin{pmatrix} j_{xx}^{[XXX]} & j_{xy}^{[XXX]} & j_{xz}^{[XXX]} \\ j_{xy}^{[XXX]} & j_{yy}^{[XXX]} & j_{yz}^{[XXX]} \\ j_{xz}^{[XXX]} & j_{yz}^{[XXX]} & j_{zz}^{[XXX]} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

La relation reliant les grandeurs ( $I_{kl}$ ), ( $J_{ij}$ ) et ( $T_{ijkl}$ ) est ainsi en notation d'Einstein

$$J_{ij}^{[XXX]} = T_{ijkl}^{[XXX]} I_{kl}^{[XXX]} \quad (\text{A.4})$$

et sous forme matricielle :

$$J_v^{[XXX]} = T^{[XXX]} I_v^{[XXX]} \quad (\text{A.5})$$

avec

$$I_v^{[XXX]} = \begin{pmatrix} i_{xx}^{[XXX]} \\ i_{yy}^{[XXX]} \\ i_{zz}^{[XXX]} \\ 2i_{yz}^{[XXX]} \\ 2i_{xz}^{[XXX]} \\ 2i_{xy}^{[XXX]} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ 2i_4 \\ 2i_5 \\ 2i_6 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6a})$$

$$J_v^{[XXX]} = \begin{pmatrix} j_{xx}^{[XXX]} \\ j_{yy}^{[XXX]} \\ j_{zz}^{[XXX]} \\ j_{yz}^{[XXX]} \\ j_{xz}^{[XXX]} \\ j_{xy}^{[XXX]} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1 \\ j_2 \\ j_3 \\ j_4 \\ j_5 \\ j_6 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6b})$$

$$\quad (\text{A.6c})$$

Nous ne connaissons uniquement le tenseur ( $T_{ijkl}$ ) dans la base des axes cristallographiques (à savoir l'orientation [100]). C'est à partir de ceci que nous allons déterminer les coefficients  $t_{ij}^{[XXX]}$  pour une orientation quelconque.

Les tenseurs ( $I_{kl}$ ) et ( $J_{ij}$ ) peuvent être exprimés dans la base des axes cristallographiques à partir de celle dans la base de l'orientation [XXX] à l'aide d'une rotation selon l'expression matricielle suivante :

$$\begin{cases} I^{[100]} = RI^{[XXX]}R^{-1} \\ J^{[100]} = RJ^{[XXX]}R^{-1} \end{cases} \quad (\text{A.7a})$$

$$\quad (\text{A.7b})$$

avec  $R$  la matrice de rotation dans l'espace permettant de passer de l'orientation [100] à l'orientation quelconque [XXX]. Cette dernière peut aussi être définie par les trois angles d'Euler  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  et leur rotation associées, nous obtenons alors l'expression suivante pour la matrice de rotation  $R$  :

$$R = R_z(\alpha)R_x(\beta)R_z(\gamma) \quad (\text{A.8a})$$

$$R_z(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8b})$$

$$R_x(\beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\beta) & -\sin(\beta) \\ 0 & \sin(\beta) & \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (\text{A.8c})$$

$$R_z(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & -\sin(\gamma) & 0 \\ \sin(\gamma) & \cos(\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.8d})$$

Or, ( $I_{kl}$ ) et ( $J_{ij}$ ) sont toujours reliés par ( $T_{ijkl}$ ) dans la base [100]. Nous avons donc aussi :

$$J_v^{[100]} = T^{[100]} I_v^{[100]} \quad (\text{A.9})$$

Cette dernière expression est équivalente à un système linéaire du premier ordre de six équations à six inconnues :  $j_{xx}^{[XXX]}$ ,  $j_{yy}^{[XXX]}$ ,  $j_{zz}^{[XXX]}$ ,  $j_{xy}^{[XXX]}$ ,  $j_{xz}^{[XXX]}$  et  $j_{yz}^{[XXX]}$  avec comme paramètres les angles d'Euler, les coefficients  $t_{ij}^{[100]}$  et les six composantes de  $(I_{kl})$  dans la base [XXX] :  $i_{xx}^{[XXX]}$ ,  $i_{yy}^{[XXX]}$ ,  $i_{zz}^{[XXX]}$ ,  $i_{xy}^{[XXX]}$ ,  $i_{xz}^{[XXX]}$  et  $i_{yz}^{[XXX]}$ .

À l'aide d'un outil numérique il est possible de résoudre ce système d'équations pour une orientation et un tenseur  $(T_{ijkl})$  donnés (fixant donc les angles d'Euler et les  $t_{ij}^{[100]}$ ). Nous obtenons ainsi un système d'équations de la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} j_{xx}^{[XXX]} = e_{11}i_{xx}^{[XXX]} + e_{21}i_{yy}^{[XXX]} + e_{31}i_{zz}^{[XXX]} + e_{41}i_{yz}^{[XXX]} + e_{51}i_{xz}^{[XXX]} + e_{61}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10a}) \\ j_{yy}^{[XXX]} = e_{12}i_{xx}^{[XXX]} + e_{22}i_{yy}^{[XXX]} + e_{32}i_{zz}^{[XXX]} + e_{42}i_{yz}^{[XXX]} + e_{52}i_{xz}^{[XXX]} + e_{62}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10b}) \\ j_{zz}^{[XXX]} = e_{13}i_{xx}^{[XXX]} + e_{23}i_{yy}^{[XXX]} + e_{33}i_{zz}^{[XXX]} + e_{43}i_{yz}^{[XXX]} + e_{53}i_{xz}^{[XXX]} + e_{63}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10c}) \\ j_{yz}^{[XXX]} = e_{14}i_{xx}^{[XXX]} + e_{24}i_{yy}^{[XXX]} + e_{34}i_{zz}^{[XXX]} + e_{44}i_{yz}^{[XXX]} + e_{54}i_{xz}^{[XXX]} + e_{64}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10d}) \\ j_{xz}^{[XXX]} = e_{15}i_{xx}^{[XXX]} + e_{25}i_{yy}^{[XXX]} + e_{35}i_{zz}^{[XXX]} + e_{45}i_{yz}^{[XXX]} + e_{55}i_{xz}^{[XXX]} + e_{65}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10e}) \\ j_{xy}^{[XXX]} = e_{16}i_{xx}^{[XXX]} + e_{26}i_{yy}^{[XXX]} + e_{36}i_{zz}^{[XXX]} + e_{46}i_{yz}^{[XXX]} + e_{56}i_{xz}^{[XXX]} + e_{66}i_{xy}^{[XXX]} \quad (\text{A.10f}) \end{array} \right. \quad (\text{A.10g})$$

Ce système est en fait une autre écriture de l'équation

$$J_{ij}^{[XXX]} = T_{ijkl}^{[XXX]} I_{kl}^{[XXX]} \quad (\text{A.11})$$

d'où

$$t_{ij}^{[XXX]} = e_{ij} \quad (\text{A.12})$$



## Annexe B

# Introduction d'un terme de phase quadratique par désalignement d'une imagerie 4f

Nous allons voir maintenant la démonstration de la formule suivante donnant la focale du terme de phase quadratique introduit par le désalignement de la ligne 4f :

$$f'_{4f} = \frac{f'^2}{d} \quad (\text{B.1})$$

avec  $f'$  la focale des optiques de la ligne 4f et  $d$  l'écart entre les foyers  $F'_1$  et  $F_2$ . Le schéma de la figure B.1 expose le problème et donne les différentes variables utilisées dans cette démonstration.

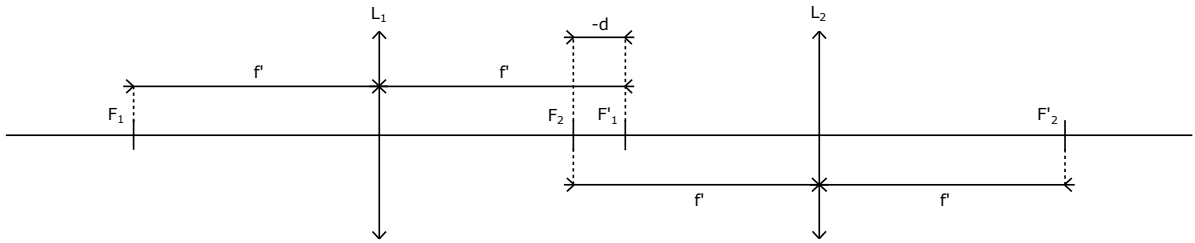


FIGURE B.1 – Schéma d'une ligne 4f désalignée et variables utilisées.

## 1 Prérequis d'optique de Fourier

La démonstration de la formule B.1 se base sur l'utilisation de l'optique de Fourier et de ces hypothèses ainsi que les propriétés de la transformée de Fourier. Dans toute cette démonstration,  $\lambda$  désigne la longueur d'onde de l'onde considérée.

Nous admettrons deux résultats classiques de l'optique de Fourier :

### Propagation libre

La relation permettant le calcul de l'amplitude complexe  $U$  d'une onde après propagation libre sur une distance  $z$  est donnée par la relation de convolution suivante :

$$U(x,y,z) = \frac{e^{\frac{2i\pi z}{\lambda}}}{i\lambda z} U(x,y,0) * e^{\frac{i\pi(x^2+y^2)}{\lambda z}} \quad (\text{B.2})$$

### Relation entre les foyers d'une lentille mince

Considérons une lentille mince de focale  $f'$  déterminée par ses foyers objet  $F$  et image  $F'$ . L'amplitude complexe de l'onde dans le plan focal image  $U_{F'}$  est reliée à celle dans le plan focal objet  $U_F$  par une relation de transformée de Fourier à deux dimensions :

$$U_{F'}(x_1, y_1) = \frac{e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}}}{i\lambda f'} \text{TF}_{2\text{D}}[U_F(x, y)] \left( \frac{x_1}{\lambda f'}, \frac{y_1}{\lambda f'} \right) \quad (\text{B.3})$$

### Rappel sur les propriétés de la transformée de Fourier

La transformée de Fourier possède un certain nombre de propriétés très utiles quand il s'agit d'effectuer des calculs où elle intervient. Nous en rappelons ici quelques unes concernant la transformée de Fourier à deux dimensions que nous allons utiliser.

$$\begin{cases} \text{TF}_{2\text{D}}[f(ax, ay)]_{(\mu, \nu)} = \frac{1}{a^2} \text{TF}_{2\text{D}}[f(x, y)]_{\left(\frac{\mu}{a}, \frac{\nu}{a}\right)} & (\text{B.4a}) \\ \text{TF}_{2\text{D}}[f(x, y) * g(x, y)]_{(\mu, \nu)} = \text{TF}_{2\text{D}}[f(x, y)]_{(\mu, \nu)} \text{TF}_{2\text{D}}[g(x, y)]_{(\mu, \nu)} & (\text{B.4b}) \\ \text{TF}_{2\text{D}}[\text{TF}_{2\text{D}}[f(x, y)]_{(\mu, \nu)}]_{(x, y)} = f(-x, -y) & (\text{B.4c}) \end{cases}$$

avec  $a$  un nombre complexe non nul.

### Transformée de Fourier à deux dimensions d'une gaussienne

La transformée de Fourier à deux dimensions d'une gaussienne est une gaussienne. Plus précisément :

$$\text{TF}_{2\text{D}} \left[ e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2a^2}} \right]_{(\mu, \nu)} = 2\pi a^2 e^{-2\pi^2 a^2 (\mu^2 + \nu^2)} \quad (\text{B.5})$$

avec  $a$  un nombre complexe non nul.

## 2 Démonstration

### 2.1 Expressions de $U_{F_1}$ , $U_{F'_1}$ , $U_{F_2}$ et $U_{F'_2}$

Supposons une amplitude complexe dans le plan focal objet de la première optique  $F_1$  définie par :

$$U_{F_1}(x, y) = A(x, y) e^{i\varphi(x, y)} \quad (\text{B.6})$$

À partir de la relation B.3 calculons l'amplitude complexe dans le plan focal image de la première optique  $U_{F'_1}$  :

$$U_{F'_1}(x_1, y_1) = \frac{e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}}}{i\lambda f'} \text{TF}_{2\text{D}}[U_{F_1}(x, y)] \left( \frac{x_1}{\lambda f'}, \frac{y_1}{\lambda f'} \right) \quad (\text{B.7})$$

Calculons ensuite l'amplitude complexe dans le plan focal objet de la deuxième optique  $U_{F_2}$  avec l'équation de propagation de l'espace libre :

$$U_{F_2}(x_1, y_1) = \frac{e^{\frac{2i\pi d}{\lambda}}}{i\lambda d} U_{F'_1}(x_1, y_1) * e^{\frac{i\pi(x_1^2 + y_1^2)}{\lambda d}} \quad (\text{B.8})$$

et l'amplitude complexe dans le plan focal image de la deuxième optique  $U_{F'_2}$  avec la relation B.3 :

$$U_{F'_2}(x_2, y_2) = \frac{e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}}}{i\lambda f'} \text{TF}_{2\text{D}}[U_{F_2}(x_1, y_1)] \left( \frac{x_2}{\lambda f'}, \frac{y_2}{\lambda f'} \right) \quad (\text{B.9})$$

## 2.2 Calcul de $\text{TF}_{2\text{D}}[U_{F_2}]$

Pour calculer  $U_{F'_2}$  il nous faut la transformée de Fourier à deux dimensions de  $U_{F_2}$ . Pour ce faire appliquons la fonction transformée de Fourier à deux dimensions sur l'équation B.8 et utilisons la propriété de la transformée de Fourier sur le produit de convolution. Nous obtenons ainsi :

$$\text{TF}_{2\text{D}}[U_{F_2}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} = \frac{e^{\frac{2i\pi d}{\lambda}}}{i\lambda d} \text{TF}_{2\text{D}}[U_{F'_1}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} \text{TF}_{2\text{D}} \left[ e^{\frac{i\pi(x_1^2 + y_1^2)}{\lambda d}} \right]_{(\mu, \nu)} \quad (\text{B.10})$$

### Calcul de la transformée de Fourier à deux dimensions du terme gaussien

En utilisant l'équation B.5, nous obtenons :

$$\text{TF}_{2\text{D}} \left[ e^{\frac{i\pi(x_1^2 + y_1^2)}{\lambda d}} \right]_{(\mu, \nu)} = i\lambda d e^{-i\pi\lambda d(\mu^2 + \nu^2)} \quad (\text{B.11})$$

### Calcul de $\text{TF}_{2\text{D}}[U_{F'_1}]$

$$\text{TF}_{2\text{D}}[U_{F'_1}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} = \frac{e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}}}{i\lambda f'} \text{TF}_{2\text{D}} \left[ \text{TF}_{2\text{D}} [U_{F_1}(x, y)]_{\left(\frac{x_1}{\lambda f'}, \frac{y_1}{\lambda f'}\right)} \right]_{(\mu, \nu)} \quad (\text{B.12})$$

À partir des propriétés sur la transformée de Fourier, il est possible de simplifier le calcul précédent :

$$\begin{aligned} \text{TF}_{2\text{D}}[U_{F'_1}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} &= \frac{e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}}}{i\lambda f'} \text{TF}_{2\text{D}} \left[ \lambda^2 f'^2 \text{TF}_{2\text{D}} [U_{F_1}(\lambda f' x, \lambda f' y)]_{(x_1, y_1)} \right]_{(\mu, \nu)} \quad (\text{B.13}) \\ &= -i\lambda f' e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}} \text{TF}_{2\text{D}} \left[ \text{TF}_{2\text{D}} [U_{F_1}(\lambda f' x, \lambda f' y)]_{(x_1, y_1)} \right]_{(\mu, \nu)} \\ \Leftrightarrow \text{TF}_{2\text{D}}[U_{F'_1}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} &= -i\lambda f' e^{\frac{2i\pi(2f')}{\lambda}} U_{F_1}(-\lambda f' \mu, -\lambda f' \nu) \end{aligned}$$

À partir des équations B.11 et B.13 nous obtenons enfin l'expression de la transformée de Fourier à deux dimensions de  $U_{F_2}$  :

$$\boxed{\text{TF}_{2\text{D}}[U_{F_2}(x_1, y_1)]_{(\mu, \nu)} = -i\lambda f' e^{\frac{2i\pi(2f'+d)}{\lambda}} U_{F_1}(-\lambda f' \mu, -\lambda f' \nu) e^{-i\pi\lambda d(\mu^2 + \nu^2)}} \quad (\text{B.14})$$

## 2.3 Calcul final de $U_{F'_2}$

En injectant l'équation B.14 dans l'expression B.9 nous obtenons l'expression finale de  $U_{F'_2}$  :

$$\boxed{U_{F'_2}(x_2, y_2) = -e^{\frac{2i\pi(4f'+d)}{\lambda}} A(-x_2, -y_2) e^{-\frac{i\pi d}{\lambda f'^2}(x_2^2 + y_2^2) + i\varphi(-x_2, -y_2)}} \quad (\text{B.15})$$

Nous reconnaissons dans l'expression B.15 de l'amplitude complexe dans le plan focal  $F'_2$   $U_{F'_2}$  le terme  $U_{F_1}(-x_2, -y_2)$  montrant que le plan focal  $F'_2$  est bien l'image du plan focal  $F_1$  entaché d'un grandissement transversal  $-1$ . En plus des termes de phase statique, nous observons un terme de phase quadratique se rajoutant à la phase initiale  $\varphi$  pouvant être écrit sous cette forme

$$e^{-\frac{i\pi}{\lambda f'_{4f}}(x_2^2 + y_2^2)} \quad (\text{B.16})$$

qui montre que sa focale dépend de la distance  $d$  et de la focale  $f'$  selon l'expression :

$$\boxed{f'_{4f} = \frac{f'^2}{d}} \quad (\text{B.17})$$

qui est l'expression recherchée initialement.





# Annexe C

## Détails théoriques du calcul de propagation géométrique dans l'amplificateur multipassage

Cette annexe regroupe le détail des méthodes de calculs permettant la détermination de la propagation géométrique 3D du faisceau dans l'amplificateur multipassage.

Dans l'amplificateur il n'y a que des miroirs plans ou sphériques et nous considérons leur surface comme plane<sup>2</sup>. Chaque miroir est ainsi entièrement déterminé par la position du centre de sa surface  $C_m$  (que ce soit un disque ou qu'elle soit rectangulaire), la position de son centre de courbure  $C_c$  pour un miroir sphérique, du vecteur normal unitaire  $\vec{n}_m$  à sa surface et par ses dimensions.

Pour ce qui est des faisceaux leur trajet est déterminé pour chaque trajectoire dans l'air par un couple  $(M, \vec{v})$  avec  $M$  un point de l'espace par lequel le faisceau passe et  $\vec{v}$  un vecteur unitaire portant sa direction.

### 1 Calcul du point d'impact d'un rayon sur un miroir

Soit un rayon déterminé par le couple  $(M_0, \vec{v}_0)$  et un miroir dont le vecteur normal unitaire à sa surface est  $\vec{n}_m$  et le centre de sa surface est le point  $C_m$ . Soit  $M_i$  le point d'impact de ce rayon sur la surface du miroir.

Les coordonnées des points  $M_0$ ,  $M_i$  et  $C_m$  ainsi que des vecteurs  $\vec{v}_0$  et  $\vec{n}_m$  sont :

$$M_0 \begin{pmatrix} M_{0x} \\ M_{0y} \\ M_{0z} \end{pmatrix}, \quad M_i \begin{pmatrix} M_{ix} \\ M_{iy} \\ M_{iz} \end{pmatrix}, \quad C_m \begin{pmatrix} C_{mx} \\ C_{my} \\ C_{mz} \end{pmatrix}, \quad \vec{v}_0 \begin{pmatrix} v_{0x} \\ v_{0y} \\ v_{0z} \end{pmatrix}, \quad \vec{n}_m \begin{pmatrix} n_{mx} \\ n_{my} \\ n_{mz} \end{pmatrix} \quad (\text{C.1})$$

Le point  $M_i$  peut être exprimé à partir du point  $M_0$ , du vecteur  $\vec{v}_0$  et d'un nombre réel  $a$  sous la forme suivante :

$$M_i = M_0 + a\vec{v}_0 \quad (\text{C.2})$$

ce qui est équivalent au système suivant :

$$\begin{cases} M_{ix} = M_{0x} + av_{0x} \\ M_{iy} = M_{0y} + av_{0y} \\ M_{iz} = M_{0z} + av_{0z} \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

---

2. Cette hypothèse est valide tant que le rapport diamètre sur rayon de courbure des miroirs sphériques est très petit devant 1, ce qui est notre cas.

De plus le point  $M_i$  appartient à la surface du miroir. Cette surface (qui est un plan par hypothèse) est paramétrée dans l'espace par l'équation du plan  $\mathcal{P}$ .  $n_m^{\vec{}}$  étant un vecteur orthogonal au plan  $\mathcal{P}$  et  $C_m$  un point de ce plan on en déduit l'équation de  $\mathcal{P}$  :

$$\forall (x, y, z) \in \mathbb{R}^3, (x - C_{mx})n_{mx} + (y - C_{my})n_{my} + (z - C_{mz})n_{mz} = 0 \quad (\text{C.4})$$

Or  $M_i$  appartient au plan  $\mathcal{P}$  donc

$$(M_{ix} - C_{mx})n_{mx} + (M_{iy} - C_{my})n_{my} + (M_{iz} - C_{mz})n_{mz} = 0 \quad (\text{C.5})$$

$$\Leftrightarrow \langle \vec{V}, n_m^{\vec{}} \rangle + a \langle v_0^{\vec{}}, n_m^{\vec{}} \rangle = 0 \quad (\text{C.6})$$

avec  $\vec{V}$  définit ainsi

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} M_{0x} - C_{mx} \\ M_{0y} - C_{my} \\ M_{0z} - C_{mz} \end{pmatrix} \quad (\text{C.7})$$

Nous en déduisons le coefficient  $a$

$$a = - \frac{\langle \vec{V}, n_m^{\vec{}} \rangle}{\langle v_0^{\vec{}}, n_m^{\vec{}} \rangle} \quad (\text{C.8})$$

Finalement

$$M_i = M_0 - \frac{\langle \vec{V}, n_m^{\vec{}} \rangle}{\langle v_0^{\vec{}}, n_m^{\vec{}} \rangle} v_0^{\vec{}} \quad (\text{C.9})$$

## 2 Calcul de la réflexion d'un rayon sur un miroir plan ou sphérique en trois dimension

Soit le rayon incident sur le miroir déterminé par le couple  $(M_i, v_i^{\vec{}})$  avec  $M_i$  le point d'impact du rayon sur le miroir. Le rayon réfléchi est lui caractérisé par le couple  $(M_i, v_r^{\vec{}})$ . Soit  $\vec{n}$  le vecteur normal unitaire au miroir au point  $M_i$ .

Pour un miroir plan,  $\vec{n}$  est le vecteur normal à la surface du miroir.

Pour un miroir sphérique,

$$\vec{n} = \frac{\overrightarrow{M_i C_c}}{\| \overrightarrow{M_i C_c} \|} \quad (\text{C.10})$$

### Détermination de la base locale

Nous commençons par déterminer la base locale direct  $\mathcal{B}$  que nous allons utiliser pour calculer  $v_r^{\vec{}}$ .

Cette base est constitué des trois vecteurs unitaires suivants :

- $u_t^{\vec{}}$  vecteur appartenant au plan d'incidence et orthogonal à  $\vec{n}$
- $u_p^{\vec{}}$  vecteur orthogonal au plan d'incidence
- $\vec{n}$  (appartenant par définition au plan d'incidence)

et

$$\mathcal{B} = (u_t^{\vec{}}, u_p^{\vec{}}, \vec{n}) \quad (\text{C.11})$$

Les vecteurs  $u_t^{\vec{}}$  et  $u_p^{\vec{}}$  sont calculés ainsi

$$\begin{cases} u_p^{\vec{}} = \frac{u_i^{\vec{}} \wedge \vec{n}}{\| u_i^{\vec{}} \wedge \vec{n} \|} \\ u_t^{\vec{}} = u_p^{\vec{}} \wedge \vec{n} \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

### Calcul de $\vec{v}_r$

Les coordonnées des vecteurs de la base  $\mathcal{B}$  s'écrivent ainsi dans la base globale

$$\vec{u}_t \begin{pmatrix} u_{tx} \\ u_{ty} \\ u_{tz} \end{pmatrix}, \quad \vec{u}_p \begin{pmatrix} u_{px} \\ u_{py} \\ u_{pz} \end{pmatrix}, \quad \vec{n} \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} \quad (\text{C.13})$$

Nous définissons la matrice de passage  $M$  entre la base globale et la base locale  $\mathcal{B}$

$$M = \begin{pmatrix} u_{tx} & u_{ty} & u_{tz} \\ u_{px} & u_{py} & u_{pz} \\ n_x & n_y & n_z \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

Ainsi nous définissons  $v_{i\mathcal{B}}$  écriture du vecteur  $\vec{v}_i$  dans la base locale  $\mathcal{B}$

$$v_{i\mathcal{B}} = M\vec{v}_i = \begin{pmatrix} v_{i\mathcal{B}t} \\ v_{i\mathcal{B}p} \\ v_{i\mathcal{B}n} \end{pmatrix} \quad (\text{C.15})$$

De par le choix de la base locale  $\mathcal{B}$  il vient directement

$$v_{r\mathcal{B}} = \begin{pmatrix} v_{i\mathcal{B}t} \\ v_{i\mathcal{B}p} \\ -v_{i\mathcal{B}n} \end{pmatrix} \quad (\text{C.16})$$

Nous en déduisons ensuite  $\vec{v}_r$

$$\vec{v}_r = M^{-1}v_{r\mathcal{B}} \quad (\text{C.17})$$

Finalement nous obtenons

$$\boxed{\vec{v}_r = M^{-1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} M\vec{v}_i} \quad (\text{C.18})$$



## Annexe D

# Propagation d'un faisceau gaussien en trois dimensions

Nous considérons ici la propagation d'un faisceau gaussien dans un système centré, ce qui exclu l'influence d'éléments optiques désalignés sur le faisceau. De plus nous négligerons les effets de déformation du faisceau dus aux aberrations des optiques utilisées.

### 1 Propagation d'un faisceau gaussien sans astigmatisme

Commençons par étudier la propagation d'un faisceau gaussien non entaché d'astigmatisme. Le faisceau conserve donc une symétrie de révolution. La propagation de ce type de faisceau est classiquement calculé à l'aide du formalisme des matrices ABCD en utilisant le rayon de courbure complexe  $q$  définissant le faisceau gaussien.  $q$  est défini ainsi :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \quad (\text{D.1})$$

avec  $R$  le rayon de courbure du front d'onde du faisceau,  $w$  le rayon du faisceau à  $1/e^2$  et  $\lambda$  sa longueur d'onde. Les caractéristiques du faisceau gaussien (rayon de courbure du front d'onde  $R$  et rayon du faisceau  $w$ ) se déterminent par conséquent facilement à partir du rayon de courbure complexe  $q$  par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} R(z) = \frac{1}{\Re(q^{-1})} \end{array} \right. \quad (\text{D.2a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} w(z) = \sqrt{\frac{2}{k \Im(q^{-1})}} \end{array} \right. \quad \text{avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{D.2b})$$

Le rayon de courbure complexe  $q'$  après un élément optique est calculé à partir du rayon de courbure complexe avant cet élément en fonction de la matrice ABCD  $M$  de l'élément optique considéré par la relation suivante :

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (\text{D.3})$$

Une matrice ABCD  $M$  est quant à elle défini comme ceci :

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (\text{D.4})$$

où  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  sont des coefficients réels.

Chaque élément optique possède une matrice ABCD permettant donc d'obtenir les caractéristiques du faisceau après propagation à travers cet élément optique. Pour ce qui est de la

propagation libre dans un milieu homogène d'indice  $n$  sur une distance  $\Delta z$ , la matrice de propagation associée  $M_{\text{libre}}$  est :

$$M_{\text{libre}}(\Delta z) = \begin{pmatrix} 1 & n\Delta z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{D.5})$$

En ce qui concerne la réflexion en incidence normale sur un miroir sphérique de rayon de courbure  $R$  (positif pour un miroir concave et négatif pour un miroir convexe) la matrice ABCD associée est :

$$M_{\text{miroir}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{D.6})$$

Le grand intérêt des matrices ABCD est de pouvoir facilement calculer les caractéristiques d'un faisceau gaussien après la propagation à travers un système optique complet. En effet la matrice ABCD  $M_{\text{système}}$  d'un système optique se déduit des matrices ABCD  $M_n$  de chaque élément optique successif<sup>1</sup> (propagation dans les milieux homogènes compris) par une simple multiplication matricielle :

$$M_{\text{système}} = \prod_n M_n \quad (\text{D.7})$$

## 2 Propagation d'un faisceau gaussien - cas tridimensionnel et optiques hors axe

Les faisceaux dans les systèmes laser se propagent souvent dans un unique plan rendant la problématique de leur propagation très proche du cas précédent. En effet dans ce cas il suffit de définir deux rayons de courbure complexe  $q_p$  et  $q_s$  définissant respectivement le faisceau dans le plan de propagation et dans le plan orthogonal et les matrices ABCD associées dans chaque plan.

Cependant dans le cas d'un faisceau ne se propageant pas dans un unique plan, cette description n'est plus correcte. Le principal problème de la propagation tridimensionnelle est que l'astigmatisme introduit sur le faisceau ne suit pas une direction fixe dans l'espace. De manière équivalente le faisceau possède deux jeux d'axes propres différents un pour son intensité et un pour son front d'onde. Ses grandeurs caractéristiques sont donc :

- Les rayons du faisceau à  $1/e^2$  dans les deux directions propres notés  $w_1$  et  $w_2$ .
- Les rayons de courbure du front dans les deux directions propres notés  $R_1$  et  $R_2$ .
- L'angle d'inclinaison  $\varphi_w$  des axes propres de l'ellipse intensité du faisceau dans le repère local du faisceau.
- L'angle d'inclinaison  $\varphi_r$  des axes propres du front d'onde du faisceau dans le repère local du faisceau.

On définit ainsi pour l'étude un repère local  $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  associé au faisceau dont l'axe  $\vec{z}$  donne la direction de propagation du faisceau et un repère fixe global  $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$  dans lequel celui-ci évolue. De cette manière il est complètement défini dans son repère local donc dans le repère fixe global. Les angles d'inclinaison  $\varphi_w$  et  $\varphi_r$  sont définis par rapport au vecteur  $\vec{x}$  du repère local.

---

1. C'est-à-dire que la matrice ABCD du premier élément optique rencontré est  $M_1$ , le deuxième  $M_2$  jusqu'à  $M_n$ .

## 2.1 Rayon de courbure complexe généralisé

De manière équivalente au rayon de courbure complexe  $q$ , un rayon de courbure complexe généralisé  $Q$  est défini. Son expression matricielle, d'après [Kochkina 13], est la suivante :

$$Q^{-1}(z) = \begin{pmatrix} \frac{\cos^2 \theta}{q_1(z)} + \frac{\sin^2 \theta}{q_2(z)} & \frac{1}{2} \sin(2\theta) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) \\ \frac{1}{2} \sin(2\theta) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) & \frac{\sin^2 \theta}{q_1(z)} + \frac{\cos^2 \theta}{q_2(z)} \end{pmatrix} \quad (\text{D.8})$$

avec  $q_1$  et  $q_2$  deux rayons de courbure complexes<sup>1</sup> et  $\theta$  un angle complexe, pouvant donc s'écrire  $\theta = \alpha + i\beta$  avec  $(\alpha, \beta) \in \mathbb{R}^2$ . La partie réelle  $\alpha$  représente une rotation globale du faisceau dans le repère local tandis que la partie imaginaire  $\beta$  est reliée à l'écart entre les angles d'inclinaison des axes propres  $\varphi_w$  et  $\varphi_r$ . L'angle  $\theta$  ne varie pas avec la propagation libre et sa partie imaginaire  $\beta$  peut ainsi être interprétée comme le paramètre décrivant l'astigmatisme généralisé dont est entaché le faisceau.

Pour le cas d'un faisceau sans astigmatisme (à symétrie de révolution) dont le rayon de courbure complexe est  $q_0$ , son rayon de courbure complexe généralisé  $Q_0$  est ainsi décrit avec  $\theta = 0$  :

$$Q_0^{-1}(z) = \begin{pmatrix} \frac{1}{q_0(z)} & 0 \\ 0 & \frac{1}{q_0(z)} \end{pmatrix} \quad (\text{D.9})$$

Pour le cas d'un faisceau entaché d'un astigmatisme simple (c'est-à-dire que les axes propres de l'ellipse d'intensité et de l'ellipsoïde du front d'onde sont confondus),  $\beta = 0$  et  $\alpha$  est l'angle entre l'axe  $\vec{x}$  du repère local et les axes propres confondus. Le rayon de courbure complexe généralisé associé  $Q_{AS}$  est alors :

$$Q_{AS}^{-1}(z) = \begin{pmatrix} \frac{\cos^2 \alpha}{q_1(z)} + \frac{\sin^2 \alpha}{q_2(z)} & \frac{1}{2} \sin(2\alpha) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) \\ \frac{1}{2} \sin(2\alpha) \left( \frac{1}{q_1(z)} - \frac{1}{q_2(z)} \right) & \frac{\sin^2 \alpha}{q_1(z)} + \frac{\cos^2 \alpha}{q_2(z)} \end{pmatrix} \quad (\text{D.10})$$

avec dans ce cas les rayons de courbure complexes  $q_1$  et  $q_2$  associés à chaque axe propre.

De manière analogue au rayon de courbure complexe  $q$  définissons, à partir du rayon de courbure complexe généralisé  $Q$ , les matrices  $W$  et  $C$  décrivant respectivement l'ellipse d'intensité et l'ellipsoïde du front d'onde<sup>2</sup> :

$$\begin{cases} W(z) = -\frac{k}{2} \Im(Q^{-1}) = \begin{pmatrix} W_{11} & W_{12} \\ W_{21} & W_{22} \end{pmatrix} & \text{avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \end{cases} \quad (\text{D.11a})$$

$$\begin{cases} C(z) = \Re(Q^{-1}) = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (\text{D.11b})$$

Les différentes caractéristiques du faisceau se déduisent ensuite de ces deux matrices. Les angles d'inclinaison  $\varphi_w$  et  $\varphi_r$  sont obtenus ainsi :

$$\begin{cases} \tan(2\varphi_w) = \frac{W_{12} + W_{21}}{W_{11} - W_{22}} \end{cases} \quad (\text{D.12a})$$

$$\begin{cases} \tan(2\varphi_r) = \frac{C_{12} + C_{21}}{C_{11} - C_{22}} \end{cases} \quad (\text{D.12b})$$

Il suffit de diagonaliser les matrices  $W$  et  $C$  pour obtenir leurs valeurs propres  $(1/w_1^2, 1/w_2^2)$  et  $(1/R_1, 1/R_2)$  respectivement.

1. Attention dans le cas général ces deux rayons de courbure complexes ne sont pas associés aux différents axes propres.

2. Les vecteurs propres de ces matrices décrivent donc les axes de l'astigmatisme (de intensité et du front d'onde).



## 2.2 Propagation du faisceau

Le calcul des caractéristiques du faisceau se fait par conséquent au travers de la propagation du rayon de courbure complexe généralisé.

### Propagation libre

Par application de l'équation D.3 avec les coefficients de la matrice  $M_{\text{libre}}$  donnée en équation D.5, la propagation libre du rayon de courbure complexe  $q$  dans un milieu homogène d'indice  $n$  sur une distance  $\Delta z$  s'écrit sous la forme suivante :

$$q^{-1}(z + \Delta z) = \frac{q^{-1}(z)}{1 + n\Delta z q^{-1}(z)} \quad (\text{D.13})$$

Cette relation devient, pour le rayon de courbure complexe généralisé  $Q$ ,

$$Q^{-1}(z + \Delta z) = Q^{-1}(z) \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + n\Delta z Q^{-1}(z) \right]^{-1} \quad (\text{D.14})$$

### Réflexion et réfraction par une surface

On considère une surface délimitant deux milieux homogènes d'indice optique  $n_1$  et  $n_2$  et différents repères comme illustré en figure D.1. On commence par définir les trois repères locaux directs  $(\vec{x}_i, \vec{y}_i, \vec{z}_i)$ ,  $(\vec{x}_r, \vec{y}_r, \vec{z}_r)$  et  $(\vec{x}_t, \vec{y}_t, \vec{z}_t)$  associés respectivement au faisceau incident sur la surface, réfléchi et transmis. Les vecteurs  $\vec{z}_j$  définissent la direction et le sens de propagation de chaque faisceau. Les vecteurs  $\vec{x}_j$  et  $\vec{y}_j$  sont choisis par commodités (en formant bien sûr avec  $\vec{z}_j$  un repère direct). Dans le cas de la simulation de l'amplificateur multipassage exposée dans le chapitre 3, ces différents repères associés sont définis dans le calcul de la propagation géométrique des rayons dans l'amplificateur.

De plus on définit aussi un repère local direct  $(\vec{d}_1, \vec{d}_2, \vec{n})$  formant une base orthonormale associée à la surface au point d'impact  $M_i$  du faisceau incident sur la surface. Les vecteurs  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  sont tangents à la surface et  $\vec{n}$  lui est normal. De la même manière que pour les vecteurs  $\vec{x}_j$  et  $\vec{y}_j$ , les vecteurs de base  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  sont pris par commodités. Un exemple de définition à partir de la base  $(\vec{x}_i, \vec{y}_i, \vec{z}_i)$  et du vecteur normal  $\vec{n}$  est la suivante :

$$\begin{cases} \vec{d}_2 = \frac{\vec{x}_i \wedge \vec{n}}{\|\vec{x}_i \wedge \vec{n}\|} \\ \vec{d}_1 = \vec{d}_2 \wedge \vec{n} \end{cases} \quad (\text{D.15})$$

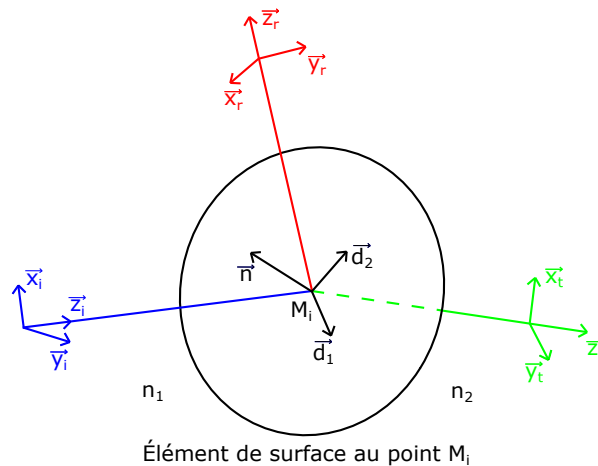


FIGURE D.1 – Schéma des repères utilisés pour le calcul de l'astigmatisme généralisé.

À partir de ces repères on définit trois matrices de passages  $K_i$ ,  $K_r$  et  $K_t$  permettant de passer respectivement du repère  $(\vec{x}_i, \vec{y}_i, \vec{z}_i)$ ,  $(\vec{x}_r, \vec{y}_r, \vec{z}_r)$  et  $(\vec{x}_t, \vec{y}_t, \vec{z}_t)$  au repère  $(\vec{d}_1, \vec{d}_2, \vec{n})$ .

$$K_i = \begin{pmatrix} \langle \vec{x}_i, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{x}_i, \vec{d}_2 \rangle \\ \langle \vec{y}_i, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{y}_i, \vec{d}_2 \rangle \end{pmatrix}, \quad K_r = \begin{pmatrix} \langle \vec{x}_r, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{x}_r, \vec{d}_2 \rangle \\ \langle \vec{y}_r, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{y}_r, \vec{d}_2 \rangle \end{pmatrix}, \quad K_t = \begin{pmatrix} \langle \vec{x}_t, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{x}_t, \vec{d}_2 \rangle \\ \langle \vec{y}_t, \vec{d}_1 \rangle & \langle \vec{y}_t, \vec{d}_2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (\text{D.16})$$

La surface est quant à elle définie par une matrice de courbure  $C_S$  dépendant du point d'impact  $M_i$ . Dans le cas d'une surface du second ordre (quadrique<sup>1</sup>) celle-ci peut être décrite au voisinage du point  $M_i$  par l'équation quadratique suivante, faisant intervenir la matrice  $C_S$  :

$$\overrightarrow{M_i M}(\vec{d}) = \vec{d} - \frac{1}{2}({}^t \vec{d} C_S \vec{d}) \vec{n} \quad (\text{D.17})$$

avec  $M$  un point de la surface et  $\vec{d}$  le vecteur projeté de  $\overrightarrow{M_i M}$  sur le plan tangent défini par la base de vecteurs  $(\vec{d}_1, \vec{d}_2)$ .

Pour une sphère de rayon de courbure  $R$  l'expression de  $C_S$  ne dépendant pas du point d'impact et du choix des vecteurs  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  :

$$C_S = \begin{pmatrix} \frac{1}{R} & 0 \\ 0 & \frac{1}{R} \end{pmatrix} \quad (\text{D.18})$$

Pour une surface localement torique, l'expression de  $C_S$  s'exprime simplement dans la base des directions propres du tore sous la forme suivante :

$$C_S = \begin{pmatrix} \frac{1}{R_1} & 0 \\ 0 & \frac{1}{R_2} \end{pmatrix} \quad (\text{D.19})$$

avec  $R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbures dans les directions propres. Dans ce cas il sera donc intéressants de choisir les vecteurs tangents  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  confondus avec les directions propres.

Finalement les rayons de courbure complexes généralisés  $Q_r$  et  $Q_t$  des faisceaux respectifs réfléchi et transmis sont calculés à partir du rayon de courbure complexe généralisé  $Q_i$  du faisceau incident par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_r^{-1} = ({}^t K_r)^{-1} [{}^t K_i Q_i^{-1} K_i - C_S (\langle \vec{n}, \vec{z}_i \rangle - \langle \vec{n}, \vec{z}_r \rangle)] K_r^{-1} \\ Q_t^{-1} = \frac{n_1}{n_2} ({}^t K_t)^{-1} [{}^t K_i Q_i^{-1} K_i - C_S (\langle \vec{n}, \vec{z}_i \rangle - \frac{n_2}{n_1} \langle \vec{n}, \vec{z}_t \rangle)] K_t^{-1} \end{array} \right. \quad (\text{D.20a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_r^{-1} = ({}^t K_r)^{-1} [{}^t K_i Q_i^{-1} K_i - C_S (\langle \vec{n}, \vec{z}_i \rangle - \langle \vec{n}, \vec{z}_r \rangle)] K_r^{-1} \\ Q_t^{-1} = \frac{n_1}{n_2} ({}^t K_t)^{-1} [{}^t K_i Q_i^{-1} K_i - C_S (\langle \vec{n}, \vec{z}_i \rangle - \frac{n_2}{n_1} \langle \vec{n}, \vec{z}_t \rangle)] K_t^{-1} \end{array} \right. \quad (\text{D.20b})$$

1. En fait toute surface d'ordre supérieure peut être approximée par l'équation D.17.



# Liste des publications et conférences de l'auteur liées à ce travail

## Revue scientifique avec comité de lecture

K. Genevrier, D. N. Papadopoulos, M. Besbes, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges et F. Druon. *Thermally-induced-anisotropy issues in oriented cubic laser crystals, the cryogenically-cooled Yb:CaF<sub>2</sub> case*. Applied Physics B (2018) 124 :209.

D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevrier, L. Ranc, N. Lebas, A. Pellegrina, C. Le Blanc, P. Monot, L. Martin, J. P. Zou, F. Mathieu, P. Audebert, P. Georges et F. Druon. *High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains*. Optics Letters, vol. 42, no. 18, pages 3530–3533, 2017.

## Congrès internationaux

K. Genevrier, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges et F. Druon. *Polarization and Crystal-Orientation Dependency of Thermal Effects in Cryogenically Cooled Yb:CaF<sub>2</sub>*, Advanced Solid State Lasers (ASSL), 2016, Poster.

K. Genevrier, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges et F. Druon. *Thermal anisotropy in [110] and [111] oriented cubic crystals for laser application*, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2017, Oral.

K. Genevrier, J. Sarthou, J. Y. Duquesne, L. Becerra, P. Gredin, F. Druon et M. Mortier. *Analysis of Thermal Properties for Novel Nanopowder-Based Yb:CaF<sub>2</sub> Optical Ceramics*, Advanced Solid State Lasers (ASSL), 2017, Oral.

## Congrès national

K. Genevrier, D. N. Papadopoulos, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges et F. Druon. *Étude de l'anisotropie thermique dans des cristaux cubiques Yb:CaF<sub>2</sub>*, Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO formation), 2017, Poster.



# Bibliographie

- [Aballéa 15a] P. Aballéa, A. Suganuma, F. Druon, J. Hostalrich, P. Georges, P. Gredin, et M. Mortier. *Laser performance of diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub> optical ceramics synthesized using an energy-efficient process*. *Optica*, vol. 2, no. 4, pages 288–291, Apr 2015.
- [Aballéa 15b] P. Aballéa. *Mise en forme, densification et propriétés optiques de céramiques transparentes CaF<sub>2</sub>:Yb pour applications en laser de puissance*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie Paris VI - ENSCP, 2015.
- [Akio 95] I. Akio, K. Toshiyuki, K. Kiichiro, et Y. Kunio. *Fabrication and Optical Properties of High-Performance Polycrystalline Nd:YAG Ceramics for Solid-State Lasers*. *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 78, no. 4, pages 1033–1040, April 1995.
- [Albach 15] D. Albach et J.-C. Chanteloup. *Large size crystalline vs. co-sintered ceramic Yb<sup>3+</sup>:YAG disk performance in diode pumped amplifiers*. *Opt. Express*, vol. 23, no. 1, pages 570–579, Jan 2015.
- [Alimov 09] O. K. Alimov, T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, P. P. Fedorov, V. A. Konyushkin, S. V. Kouznetsov, A. N. Nakladov, V. V. Osiko, H. Jelinkova, et J. Šulc. *Spectroscopic and Oscillation Properties of Yb<sup>3+</sup> Ions in BaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-CaF<sub>2</sub> Crystals and Ceramics*. In *Advanced Solid-State Photonics*, page WB25. Optical Society of America, 2009.
- [Armstrong 98] D. J. Armstrong, J. D. Mansell, et D. R. Neal. *How to avoid beam distortion in solid-state laser design*. *Laser focus world*, vol. 34, no. 12, pages 129–133, 1998.
- [Arnaud 69] J. A. Arnaud et H. Kogelnik. *Gaussian Light Beams with General Astigmatism*. *Appl. Opt.*, vol. 8, no. 8, pages 1687–1693, Aug 1969.
- [Aschauer 08] U. Aschauer, P. Bowen, et S. C. Parker. *Surface and Mirror Twin Grain Boundary Segregation in Nd:YAG : An Atomistic Simulation Study*. *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 91, no. 8, pages 2698–2705, 2008.
- [Astrauskas 16] I. Astrauskas, E. Kaksis, T. Flöry, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, A. Baltuška, J. Ruppe, S. Chen, A. Galvanauskas, et T. Balčiūnas. *High-Energy Pulse Stacking via Regenerative Pulse-Burst Amplification*. In *Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC)*, page AM4A.5. Optical Society of America, 2016.
- [Backus 17] S. Backus, M. Kirchner, C. Durfee, M. Murnane, et H. Kapteyn. *Direct diode-pumped Kerr Lens 13 fs Ti:sapphire ultrafast oscillator using a single blue laser diode*. *Opt. Express*, vol. 25, no. 11, pages 12469–12477, May 2017.
- [Basiev 07] T. Basiev, V. Voronov, V. Konyushkin, S. Kuznetsov, S. Lavrishchev, V. Osiko, P. Fedorov, A. Ankudinov, et M. Alymov. *Optical lithium*

- fluoride ceramics*. In Doklady Physics, volume 52, pages 677–680. Springer, 2007.
- [Basiev 08] T. T. Basiev, M. E. Doroshenko, P. P. Fedorov, V. A. Konyushkin, S. V. Kuznetsov, V. V. Osiko, et M. S. Akchurin. *Efficient laser based on CaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-YbF<sub>3</sub> nanoceramics*. Opt. Lett., vol. 33, no. 5, pages 521–523, Mar 2008.
- [Bendall 84] P. Bendall, C. Catlow, J. Corish, et P. Jacobs. *Defect aggregation in anion-excess fluorites II. Clusters containing more than two impurity atoms*. Journal of Solid State Chemistry, vol. 51, no. 2, pages 159 – 169, 1984.
- [Blanchot 17] N. Blanchot, G. Béhar, J. Chapuis, C. Chappuis, S. Chardavoine, J. Charrier, H. Coïc, C. Damiens-Dupont, J. Duthu, P. Garcia, J. P. Goossens, F. Granet, C. Grosset-Grange, P. Guerin, B. Hebrard, L. Hilsz, L. Lamaignere, T. Lacombe, E. Lavastre, T. Longhi, J. Luce, F. Macias, M. Mangeant, E. Mazataud, B. Minou, T. Morgaint, S. Noailles, J. Neauport, P. Patelli, E. Perrot-Minnot, C. Present, B. Remy, C. Rouyer, N. Santacreu, M. Sozet, D. Valla, et F. Laniesse. *1.15 PW-850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility*. Opt. Express, vol. 25, no. 15, pages 16957–16970, Jul 2017.
- [Blows 98] J. L. Blows, J. M. Dawes, et T. Omatsu. *Thermal lensing measurements in line-focus end-pumped neodymium yttrium aluminium garnet using holographic lateral shearing interferometry*. Journal of applied physics, vol. 83, no. 6, pages 2901–2906, 1998.
- [Borot 17] A. Borot et F. Quéré. *Caractérisation spatio-temporelle complète de lasers ultra-intenses*. In Site du CEA (iramis.cea.fr), 2017.
- [Boudeile 08] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembos, et P. Georges. *Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping*. Opt. Express, vol. 16, no. 14, pages 10098–10109, Jul 2008.
- [Bourassin-Bouchet 11] C. Bourassin-Bouchet, M. Stephens, S. de Rossi, F. Delmotte, et P. Chavel. *Duration of ultrashort pulses in the presence of spatio-temporal coupling*. Opt. Express, vol. 19, no. 18, pages 17357–17371, Aug 2011.
- [Bowlan 07] P. Bowlan, P. Gabolde, et R. Trebino. *Directly measuring the spatio-temporal electric field of focusing ultrashort pulses*. Opt. Express, vol. 15, no. 16, pages 10219–10230, Aug 2007.
- [Bromage 12] J. Bromage, C. Dorrer, et R. K. Jungquist. *Temporal contrast degradation at the focus of ultrafast pulses from high-frequency spectral phase modulation*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 29, no. 5, pages 1125–1135, May 2012.
- [Budriūnas 17] R. Budriūnas, T. Stanislaukas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, et A. Varanavičius. *53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 5,5 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate*. Optics express, vol. 25, no. 5, pages 5797–5806, 2017.
- [Burnham 70] D. Burnham. *Simple measurement of thermal lensing effects in laser rods*. Applied optics, vol. 9, no. 7, pages 1727–1728, 1970.
- [Cabezas 66] A. Y. Cabezas, L. G. Komai, et R. P. Treat. *Dynamic Measurements of Phase Shifts in Laser Amplifiers*. Appl. Opt., vol. 5, no. 4, pages 647–651, Apr 1966.

- 
- [Cahill 90] D. G. Cahill. *Thermal conductivity measurement from 30 to 750 K : the  $3\omega$  method*. Review of Scientific Instruments, vol. 61, no. 2, pages 802–808, 1990.
- [Chénais 04] S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, et P. Georges. *Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers-Part I : theoretical analysis and wavefront measurements*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, no. 9, pages 1217–1234, 2004.
- [Cheriaux 96] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, et L. F. Dimauro. *Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 21, no. 6, pages 414–416, Mar 1996.
- [Chénais 02] S. Chénais. *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2002.
- [Chénais 04] S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, et P. Georges. *Thermal lensing in diode-pumped ytterbium Lasers-Part I : theoretical analysis and wavefront measurements*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, no. 9, pages 1217–1234, Sept 2004.
- [Chénais 06] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, et P. Georges. *On thermal effects in solid-state lasers : The case of ytterbium-doped materials*. Progress in Quantum Electronics, no. 30, pages 89–153, 2006.
- [Chvykov 16] V. Chvykov, H. Cao, R. Nagymihaly, M. P. Kalashnikov, N. Khodakovskiy, R. Glasscock, L. Ehrentraut, M. Schnuerer, et K. Osvay. *High peak and average power Ti :sapphire thin disk amplifier with extraction during pumping*. Opt. Lett., vol. 41, no. 13, pages 3017–3020, Jul 2016.
- [Corish 82] J. Corish, C. R. A. Catlow, P. W. M. Jacobs, et S. H. Ong. *Defect aggregation in anion-excess fluorites. Dopant monomers and dimers*. Phys. Rev. B, vol. 25, pages 6425–6438, May 1982.
- [Cousin 12] S. L. Cousin, J. M. Bueno, N. Forget, D. R. Austin, et J. Biegert. *Three-dimensional spatiotemporal pulse characterization with an acousto-optic pulse shaper and a Hartmann-Shack wavefront sensor*. Opt. Lett., vol. 37, no. 15, pages 3291–3293, Aug 2012.
- [Daniault 11] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers*. Opt. Lett., vol. 36, no. 20, pages 4023–4025, Oct 2011.
- [Daniault 12a] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining*. Opt. Express, vol. 20, no. 19, pages 21627–21634, Sep 2012.
- [Daniault 12b] L. Daniault. *Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre en régime femtoseconde*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2012.
- [DeMaria 66] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, et H. Heynau. *Self mode locking of lasers with saturable absorbers*. Applied Physics Letters, vol. 8, no. 7, pages 174–176, 1966.
- [Doroshenko 13] M. E. Doroshenko, A. A. Demidenko, P. P. Fedorov, E. A. Garibin, P. E. Gusev, H. Jelinkova, V. A. Konyshkin, M. A. Krutov, S. V. Kuznetsov, V. V. Osiko, P. A. Popov, et J. Shulc. *Progress in fluoride laser ceramics*. Physica Status Solidi (C), vol. 10, no. 6, pages 952–957, 2013.



- [Dorrer 02] C. Dorrer, E. Kosik, et I. Walmsley. *Spatio-temporal characterization of the electric field of ultrashort optical pulses using two-dimensional shearing interferometry*. Applied Physics B, vol. 74, no. 1, pages 209–217, Jun 2002.
- [Dromez 04] B. Dromez, S. Kar, M. Zepf, et P. Foster. *The plasma mirror : A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers*. Review of Scientific Instruments, vol. 75, no. 3, pages 645–649, 2004.
- [Druon 11] F. Druon, S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, et P. Georges. *On Yb:CaF<sub>2</sub> and Yb:SrF<sub>2</sub> : review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance*. Optical Materials Express, vol. 1, pages 489–502, juillet 2011.
- [Eilanlou 08] A. A. Eilanlou, Y. Nabekawa, K. L. Ishikawa, H. Takahashi, et K. Midorikawa. *Direct amplification of terawatt sub-10-fs pulses in a CPA system of Ti:sapphire laser*. Opt. Express, vol. 16, no. 17, pages 13431–13438, Aug 2008.
- [Einstein 16] A. Einstein. *Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie*. Deutsche Physikalische Gesellschaft, vol. 18, 1916.
- [Ell 01] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, et B. Luther-Davies. *Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 26, no. 6, pages 373–375, Mar 2001.
- [Fan 05] T. Y. Fan. *Laser beam combining for high-power, high-radiance sources*. IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics, vol. 11, no. 3, pages 567–577, 2005.
- [Fattahi 14] H. Fattahi, H. G. Barros, M. Gorjan, T. Nubbemeyer, B. Alsaif, C. Y. Teisset, M. Schultze, S. Prinz, M. Haefner, M. Ueffing, A. Alismail, L. Vámos, A. Schwarz, O. Pronin, J. Brons, X. T. Geng, G. Arisholm, M. Ciappina, V. S. Yakovlev, D.-E. Kim, A. M. Azzeer, N. Karpowicz, D. Sutter, Z. Major, T. Metzger, et F. Krausz. *Third-generation femtosecond technology*. Optica, vol. 1, no. 1, pages 45–63, Jul 2014.
- [Fork 81] R. L. Fork, B. I. Greene, et C. V. Shank. *Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking*. Applied Physics Letters, vol. 38, no. 9, pages 671–672, 1981.
- [Frantz 63] L. M. Frantz et J. S. Nodvik. *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier*. Journal of applied physics, vol. 34, no. 8, pages 2346–2349, août 1963.
- [Frauchiger 92] J. Frauchiger, P. Albers, et H. P. Weber. *Modeling of thermal lensing and higher order ring mode oscillation in end-pumped CW Nd:YAG lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, no. 4, pages 1046–1056, Apr 1992.
- [Friebel 09] F. Friebel, F. Druon, J. Boudeile, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Casagne, et G. Boudebs. *Diode-pumped 99 fs Yb:CaF<sub>2</sub> oscillator*. Opt. Lett., vol. 34, no. 9, pages 1474–1476, May 2009.
- [Friebel 15] F. Friebel. *High energy amplifiers using Yb:CaF<sub>2</sub> dedicated to pump 10-fs optical-parametric-chirped-pulse-amplification systems*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2015.

- [Gabolde 06] P. Gabolde et R. Trebino. *Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography*. Opt. Express, vol. 14, no. 23, pages 11460–11467, Nov 2006.
- [Gallet 14a] V. Gallet, S. Kahaly, O. Gobert, et F. Quéré. *Dual spectral-band interferometry for spatio-temporal characterization of high-power femtosecond lasers*. Opt. Lett., vol. 39, no. 16, pages 4687–4690, Aug 2014.
- [Gallet 14b] V. Gallet. *Dispositifs expérimentaux pour la caractérisation spatio-temporelle de chaînes laser femtosecondes haute-puissance*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2014.
- [Gan 17] Z. Gan, L. Yu, S. Li, C. Wang, X. Liang, Y. Liu, W. Li, Z. Guo, Z. Fan, X. Yuan, L. Xu, Z. Liu, Y. Xu, J. Lu, H. Lu, D. Yin, Y. Leng, R. Li, et Z. Xu. *200 J high efficiency Ti:sapphire chirped pulse amplifier pumped by temporal dual-pulse*. Opt. Express, vol. 25, no. 5, pages 5169–5178, Mar 2017.
- [Gaul 10] E. W. Gaul, M. Martinez, J. Blakeney, A. Jochmann, M. Ringuette, D. Hammond, T. Borger, R. Escamilla, S. Douglas, W. Henderson, G. Dyer, A. Erlandson, R. Cross, J. Caird, C. Ebberts, et T. Ditmire. *Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:glass amplifier*. Appl. Opt., vol. 49, no. 9, pages 1676–1681, Mar 2010.
- [Gerstner 07] E. Gerstner. *Laser physics : Extreme light*. Nature, vol. 446, pages 16–18, March 2007.
- [Giambruno 11] F. Giambruno, C. Radier, G. Rey, et G. Chériaux. *Design of a 10 PW (150 J/15 fs) peak power laser system with Ti:sapphire medium through spectral control*. Appl. Opt., vol. 50, no. 17, pages 2617–2621, juin 2011.
- [Gordon 54] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, et C. H. Townes. *Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH<sub>3</sub>*. Phys. Rev., vol. 95, pages 282–284, Jul 1954.
- [Gordon 55] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, et C. H. Townes. *The Maser—New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer*. Phys. Rev., vol. 99, pages 1264–1274, Aug 1955.
- [Grossard 02] L. Grossard, A. Desfarges-Berthelemot, B. Colombeau, et C. Froehly. *Iterative reconstruction of thermally induced phase distortion in a Nd<sup>3+</sup>:YVO<sub>4</sub> laser*. Journal of Optics A : Pure and Applied Optics, vol. 4, no. 1, page 1, 2002.
- [Guichard 16] F. Guichard. *Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde - Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2016.
- [Gürel 15] K. Gürel, V. J. Wittwer, M. Hoffmann, C. J. Saraceno, S. Hakobyan, B. Resan, A. Rohrbacher, K. Weingarten, S. Schilt, et T. Südmeyer. *Green-diode-pumped femtosecond Ti:Sapphire laser with up to 450 mW average power*. Opt. Express, vol. 23, no. 23, pages 30043–30048, Nov 2015.
- [Hanna 13] M. Hanna, D. N. Papadopoulos, L. Daniault, F. Druon, P. Georges, et Y. Zaouter. *Coherent beam combining in the femtosecond regime*, chapitre 9. 2013.

- [Hatch 64] S. Hatch, W. Parsons, et R. Weagley. *Hot-Pressed polycrystalline CaF<sub>2</sub>:Dy<sup>2+</sup> laser*. Application Physics Letters, vol. 5, no. 8, pages 153–155, 1964.
- [Hernandez-Gomez 10] C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov, R. J. Clarke, A. M. Dunne, M. Galimberti, S. Hancock, R. Heathcote, P. Holligan, A. Lyachev, P. Matousek, I. O. Musgrave, D. Neely, P. A. Norreys, I. Ross, Y. Tang, T. B. Winstone, B. E. Wyborn, et J. Collier. *The Vulcan 10 PW project*. Journal of Physics : Conference Series, vol. 244, no. 3, page 032006, 2010.
- [Homoelle 02] D. Homoelle, A. L. Gaeta, V. Yanovsky, et G. Mourou. *Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide*. Opt. Lett., vol. 27, no. 18, pages 1646–1648, Sep 2002.
- [Hornung 16] M. Hornung, H. Liebetrau, S. Keppler, A. Kessler, M. Hellwing, F. Schorcht, G. Becker, M. Reuter, J. Polz, J. Koerner, J. Hein, et M. C Kaluza. *54 J pulses with 18 nm bandwidth from a diode-pumped chirped-pulse amplification laser system*. Optics Letters, vol. 41, page 5413, 11 2016.
- [Hou 12] B. Hou, J. H. Easter, J. A. Nees, Z. He, A. G. R. Thomas, et K. Krushelnick. *Compressor optimization with compressor-based multiphoton intrapulse interference phase scan (MIIPS)*. Opt. Lett., vol. 37, no. 8, pages 1385–1387, Apr 2012.
- [Hu 73] C. Hu et J. R. Whinnery. *New Thermo-optical Measurement Method and a Comparison with Other Methods*. Appl. Opt., vol. 12, no. 1, pages 72–79, Jan 1973.
- [HZDR 18] HZDR. *Petawatt ENergy-Efficient Laser for Optical Plasma Experiments*. In Site internet du HZDR, 2018.
- [Ippen 72] E. Ippen, C. Shank, et A. Dienes. *Passive mode locking of the cw dye laser*. Applied Physics Letters, vol. 21, no. 8, pages 348–350, 1972.
- [Itatani 98] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, et S. Watanabe. *Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection*. Optics Communications, vol. 148, no. 1, pages 70 – 74, 1998.
- [Ito 02] S. Ito, H. Nagaoka, T. Miura, K. Kobayashi, A. Endo, et K. Torizuka. *Measurement of thermal lensing in a power amplifier of a terawatt Ti:sapphire laser*. Applied Physics B, vol. 74, no. 4, pages 343–347, Apr 2002.
- [Jaffres 13] A. Jaffres. *Diode-pumped rare-earth doped solid-state lasers emitting in the infrared spectral range 1 μm and 1,5 μm*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, December 2013.
- [Jeandet 18] A. Jeandet, A. Borot, K. Nakamura, W. Leemans, G. Pariente, A. Sainte-Marie, O. Gobert, et F. Quéré. *Spatio-Temporal Couplings of Ultrashort Lasers : Metrology and Applications*. In High-Brightness Sources and Light-driven Interactions, page HW3D.1. Optical Society of America, 2018.
- [Joiner 77] R. E. Joiner, J. Marburger, et W. H. Steier. *Elimination of stress-induced birefringence effects in single-crystal high-power laser windows*. Applied Physics Letters, vol. 30, no. 9, pages 485–486, 1977.
- [Jullien 05] A. Jullien, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, S. Kourtev, N. Minkovski, et S. M. Saitiel. *Nonlinear polarization rotation of elliptical*

- light in cubic crystals, with application to cross-polarized wave generation.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 22, no. 12, pages 2635–2641, Dec 2005.
- [Jung 16] R. Jung, J. Tümmeler, et I. Will. *Regenerative thin-disk amplifier for 300 mJ pulse energy.* Opt. Express, vol. 24, no. 2, pages 883–887, Jan 2016.
- [Kaksis 16] E. Kaksis, G. Almási, J. A. Fülöp, A. Pugžlys, A. Baltuška, et G. Andriukaitis. *110-mJ 225-fs cryogenically cooled Yb:CaF<sub>2</sub> multipass amplifier.* Opt. Express, vol. 24, no. 25, pages 28915–28922, Dec 2016.
- [Kalashnikov 04] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönagel, A. Husakou, J. Herrmann, et W. Sandner. *Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-CPA Ti:sapphire laser.* Opt. Express, vol. 12, no. 21, pages 5088–5097, Oct 2004.
- [Kallel 14] T. Kallel, M. A. Hassairi, M. Dammak, A. Lyberis, P. Gredin, et M. Mortier. *Spectra and energy levels of Yb<sup>3+</sup> ions in CaF<sub>2</sub> transparent ceramics.* Journal of Alloys and Compounds, vol. 584, pages 261 – 268, 2014.
- [Kaminskii 65] A. Kaminskii, L. Kornienko, et A. Prokhorov. *Spectral investigation of the stimulated radiation of Nd<sup>3+</sup> in CaF<sub>2</sub>.* Sov. Phys. JETP, vol. 21, pages 318–322, 1965.
- [Keyes 64] R. J. Keyes et T. M. Quist. *Injection luminescent pumping of CaF<sub>2</sub>:U<sup>3+</sup> with GaAs diode lasers.* Applied Physics Letters, vol. 4, no. 3, pages 50–52, 1964.
- [Khazanov 02] E. Khazanov, N. Andreev, O. Palashov, A. Poteomkin, A. Sergeev, O. Mehl, et D. H. Reitze. *Effect of terbium gallium garnet crystal orientation on the isolation ratio of a Faraday isolator at high average power.* Appl. Opt., vol. 41, no. 3, pages 483–492, Jan 2002.
- [Khazanov 08] E. A. Khazanov et A. M. Sergeev. *Petawatt laser based on optical parametric amplifiers : their state and prospects.* Phys. Usp., vol. 51, no. 9, pages 969–974, 2008.
- [Kienel 14] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification.* Opt. Lett., vol. 39, no. 4, pages 1049–1052, Feb 2014.
- [Kiriyaama 10] H. Kiriyaama, M. Michiaki, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Tanoue, H. Okada, S. Kondo, S. Kanazawa, A. Sagsaka, I. Daito, D. Wakai, F. Sasao, M. Suzuki, H. Kotakai, K. Kondo, A. Sugiyama, S. Bulanov, P. R. Bolton, H. Daido, S. Kawanishi, J. L. Collier, C. Hernandez-Gomez, C. J. Hooker, K. Ertel, T. Kimura, et T. Tajima. *High-spatiotemporal-quality petawatt-class laser system.* Appl. Opt., vol. 49, no. 11, pages 2105–2115, Apr 2010.
- [Klemens 60] P. G. Klemens. *Thermal Resistance due to Point Defects at High Temperatures.* Phys. Rev., vol. 119, pages 507–509, Jul 1960.
- [Klenke 13] A. Klenke, S. Breitkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.* Opt. Lett., vol. 38, no. 13, pages 2283–2285, Jul 2013.

- [Kochkina 13] E. Kochkina, G. Wanner, D. Schmelzer, M. Tröbs, et G. Heinzl. *Modeling of the general astigmatic Gaussian beam and its propagation through 3D optical systems*. Appl. Opt., vol. 52, no. 24, pages 6030–6040, Aug 2013.
- [Koechner 70] W. Koechner. *Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod*. Appl. Opt., vol. 9, no. 11, pages 2548–2553, Nov 1970.
- [Koechner 99] W. Koechner. Solid-state laser engineering. - 5<sup>th</sup> edition. Springer, 1999.
- [Kowalczyk 17] M. Kowalczyk, A. Major, et J. Sotor. *High peak power ultrafast Yb:CaF<sub>2</sub> oscillator pumped by a single-mode fiber-coupled laser diode*. Opt. Express, vol. 25, no. 21, pages 26289–26295, Oct 2017.
- [Krupke 86] W. F. Krupke, M. D. Shinn, J. E. Marion, J. A. Caird, et S. E. Stokowski. *Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium- and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 102–114, Jan 1986.
- [Kubota 88] H. Kubota, K. Kurokawa, et M. Nakazawa. *29-fsec pulse generation from a linear-cavity synchronously pumped dye laser*. Opt. Lett., vol. 13, no. 9, pages 749–751, Sep 1988.
- [Ledingham 04] K. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, S. Shimizu, J. Yang, L. Robson, J. Zweit, J. Gillies, J. Bailey, G. Chimon, R. Clarke, D. Neely, P. Norreys, J. Collier, R. Singhal, M. Wei, S. Mangles, P. Nilson, K. Krushelnick, et M. Zepf. *High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 37, no. 16, pages 2341–2345, 2004.
- [Lee 18] H. W. Lee, Y. G. Kim, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, J. M. Yang, H. Lim, C. H. Nam, J. H. Sung, et S. K. Lee. *Spectral shaping of an OPCPA preamplifier for a sub-20-fs multi-PW laser*. Opt. Express, vol. 26, no. 19, pages 24775–24783, Sep 2018.
- [Li 17] Z. Li, K. Tsubakimoto, H. Yoshida, Y. Nakata, et N. Miyanaga. *Degradation of femtosecond petawatt laser beams : Spatio-temporal/spectral coupling induced by wavefront errors of compression gratings*. Applied Physics Express, vol. 10, no. 10, page 102702, 2017.
- [Liu 10] J. Liu, K. Okamura, Y. Kida, et T. Kobayashi. *Temporal contrast enhancement of femtosecond pulses by a self-diffraction process in a bulk Kerr medium*. Opt. Express, vol. 18, no. 21, pages 22245–22254, Oct 2010.
- [Liu 14] Z. Liu, B. Mei, J. Song, et W. Li. *Fabrication and optical characterizations of Yb, Er codoped CaF<sub>2</sub> transparent ceramic*. Journal of the European Ceramic Society, vol. 34, no. 16, pages 4389 – 4394, 2014.
- [Lu 02] J. Lu, T. Murai, K. Takaichi, T. Uematsu, K. ichi Ueda, Y. Akiyama, H. Yagi, et T. Yanagi. *Development of Nd:YAG ceramic lasers*. In Advanced Solid-State Lasers, page WE1. Optical Society of America, 2002.
- [Lyachev 11] A. Lyachev, O. Chekhlov, J. Collier, R. Clarke, M. Galimberti, C. Hernandez-Gomez, P. Matousek, I. Musgrave, D. Neely, P. Norreys, I. Ross, Y. Tang, T. Winstone, et B. Wyborn. *The 10PW OPCPA Vulcan Laser Upgrade*. In Advances in Optical Materials, page HThE2. Optical Society of America, 2011.

- [Lyberis 11a] A. Lyberis, G. Patriarche, P. Gredin, D. Vivien, et M. Mortier. *Origin of light scattering in ytterbium doped calcium fluoride transparent ceramic for high power lasers*. Journal of the European Ceramic Society, vol. 31, no. 9, pages 1619 – 1630, 2011.
- [Lyberis 11b] A. Lyberis. *Etude du frittage et des propriétés spectroscopiques de céramiques transparentes de  $\text{CaF}_2:\text{Yb}$  pour lasers de puissance*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, December 2011.
- [Lyberis 12] A. Lyberis, A. J. Stevenson, A. Suganuma, S. Ricaud, F. Druon, F. Herbst, D. Vivien, P. Gredin, et M. Mortier. *Effect of  $\text{Yb}^{3+}$  concentration on optical properties of  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  transparent ceramics*. Optical Materials, vol. 34, no. 6, pages 965 – 968, 2012.
- [Ma 15] J. Ma, P. Yuan, J. Wang, Y. Wang, G. Xie, H. Zhu, et L. Qian. *Spatiotemporal noise characterization for chirped-pulse amplification systems*. Nature Communications, no. 6, Feb 2015.
- [Machinet 13] G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps, et E. Cormier. *High-brightness fiber laser-pumped 68 fs-2,3 W Kerr-lens mode-locked  $\text{Yb}:\text{CaF}_2$  oscillator*. Opt. Lett., vol. 38, no. 20, pages 4008–4010, Oct 2013.
- [Maiman 60] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, no. 4736, pages 493–494, August 1960.
- [Major 09] Z. Major, S. A. Trushin, I. Ahmad, M. Siebold, C. Wandt, S. Klingebiel, T.-J. Wang, J. A. F. Lop, A. Henig, S. Kruber, R. Weingartner, A. Popp, J. Osterhoff, R. Hörlein, J. Hein, V. Pervak, A. Apolonski, F. Krausz, et S. Karsch. *Basic Concepts and Current Status of the Petawatt Field Synthesizer ? A New Approach to Ultrahigh Field Generation*. The Review of Laser Engineering, vol. 37, no. 6, pages 431–436, 2009.
- [Malka 04] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, E. d’Humières, R. Ferrand, G. Grillon, C. Albaret, S. Meyroneinc, J. P. Chambaret, A. Antonetti, et D. Hulin. *Practicability of protontherapy using compact laser systems*. Medical Physics, vol. 31, no. 6, pages 1587–1592, 2004.
- [Marcinkevicius 04] A. Marcinkevicius, R. Tommasini, G. Tsakiris, K. Witte, E. Gaizauskas, et U. Teubner. *Frequency doubling of multi-terawatt femtosecond pulses*. Applied Physics B, vol. 79, pages 547–554, 09 2004.
- [McClung 62] F. J. McClung et R. W. Hellwarth. *Giant Optical Pulsations from Ruby*. Journal of Applied Physics, vol. 33, no. 3, pages 828–829, 1962.
- [McCumber 64] D. E. McCumber. *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*. Phys. Rev., vol. 136, pages A954–A957, Nov 1964.
- [Mennerat 12] G. Mennerat, F. Giambruno, A. Freneaux, F. Leconte, et G. Cheriaux. *Spatio-Spectral Coupling in Multi-Petawatt  $\text{Ti}:\text{Sapphire}$  Lasers*. In Research in Optical Sciences, page JT2A.57. Optical Society of America, 2012.
- [Miranda 14] M. Miranda, M. Kotur, P. Rudawski, C. Guo, A. Harth, A. L’Huillier, et C. L. Arnold. *Spatiotemporal characterization of ultrashort laser pulses using spatially resolved Fourier transform spectrometry*. Opt. Lett., vol. 39, no. 17, pages 5142–5145, Sep 2014.

- [Mocker 65] H. W. Mocker et R. J. Collins. *Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser*. Applied Physics Letters, vol. 7, no. 10, pages 270–273, November 1965.
- [Moncorgé 13] R. Moncorgé, P. Camy, J. Doualan, A. Braud, J. Margerie, L. Ramirez, A. Jullien, F. Druon, S. Ricaud, D. Papadopoulos, et P. Georges. *Pure and Yb<sup>3+</sup> doped fluorites (Ca, Sr, Ba)F<sub>2</sub> : A renewal for the future high intensity laser chains*. Journal of Luminescence, vol. 133, pages 276 – 281, 2013.
- [Monot 04] P. Monot, G. Doumy, S. Dobosz, M. Perdrix, P. D’Oliveira, F. Quéré, F. Réau, P. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier, et J.-P. Geindre. *High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma*. Opt. Lett., vol. 29, no. 8, pages 893–895, Apr 2004.
- [Moses 09] J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong, O. D. Mücke, E. L. F. ao Filho, A. Benedick, F. O. Ilday, A. Dergachev, J. A. Bolger, B. J. Eggleton, et F. X. Kärtner. *Highly stable ultrabroadband mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression*. Opt. Lett., vol. 34, no. 11, pages 1639–1641, Jun 2009.
- [Moses 11] J. Moses et S.-W. Huang. *Conformal profile theory for performance scaling of ultrabroadband optical parametric chirped pulse amplification*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 28, no. 4, pages 812–831, Apr 2011.
- [Moulton 86] P. F. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 125–133, Jan 1986.
- [Mourou 13] G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, et J. Limpert. *The future is fibre accelerators*. Nature Photonics, vol. 7, no. 4, page 258, 2013.
- [Mukhin 05] I. Mukhin, O. Palashov, E. Khazanov, et I. Ivanov. *Influence of the orientation of a crystal on thermal polarization effects in high power solid-state lasers*. Journal of experimental and theoretical physics letters, vol. 81, no. 3, pages 90–94, 2005.
- [Müller 16] M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestaev, M. Plötner, J. Limpert, et A. Tünnermann. *1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser*. Opt. Lett., vol. 41, no. 15, pages 3439–3442, Aug 2016.
- [Murnane 88] M. M. Murnane et R. W. Falcone. *High-power femtosecond dye-laser system*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, no. 8, pages 1573–1575, Aug 1988.
- [Nomura 07] Y. Nomura, L. Veisz, K. Schmid, T. Wittmann, J. Wild, et F. Krausz. *Time-resolved reflectivity measurements on a plasma mirror with few-cycle laser pulses*. New Journal of Physics, vol. 9, no. 1, page 9, 2007.
- [Nubbemeyer 17] T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H. G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter, et F. Krausz. *1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system*. Opt. Lett., vol. 42, no. 7, pages 1381–1384, Apr 2017.
- [Nye 85] J. Nye. Physical properties of crystals. Clarendon Press, Oxford, 1985.
- [Osipov 15] V. Osipov, V. Shitov, V. Solomonov, K. Lukyashin, A. Spirina, et R. Maksimov. *Composite Nd:YAG/Cr<sup>4+</sup>:YAG transparent ceramics for thin disk lasers*. Ceramics International, vol. 41, no. 10, Part A, pages 13277 – 13280, 2015.
- [Ozygus 95] B. Ozygus et J. Erhard. *Thermal lens determination of end-pumped solid-state lasers with transverse beat frequencies*. Applied physics letters, vol. 67, no. 10, pages 1361–1362, 1995.

- [Papadopoulos 14] D. N. Papadopoulos, F. Friebel, A. Pellegrina, M. Hanna, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, et F. Druon. *High repetition rate Yb:CaF<sub>2</sub> multipass amplifiers operating in the 100 mJ range*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 21, no. 1, page 3100211, Jul 2014.
- [Papadopoulos 17] D. N. Papadopoulos, P. Ramirez, K. Genevriev, L. Ranc, N. Lebas, A. Pellegrina, C. L. Blanc, P. Monot, L. Martin, J. P. Zou, F. Mathieu, P. Audebert, P. Georges, et F. Druon. *High-contrast 10 fs OPCPA-based front end for multi-PW laser chains*. Opt. Lett., vol. 42, no. 18, pages 3530–3533, Sep 2017.
- [Pariante 16] G. Pariante, V. G. A. Borot, O. Gobert, et F. Quéré. *Space-time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams*. Nature Photonics, no. 10, pages 547–553, July 2016.
- [Pariante 17] G. Pariante. *Caractérisation spatio-temporelle d’impulsions laser de haute puissance*. Manuscrit de Thèse, Université Paris Saclay, 2017.
- [Paugstadt 94] R. Paugstadt et M. Bass. *Method for temporally and spatially resolved thermal-lensing measurements*. Appl. Opt., vol. 33, no. 6, pages 954–959, Feb 1994.
- [Perry 96] M. Perry. *Crossing the Petawatt threshold*. Science and Technology Review, vol. 12, pages 4–11, 1996.
- [Petit 04] V. Petit, J. Doualan, P. Camy, V. Ménard, et R. Moncorgé. *CW and tunable laser operation of Yb<sup>3+</sup> doped CaF<sub>2</sub>*. Applied Physics B, vol. 78, no. 6, pages 681–684, Apr 2004.
- [Petit 08] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, X. Portier, et R. Moncorgé. *Spectroscopy of Yb<sup>3+</sup>:CaF<sub>2</sub> : From isolated centers to clusters*. Phys. Rev. B, vol. 78, page 085131, Aug 2008.
- [Pfistner 94] C. Pfistner, R. Weber, H. Weber, S. Merazzi, et R. Gruber. *Thermal beam distortions in end-pumped Nd : YAG, Nd : GSGG, and Nd : YLF rods*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, no. 7, pages 1605–1615, 1994.
- [Pirzio 15] F. Pirzio, S. D. D. D. Cafiso, M. Kemnitzer, F. Kienle, A. Guandalini, J. A. der Au, et A. Agnesi. *65-fs Yb:CaF<sub>2</sub> laser mode-locked by semiconductor saturable absorber mirror*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 32, no. 11, pages 2321–2325, Nov 2015.
- [Pittman 02] M. Pittman, S. Ferré, J. Rousseau, L. Notebaert, J. Chambaret, et G. Chériaux. *Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system*. Applied Physics B, vol. 74, no. 6, pages 529–535, Apr 2002.
- [Popov 07] P. Popov, K. Dukel’skii, I. Mironov, A. Smirnov, P. Smolyanskiĭ, P. Fedorov, V. Osiko, et T. Basiev. *Thermal conductivity of CaF<sub>2</sub> optical ceramic*. In Doklady Physics, volume 52, pages 7–9. Springer, 2007.
- [Popov 08] P. Popov, P. Fedorov, S. Kuznetsov, V. Konyushkin, V. Osiko, et T. Basiev. *Thermal conductivity of single crystals of Ca 1- x Yb x F 2+ x solid solutions*. Doklady Physics, vol. 53, no. 4, pages 198–200, 2008.
- [Primot 93] J. Primot. *Three-wave lateral shearing interferometer*. Appl. Opt., vol. 32, no. 31, pages 6242–6249, Nov 1993.
- [Primot 95] J. Primot et L. Sogno. *Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 12, no. 12, pages 2679–2685, Dec 1995.



- [Ramirez 08] M. O. Ramirez, J. Wisdom, H. Li, Y. L. Aung, J. Stitt, G. L. Messing, V. Dierolf, Z. Liu, A. Ikesue, R. L. Byer, et V. Gopalan. *Three-dimensional grain boundary spectroscopy in transparent high power ceramic laser materials*. Opt. Express, vol. 16, no. 9, pages 5965–5973, Apr 2008.
- [Ramirez 13a] L. P. Ramirez. *Few-cycle OPCPA laser chain*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2013.
- [Ramirez 13b] L. P. Ramirez, D. Papadopoulos, M. Hanna, A. Pellegrina, F. Friebel, P. Georges, et F. Druon. *Compact, simple, and robust cross polarized wave generation source of few-cycle, high-contrast pulses for seeding petawatt-class laser systems*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 30, no. 10, pages 2607–2614, Oct 2013.
- [Reagan 14] B. A. Reagan, C. Bamgarten, K. Wernsing, H. Bravo, M. Woolston, A. Curtis, F. J. Furch, B. M. Luther, D. Patel, C. S. Menoni, et J. J. Rocca. *1 Joule, 100 Hz Repetition Rate, Picosecond CPA Laser for Driving High Average Power Soft X-Ray Lasers*. In CLEO : 2014, page SM1F.4. Optical Society of America, 2014.
- [Renault 05] A. Renault, F. Augé-Rochereau, T. Planchon, P. D’Oliveira, T. Auguste, G. Chériaux, et J.-P. Chambaret. *ASE contrast improvement with a non-linear filtering Sagnac interferometer*. Optics Communications, vol. 248, no. 4, pages 535 – 541, 2005.
- [Ricaud 10] S. Ricaud, D. Papadopoulos, P. Camy, J. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, et F. Druon. *Highly efficient, high-power, broadly tunable, cryogenically cooled and diode-pumped Yb:CaF<sub>2</sub>*. Optics Letters, novembre 2010.
- [Ricaud 11] S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, F. Balembos, P. Georges, A. Courjaud, P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, et F. Druon. *High-power diode-pumped cryogenically cooled Yb:CaF<sub>2</sub> laser with extremely low quantum defect*. Opt. Lett., vol. 36, no. 9, pages 1602–1604, May 2011.
- [Ricaud 12] S. Ricaud. *Lasers femtoseconde de forte puissance moyenne à base de cristaux dopés à l’ytterbium*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud 11, 2012.
- [Roeser 12] F. Roeser, M. Loeser, M. Siebold, et U. Schramm. *Pulse Shortening by spectral gain modulation in a regenerative Yb :CaF<sub>2</sub> laser amplifier*. In Research in Optical Sciences, page JT2A.59. Optical Society of America, 2012.
- [Rohrbacher 17] A. Rohrbacher, O. E. Olarte, V. Villamaina, P. Loza-Alvarez, et B. Resan. *Multiphoton imaging with blue-diode-pumped SESAM-modelocked Ti :sapphire oscillator generating 5 nJ 82 fs pulses*. Opt. Express, vol. 25, no. 9, pages 10677–10684, May 2017.
- [Sarhou 16] J. Sarhou, P. Aballéa, G. Patriarche, H. Serier-Brault, A. Suganuma, P. Gredin, et M. Mortier. *Wet-Route Synthesis and Characterization of Yb:CaF<sub>2</sub> Optical Ceramics*. Journal of the American Ceramic Society, vol. 99, no. 6, pages 1992–2000, june 2016.
- [Sarhou 17a] J. Sarhou, J.-Y. Duquesne, L. Becerra, P. Gredin, et M. Mortier. *Thermal conductivity measurements of Yb:CaF<sub>2</sub> transparent ceramics using the 3 $\omega$  method*. Journal of Applied Physics, vol. 121, no. 24, page 245108, 2017.

- [Sarhou 17b] J. Sarhou. *Étude et caractérisation de céramiques transparentes fluo-rées pour laser de forte puissance moyenne*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie Paris VI - ENSCP, 2017.
- [Schawlow 58] A. L. Schawlow et C. H. Townes. *Infrared and Optical Masers*. Phys. Rev., vol. 112, pages 1940–1949, Dec 1958.
- [Sergeev 16] A. M. Sergeev, A. A. Shaykin, et E. A. Khazanov. *Key technologies and experiments of XCELS project*. In 2016 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), pages 1–2, June 2016.
- [Sevillano 13] P. Sevillano, G. Machinet, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorge, P. Georges, F. P. Druon, D. Descamps, et E. Cormier. *Sub-50 fs, Kerr-lens mode-locked Yb:CaF<sub>2</sub> laser oscillator delivering up to 2,7 W*. In Advanced Solid-State Lasers Congress, page AF3A.6. Optical Society of America, 2013.
- [Sevillano 15] P. Sevillano, P. CAMY, J.-L. Doualan, J. Limpert, R. Moncorge, D. Descamps, et E. Cormier. *High Gain Broadband Yb :CaF<sub>2</sub> Booster Amplifier Pumped by a 976 nm High Power Fiber Laser*. In Advanced Solid State Lasers, page AT2A.16. Optical Society of America, 2015.
- [Sevillano 17] P. Sevillano, J. Brisset, B. Trophème, et A. Courjaud. *High energy regenerative amplifier based on YbCaF*. In Solid State Lasers XXVI : Technology and Devices, volume 10082, page 1008223. International Society for Optics and Photonics, 2017.
- [Siebold 08] M. Siebold, M. Hornung, R. Boedefeld, S. Podleska, S. Klingebiel, C. Wandt, F. Krausz, S. Karsch, R. Uecker, A. Jochmann, J. Hein, et M. C. Kaluza. *Terawatt diode-pumped Yb :CaF<sub>2</sub> laser*. Opt. Lett., vol. 33, no. 23, pages 2770–2772, Dec 2008.
- [Siebold 09] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. Doualan, P. Camy, et R. Moncorgé. *Yb:CaF<sub>2</sub>-a new old laser crystal*. Applied Physics B, vol. 97, pages 327–338, septembre 2009.
- [Siebold 13] M. Siebold, F. Roeser, M. Loeser, D. Albach, et U. Schramm. *PEnE-LOPE : a high peak-power diode-pumped laser system for laser-plasma experiments*. In Proc.SPIE, volume 8780, pages 8780 – 8780 – 14, 2013.
- [Sistrunk 17] E. Sistrunk, T. Spinka, A. Bayramian, S. Betts, R. Bopp, S. Buck, K. Charron, J. Cupal, R. Deri, M. Drouin, A. Erlandson, E. S. Fulkerson, J. Horner, J. Horacek, J. Jarboe, K. Kasl, D. Kim, E. Koh, L. Koubikova, R. Lanning, W. Maranville, C. Marshall, D. Mason, J. Menapace, P. Miller, P. Mazurek, A. Naylor, J. Novak, D. Peceli, P. Rosso, K. Schaffers, D. Smith, J. Stanley, R. Steele, S. Telford, J. Thoma, D. VanBlarcom, J. Weiss, P. Wegner, B. Rus, et C. Haefner. *All Diode-Pumped, High-repetition-rate Advanced Petawatt Laser System (HAPLS)*. In Conference on Lasers and Electro-Optics, page STh1L.2. Optical Society of America, 2017.
- [Snetkov 12] I. Snetkov, A. Vyatkin, O. Palashov, et E. Khazanov. *Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF<sub>2</sub> crystals with [111] orientation*. Optics Express, vol. 20, no. 12, pages 13357–13367, juin 2012.
- [Sorokin 61] P. Sorokin et M. Stevenson. *Solid-State Optical Maser Using Divalent Samarium in Calcium Fluoride [Letter to the Editor]*. IBM Journal of Research and Development, vol. 5, no. 1, pages 56–58, 1961.

- [Spence 91] D. E. Spence, P. N. Kean, et W. Sibbett. *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 16, no. 1, pages 42–44, Jan 1991.
- [Stockbarger 49] D. C. Stockbarger. *Artificial Fluorite*. J. Opt. Soc. Am., vol. 39, no. 9, pages 731–740, Sep 1949.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, vol. 56, no. 3, pages 219 – 221, 1985.
- [Stuart 95] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, et M. Perry. *Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*. Physical review letters, vol. 74, no. 12, page 2248, 1995.
- [Sung 17] J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, et C. H. Nam. *4.2PW, 20fs Ti:sapphire laser at 0.1Hz*. Opt. Lett., vol. 42, no. 11, pages 2058–2061, Jun 2017.
- [Tavella 06] F. Tavella, A. Marcinkevičius, et F. Krausz. *Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system*. New Journal of Physics, vol. 8, no. 10, page 219, 2006.
- [Tournois 97] P. Tournois. *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*. Optics Communications, vol. 140, no. 4, pages 245 – 249, 1997.
- [Umstadter 01] D. Umstadter. *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers*. Physics of Plasmas, vol. 8, no. 5, pages 1774–1785, 2001.
- [Veisz 10] L. Veisz. Coherence and ultrashort pulse laser emission, chapitre Contrast Improvement of Relativistic Few-Cycle Light Pulses. InTech, 2010.
- [Verluisse 00] F. Verluisse, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, et P. Tournois. *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : ?pulse compression and shaping*. Opt. Lett., vol. 25, no. 8, pages 575–577, Apr 2000.
- [Vyatkin 11] A. G. Vyatkin et E. A. Khazanov. *Thermally induced depolarization in sesquioxide class m3 single crystals*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 28, no. 4, pages 805–811, Apr 2011.
- [Wang 17] Y. Wang, S. Wang, A. Rockwood, B. M. Luther, R. Hollinger, A. Curtis, C. Calvi, C. S. Menoni, et J. J. Rocca. *0,85PW laser operation at 3,3Hz and high-contrast ultrahigh-intensity  $\lambda=400$ nm second-harmonic beamline*. Opt. Lett., vol. 42, no. 19, pages 3828–3831, Oct 2017.
- [Welling 66] H. Welling et C. J. Bickart. *Spatial and Temporal Variation of the Optical Path Length in Flash-Pumped Laser Rods\**. J. Opt. Soc. Am., vol. 56, no. 5, pages 611–618, May 1966.
- [Wheeler 12] J. A. Wheeler, A. Borot, S. Monchocé, H. Vincenti, A. Ricci, A. Malvache, R. Lopez-Martens, et F. Quéré. *Attosecond lighthouses from plasma mirrors*. Nature Photonics, no. 6, pages 829–833, November 2012.
- [Wikipédia 18a] Wikipédia. Angles d’euler. [https://fr.wikipedia.org/wiki/Angles\\_d%27Euler](https://fr.wikipedia.org/wiki/Angles_d%27Euler), 2018.

- [Wikipédia 18b] Wikipédia. *Interféromètre de Fizeau*. In Wikipédia, l'encyclopédie libre, 2018.
- [working group 17] T. S. working group. Station of extreme light science (sel). <https://indico.sinap.ac.cn/event/2/contributions/45/attachments/22/22/SEL-20170809.pdf>, 2017.
- [Yanovsky 08] V. Yanovsky, V. Chvykov, G. Kalinchenko, P. Rousseau, T. Planchon, T. Matsuoka, A. Maksimchuk, J. Nees, G. Cheriaux, G. Mourou, et K. Krushelnick. *Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate*. Opt. Express, vol. 16, no. 3, pages 2109–2114, Feb 2008.
- [Yuan 10] P. Yuan, G. Xie, D. Zhang, H. Zhong, et L. Qian. *High-contrast near-IR short pulses generated by a mid-IR optical parametric chirped-pulse amplifier with frequency doubling*. Opt. Lett., vol. 35, no. 11, pages 1878–1880, Jun 2010.
- [Zaouter 13] Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Höningner, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Femtosecond fiber chirped-and divided-pulse amplification system*. Opt. Lett., vol. 38, no. 2, pages 106–108, Jan 2013.
- [Zavoisky 45] E. Zavoisky. *Spin-magnetic resonance in paramagnetics*. J Phys USSR, vol. 9, pages 211–245, 1945.
- [Zeng 17] X. Zeng, K. Zhou, Y. Zuo, Q. Zhu, J. Su, X. Wang, X. Wang, X. Huang, X. Jiang, D. Jiang, Y. Guo, N. Xie, S. Zhou, Z. Wu, J. Mu, H. Peng, et F. Jing. *Multi-petawatt laser facility fully based on optical parametric chirped-pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 42, no. 10, pages 2014–2017, May 2017.
- [Zervas 14] M. Zervas et C. Codemard. *High Power Fiber Lasers : A Review*. vol. 20, pages 1–23, 09 2014.
- [Zhao 10] W. Zhao, C. Mancini, D. Amans, G. Boulon, T. Epicier, Y. Min, H. Yagi, T. Yanagitani, T. Yanagida, et A. Yoshikawa. *Evidence of the Inhomogeneous  $Ce^{3+}$  Distribution across Grain Boundaries in Transparent Polycrystalline  $Ce^{3+}$  - Doped  $(Gd, Y)_3Al_5O_{12}$  Garnet Optical Ceramics*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 49, no. 2R, page 022602, 2010.
- [Zolotov 66] E. Zolotov, A. Prokhorov, et G. Shipulo. *LUMINESCENCE AND GENERATION IN  $CaF_2:Dy^{2+}$  CRYSTALS EXCITED WITH A RUBY LASER*. SOVIET PHYSICS JETP, vol. 22, no. 3, 1966.
- [Zuegel 14] J. D. Zuegel, S.-W. Bahk, I. A. Begishev, J. Bromage, C. Dorrer, A. V. Okishev, et J. B. Oliver. *Status of High-Energy OPCPA at LLE and Future Prospects*. In CLEO : 2014, page JTh4L.4. Optical Society of America, 2014.
- [Zuodong 15] L. Zuodong, M. Bingchu, S. Jinghong, et Y. Guoqiang. *Influence of Yb Concentration on the Optical Properties of  $CaF_2$  Transparent Ceramics Codoped with Er and Yb*. Journal of the American Ceramic Society, vol. 98, no. 12, pages 3905–3910, 2015.





**Titre :** Sources laser de forte énergie à base d'Yb:CaF<sub>2</sub>

**Mots clés :** Laser, Ytterbium, Effets thermiques

**Résumé :** Ce travail de thèse a pour but le développement d'une source de pompe pour l'OPCPA nanoseconde qui sera inclus au sein du laser 10 PW Apollon.

Dans un premier temps nous présentons les spécificités des systèmes multi-pétawatts et l'intérêt de l'amplification OPCPA pour ce type de systèmes. Le choix du matériau amplificateur Yb:CaF<sub>2</sub> pour le développement de la source de pompe OPCPA est alors justifié après exposition de ses caractéristiques. Nous concluons enfin le premier chapitre par le design préliminaire de la source de pompe, design adapté aux spécificités du cristal Yb:CaF<sub>2</sub>.

Dans le deuxième chapitre nous commençons par étudier les effets de lentilles thermiques et de dépolarisation du milieu amplificateur sous forte puissance de pompe et en fonction de la polarisation

ou de l'orientation cristalline. Cela permet de valider le choix de l'orientation [111] du cristal amplificateur pour les systèmes de forte puissance. Dans un second temps nous nous attardons sur les céramiques Yb:CaF<sub>2</sub> car leur isotropie mécanique présente a priori un intérêt pour les systèmes de forte puissance. Nous étudions les céramiques fabriquées par voie humide et mettons en évidence un fort échauffement limitant leur utilisation. Plusieurs hypothèses quant à cet effet sont alors discutées.

Dans le dernier chapitre, nous complétons le design de la pompe par des simulations d'absorption, de gain et d'extraction d'énergie. Nous exposons enfin les résultats expérimentaux obtenus en amplification pour les architectures régénérative et multipassage géométrique, utilisant des cristaux Yb:CaF<sub>2</sub> en configuration miroir actif.

**Title :** High energy laser sources made with Yb:CaF<sub>2</sub>

**Keywords :** Laser, Ytterbium, Thermal effects

**Abstract :** This PHD work is aiming at the development of a pump source for the nanosecond OPCPA of the 10 PW laser Apollon.

First, we present the characteristics of the multipetawatt systems and the interest of OPCPA architecture for this type of systems. After detailing its characteristics, we then justify the choice of Yb:CaF<sub>2</sub> as active media for the development of the nanosecond OPCPA pump source. We finally end the first chapter by the preliminary design of the pump source which is adapted to the specificities of the Yb:CaF<sub>2</sub> crystal.

The second chapter begins by the study of thermal lenses and thermal induced depolarization under high-power pumping in function of polarization or

crystal orientation. The results allow us to validate the choice of [111] orientation for active media in the frame of high power laser systems. We then focus on ceramics because their mechanical isotropy appears to be interesting for high power systems. We study the ceramics made by wet route synthesis and highlight a strong heating, restricting their utilization. Several hypothesis are then investigated to explain this effect.

In the last chapter we finished the design of the pump source with simulations of absorption, gain and energy extraction. We finally detailed the experimental results for two different architectures (regenerative and multipass), using Yb:CaF<sub>2</sub> crystals in active mirror configuration.

