

Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines

Julien Didierjean

▶ To cite this version:

Julien Didierjean. Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00417564

HAL Id: tel-00417564 https://pastel.hal.science/tel-00417564

Submitted on 16 Sep 2009

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.

N° D'ORDRE 8932



UNIVERSITE PARIS-SUD XI Faculté des Sciences d'Orsay



THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

Ecole Doctorale « Ondes et Matière »

Présentée par : Julien Didierjean

Sujet :

Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines

Soutenue le 20/12/2007 devant les membres du jury :

Mr François Balembois	Directeur de thèse
Mr Alain Barthélemy	Rapporteur
Mr Jean-Pierre Boquillon	Rapporteur
Mr Fabien Bretenaker	
Mr Bruno Desruelle	
Mr Jean-Marie Fourmigué	Invité
Mr Jacques Mangin	

Remerciements...

Tout d'abord j'aimerais remercier Pierre Chavel, le directeur du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, pour m'avoir accueilli pendant ces trois années au sein du laboratoire. Je remercie également l'école doctorale EDOM pour son soutien.

Je remercie également la DGA et le CNRS pour m'avoir octroyé ma bourse de Thèse, qui m'a permis d'acheter des pâtes, de l'essence, des jeans et de la lecture pendant 3 ans, tout en habitant à moins de 30 min à pied du RER.

Je formule bien sûr de profonds et chaleureux remerciements à François Balembois, mon directeur de thèse. Une description complète et superlative de ce phénomène est présentée un peu plus loin.

Je remercie particulièrement Mr. Alain Barthélemy d'Xlim, et Mr. Jean Pierre Boquillon de l'Institut Carnot de Bourgogne, qui ont accepté d'être rapporteurs de mon manuscrit, et qui ont participé à son amélioration par leurs remarques et leurs questions.

Je remercie également, Mr. Fabien Bretenaker du Laboratoire Aimé Cotton, Mr. Bruno Desruelle de la Direction Générale de l'Armement, Mr. Jean-Marie Fourmigué de Fibercryst, et Mr. Jacques Mangin de l'Institut Carnot de Bourgogne, qui m'ont fait l'honneur et le plaisir de faire partie de mon jury.

Passons maintenant aux remerciements concernant l'équipe ELSA.

Il faut tout d'abord savoir que les membres de cette équipe remarquable ne sont pas, malgré les apparences, des humains ordinaires. Ils ont tous, en eux, une part de fantastique, de féerique, d'extraordinaire, ou de mythologique. Dans les remerciements que vous trouverez ci-dessous, je tenterai de remonter à la nature cachée de chacun des membres de cette formidable équipe, par une analyse scientifique s'appuyant sur des données expérimentales.

A tout seigneur tout honneur, commençons donc par Patrick, aussi appelé le Chef, titre qui laisse deviner, sans aucune ambiguïté, à la fois une fonction et un caractère. Patrick, le Chef qui en est un.

Patrick est un être de fort caractère, fier et puissant. Sa grande expérience, ses immenses connaissances et son intelligence le rendent redoutable. Il se déplace souvent dans les airs sur de grandes distances. Il se retire parfois loin des hommes pour compter ses pièces d'or (Il dit alors « qu'il fait les comptes en vacances »...). Il est l'éternel gardien de ses petits protégés (nous) et du trésor du groupe. Il souffle les flammes de sa colère sur quiconque ayant l'outrecuidance de le contrarier...

Bref, c'est évident, Patrick ne peut être qu'un Dragon !

Citation : « La thermique, ça chauffe au milieu ! »

Merci Patrick, pour ton accueil, ta bonne humeur, tes idées par millions, et pour tout le reste.

Parlons maintenant de François. Le Professeur. Mon Directeur de Thèse. Le Directeur des Etudes de l'Ecole Supérieure d'Optique Graduate School. Beaucoup de gens accumulent les majuscules. François fait partie des rares qui les méritent. Il est l'étoile qui monte de l'Institut, celui qui a trouvé la voie, l'équilibre délicat entre la blanche recherche et le noir enseignement. D'une modestie et d'une simplicité déconcertantes, le maître vous attend dans son bureau et vous écoutera toujours parler. Puis il vous conseillera de toute sa sagesse, sans ordonner. Jamais il ne se moquera, jamais il ne se mettra en colère, tant que vos intentions sont pures (exemple d'intention qualifiée de « pure » : rédiger un article). Si les nénuphars ne jaillissent pas encore à chacun de ses pas, François n'en est pas moins capable de faire des miracles, comme de sortir de son tiroir magique un cristal non linéaire taillé pilepoil au bon accord de phase, ou encore de vous retrouver en 5 secondes une version papier de cette publi de 1985 sur l'upconversion...

La sagesse des maîtres étant très demandée, il est souvent en déplacement. Heureusement, sa maîtrise de l'espace et du temps est parfaite : S'il a dit qu'il serait là pour votre soutenance à 15h, après sa 4° réunion de la journée dans les hautes sphères mystiques et décisionnelles, et bien il sera là, juste à l'heure, surgissant de façon mystérieuse d'un couloir inconnu, sans se presser, avec le calme de la sagesse.

Bref, nous avançons la théorie, audacieuse certes, mais sans doute vraie, que François est une réincarnation de Bouddha.

Citations :

« I (l'intensité) est grand, et A (l'inverse du temps de vie) est son prophète ! »

« Est-ce que ça vaut vraiment la peine de s'emmerder avec la cristallo ? »

« De toute façon, moi, j'ai jamais réussi à faire marcher un laser »

Merci François, pour cette thèse, pour la confiance que tu m'as accordée, pour tes idées par millions, ton efficacité méthodique, tes qualités humaines et pour tout le reste !

Elle est susceptible de vous parler, dans la même demi-heure, de l'harmonieux choix de couleur entre vos chaussettes et votre pull, de la recombinaison spectrale de diodes laser par effet Talbot, du mariage de N.S. avec C.B., et de l'impensable ignorance des élèves à propos de l'évolution de l'aberration de Coma avec le champ dans un système optique.

Les anciens grecs étaient absolument persuadés que la guerre était une histoire d'hommes. Et ils sont tombés sur les Amazones. Les chercheurs étaient persuadés que la recherche était une histoire d'hommes, et ils sont tombés sur Gaëlle !

Capable de sacrifices pour faire avancer son travail, exigeante et prévenante envers ses thésards, elle trouve de plus le temps de dispenser des enseignements de qualité aux jeunes habitants de son Royaume sur la magie noire des Semi-conducteurs. Si vous lui manquez de respect en cours, que vous sortez une vanne sexiste ou que vous oublier le tréma sur son prénom, vous risquez de mourir rôti à grands coups de diodes laser, alors attention ! Son bureau est une étendue sauvage et exotique, une jungle touffue de catalogues d'optiques et de copies à corriger.

En clair, Gaëlle est à l'évidence la Reine des Amazones !

Citation : « Le premier qui ne sait pas ça en TD, je l'allume ! »

Merci Gaëlle, pour tes conseils scientifiques, pour ces discussions sur la rédaction de thèse et sur l'après-thèse qui m'ont été très précieuses, et pour tes profondes qualités humaines. Bon courage pour ton HDR.

Il est petit, malin, farceur, et vif d'esprit. Il est doué du pouvoirs magiques étranges, comme celui de régler un compresseur à grisme d'une main en sautant à cloche-pied, ou celui de sortir 5 vannes sexistes par minute. Sa grande compréhension de la physique lui permet de voir le monde avec un œil différent du nôtre. Fred garde un impressionnant trésor de pièces mécaniques et d'optiques, volées à tout le labo, dans un « pot d'or » caché au pied de ses réseaux multicolores. Il rôde prés des sources (laser), à la recherche de son prochain mauvais coup...

Fred est donc un Farfadet, un lutin, sans doute le plus extraordinaire de tous par ses connaissances, sa mauvaise foi légendaire et son humour décapant.

Citation : « Le bondage, c'est super ! »

Merci d'exister Fred, sans toi ELSA ne serait pas pareil. Merci pour ton humour, pour tes conseils et explications scientifiques toujours avisés, et bon courage pour l'HDR qui approche.

Marc H. nous est arrivé un jour, sortant d'une galère portant une voile noire. Il faisait partie du tribut donné par le CNRS à l'Institut. Mais il avait la tête haute (très haute, car il est grand !), le regard d'un prince plein de courage et d'ambitions. Nous avons essayé de le perdre dans le labyrinthe du nouvel institut, mais il en est sorti victorieux, une bobine de fibre à la main. Nous lui avons envoyé Fred le Hamster (on n'avait pas de pire monstre sous la main), mais il l'a dompté... Le tout en faisant des impulsions plus rapides que des fusées Ariane !

Bref, il est évident que Marc est Thésée, et qu'on ne peut que constater que c'est une pougne en Sciences, qu'il est super sympa, et qu'il s'est intégré dans l'équipe avec la même aisance qui le caractérise pour vous expliquer la dispersion du 3° ordre dans les fibres.

Citation : « De toute façon les fibres optiques c'est comme le reste, plus c'est gros, mieux c'est ! »

Merci Marc, pour ton humour, pour les discussions sur les fibres, et pour être venu à ELSA et pas ailleurs !

Globetrotter, il aime dispenser son savoir dans le monde entier, faire communiquer les peuples et parler optique pour la médecine et biologie. Calme et efficace, toujours en vadrouille, ce Professeur avec des petites ailes aux pieds se nomme Arnaud, et c'est le dernier permanent arrivé dans l'équipe.

La comparaison avec Hermès est évidente !

Merci Arnaud, pour avoir apporté un peu de bio dans ce monde de brutes de la puissance laser ! Bon courage pour Erasmus Mundus !

Les méandres de la conception mécanique, de l'électricité, de la plomberie et de bien d'autres choses n'ont plus de secret pour lui. Il n'existe pas une seule manip qui n'ait pas reçu son aide, et pas un seul thésard qui ne lui soit pas redevable de nombreux services. Gérard est un sage qui donne des ailes à nos idées. Et quand nous brûlons ces ailes à essayer de concevoir des systèmes trop complexes, il est là pour nous faire redescendre sur terre et nous aider à concevoir les labyrinthes de nos circuits de refroidissement. Il serait tentant de l'enfermer dans une haute tour pour le garder « rien que pour nous », mais nous savons à quel point il a mérité sa liberté…

Gérard est donc très certainement Icare, l'inventeur génial, celui qui sait garder ses ailes du soleil brûlant et qui sait conseiller aux jeunes d'en faire autant !

Merci Gérard, pour toute l'aide apportée, en particulier en mécanique, et pour tes conseils !

Parlons maintenant des thésards et Post-Docs d'ELSA,...

Ce héros incarne chez nous la force tranquille. Il sait garder son calme et sa bonne humeur dans l'adversité, grâce à un solide esprit sportif. Il a déjà dû accomplir de nombreux travaux pour plaire à Héra, déguisée en Gaëlle. Benjamin a ainsi dompté le terrible Solid-Works, libéré plusieurs fois la Spiricon de l'infernale salle thermique, mis au propre son cahier de manip... Au final, bien plus de 12 terribles travaux qui l'amènent aujourd'hui tout prés de la rédemption d'un Doctorat bien mérité !

Citation : « C'est un peu moins le même esprit »

Merci Benjamin, toi qui es sûrement Hercule, pour t'être laissé piqué la spiricon ou ton oscillo tant de fois, pour être aussi zen, et bon courage pour la dernière ligne droite !

Grand et élancé, cet être est discret, efficace et serviable. Impressionnant par sa capacité d'adaptation rapide dans la forêt hostile des lasers de fortes puissances, il décoche ses fibres cristallines comme autant de flèches sur les obstacles qui se dressent. Il a commencé comme pisteur, suivant ma piste encore fraîche, mais il trace aujourd'hui sa propre route. Damien, je pense que c'est clair, tu es un Elfe des bois.

Merci Damien, pour avoir choisi de continuer la recherche sur les fibres cristallines, pour avoir été aussi performant aussi vite, pour ta serviabilité, pour tout le travail déjà fait ensemble et pour celui à venir !

Un jour, la Dame du lac Gaëlle lui ordonna de fédérer toutes ces diodes lasers incohérentes entre elles pour réaliser le Graal des sources semi-conductrices.

Pour cela, il est le seul élu à savoir extraire l'effet Talbot du rocher noir des calculs bourrins sous Matlab. Le rayonnement de ce souverain des semi-conducteurs se fait sentir à l'échelle Européenne, n'en doutez pas ! Ses connaissances de la culture télévisée anglo-saxone ont d'ailleurs rapidement soumis les plus érudits d'entre nous. David reste néanmoins modeste et raisonnable, conduisant son fidèle destrier Bic avec prudence, tout en pensant à nous ramener de temps en temps des brioches de son pays natal.

Citation : « Je n'ai aucune expérience en soumission (à ASSP) »

Merci David Pendragon, pour être un Arthur si sympathique, pour conduire prudemment, pour ton humour et pour tout le reste !

Elle a l'air innocente comme ça, en train de travailler dans son bureau. Mais quelques notes de sa douce voix, et une dizaine d'hommes pourtant sains d'esprit sont à ses ordres pour risquer leurs orteils à transporter ses marbres. De plus elle aime nager dans les ondes et élever des têtards... Oui, c'est une certitude, Delphine est une petite Sirène ! Heureusement sa gentillesse et sa disponibilité nous rassure : elle ne tentera pas de faire naufrager le navire ELSA, bien au contraire !

Citation : « ça ne marchait pas parce que je ne mettais pas le bon String (C++...)»

Merci Delphine pour toutes ces discussions autour d'un thé, pour les soirées jeux, et pour ta bonne humeur et ta gentillesse. Bon courage pour la suite !

Il porte la barbe de ses glorieux ancêtres. Il parle peu et agit avec force. C'est un guerrier héroïque de la salle de manip, qui n'abandonne le champ de bataille que tard le soir, quand tous les problèmes sont vaincus. Malgré une éducation scientifique à la dure dans la jungle des posts-docs français, Dimitris sait se montrer ouvert, musicien et généreux en bons petits plats grecs !

Assurément Dimitris, tu es un des guerriers spartiates de la légende, à la fois laconique et terriblement efficace !

Merci Dimitris, pour la cuisine grecque, pour les divx plein de guitares, pour supporter notre langue ingrate, et pour tout le reste !

Il est arrivé un jour à ELSA, il n'y a pas bien longtemps, mal rasé, avec sous le bras son Mac de course au crin blanc. Et il a bien vite pris sa place dans l'équipe, ce Gringos, car il est l'un des seuls capables êtres de vaincre Fred, le sheriff de la salle femto, en duel de réparties ! Tremblez, bandits, car Franck amplifie plus vite que son ombre et qu'il va vous en mettre plein les yeux !

Attention aux Daltons, Lucky-Luke ! Surtout le petit teigneux !

Merci Franck, pour assurer la relève avec les autres nouveaux thésards, et bon courage, car ça ne fait que commencer... ;) !

Un cœur d'or, une patience infinie même quand les manips sont ingrates, et toujours un sujet de conversation sur le bout de la langue : Justine sait égayer un bureau avec simplicité et humour, tout en vous enseignant la culture des gens du Nord. Voletant d'une salle de manip à une autre, Elle donne un petit coup de baguette magique de temps en temps pour ranger votre marbre, vous donner une info utile sur les transports en commun, apporter un tiramisu... Bref ce genre de petits miracles qui vous aident au jour le jour.

Justine est donc certainement une petite Fée, et j'ai eu bien de la chance de partager son bureau pendant une bonne partie de ma thèse.

Citation : « Plus c'est petit, plus je trouve ça mignon ! »

Merci Justine, pour les manips faites ensemble sur la thermique, pour avoir supporté mon mutisme chronique, et pour ton immense gentillesse ! Bon courage pour la dernière ligne droite !

Séducteur impénitent et impertinent, Marc C. enchaîne les conquêtes et les publications au même rythme endiablé. Ceux qui ne le prennent pas au sérieux ont bien tort, car sous la fausse superficialité et l'humour vache se cache quelqu'un de sensible, de très serviable et d'indéniablement doué. Il aime la fête et les femmes, notre Don Juan, mais il ne finira pas bêtement écrasé sous le poids du travail de thèse : il le découpera à grands coups de sabre laser bleu !

Citations :

« Et c'est là que j'ai adopté la punition »

« Pour ces choses là, j'ai une mémoire de poisson rouge »

« J'ai jamais été très crédible »

Merci Marc, pour le projet 3A que tu as fait avec moi, pour les soirées diverses, pour tous les services rendus, pour tes copies de TP, pour nos discussions laser, et pour l'ambiance que tu sais apporter dans un groupe !

Trop courageux pour laisser sa copine, la petite Sirène, seule dans les filets de la thèse, il utilise ses fibres comme un fouet pour dompter la puissance des modes d'ordres supérieurs dans les fibres, à la recherche du Graal LP_{01} . Capable d'être minutieux comme un archéologue, mais toujours prêt pour un bon délire, notre Mathieu est un vrai petit Indiana Jones !

Merci Mathieu pour les délires tea-time, les discussions JDR, les soirées jeux, et bon courage !

Toujours en vadrouille, cet être insaisissable et rusé puise dans ses riches connaissances optiques pour donner ses compétences aux pauvres biologistes (et inversement !). Il vient, lâche un trait d'humour, une info sportive, et hop là, il est reparti ! Parfois, il enlève Fred pendant plusieurs jours, avant de le relâcher, dépouillé de sa méca ou d'un oscillateur picoseconde...

Bref, Pierre, tu es Robin des Bois !

Citation : « Moi c'est où tu veux, quand tu veux ! »

Merci pour les longs délires au 503, avec Emilie, sur les quizs. Merci aussi pour tes explications sur la microscopie TIRF/FLIM, et bon courage pour la fin de ta thèse !

Quelques remerciements spéciaux pour des anciens qui sont restés très proches de l'équipe et que j'ai le plaisir de voir régulièrement !

Elle voulait se la couler douce avec son chéri, quelque part dans une contrée montagneuse, mais elle fut enlevée par le méchant Paris pour « Troie » années de thèse ! Nul besoin d'une armée pour la délivrer, car Emilie sait se débrouiller seule, avec talent, personnalité et gentillesse. Après avoir tranquillement enchaîné une brillante thèse et un poste à responsabilité à Polytechnique, l'Odyssée de cette princesse sera la recherche d'un poste permanent malgré la colère et la bêtise des Dieux politiciens... Souhaitons- lui bonne chance ! Emilie, tu serais donc la célèbre Hélène de L'Iliade?

Citation : « Moi j'aime le fouet (de cuisine) ! »

Merci pour m'avoir donné goût au travail dans l'équipe ELSA, au travers du projet 3A laser bleu. Merci pour toutes les distractions que tu sais apporter au boulot, juste avec une connexion internet. Merci pour m'avoir cultivé en série américaine, pour les jdr, pour les conversations sur 10.000 sujets différents dans un train, une voiture, un resto indien ou une crêperie. Merci pour les randos aussi. Bref la liste est longue, alors merci pour tout et vivement le prochain WE jdr ou la prochaine soirée ciné !

Il ne vient pas du futur, mais il vient du Nord, ça c'est sûr. C'est un beau gabarit notre MickMick, on dirait Schwarzy en plus cool. Sa cible n'était pas une improbable Sarah Connors, mais bien nos cristaux laser, parmi lesquels il a fait plusieurs victimes, tout en protégeant ses précieux microprocesseurs... Chaleureux et sympathique, cet ATERMINATOR nous a fait voir la vie en bleu pendant un temps hélas trop court... Reviens MickMick, on a les mêmes à la maison !

Citation : « D'abord ça te prend par devant, et après ça te prend par derrière, et là ça fait mal » (on parlait du vent froid...)

Merci Mickael, pour ta compagnie toujours agréable, pour ton accent du Nord, pour les chansons débiles, et tout le reste ! Je te souhaite de trouver rapidement le poste de tes rêves !

Je ne peux bien sûr pas oublier les autres anciens d'ELSA, ceux qui aujourd'hui côtoient d'autres horizons mais qui m'ont marqué par leur passage.

Merci à Aude d'avoir été une si agréable collègue de bureau pendant tout le début de ma thèse, et surtout tous mes vœux de te voir trouver un poste plus stable qui te plaise vraiment. Merci à « Seb Che », toi dont la thèse a été ma bible thermique pendant 3 ans, toi qui as posé les fondations sur lesquels mes travaux sont appuyés. Merci pour tes remerciements de thèse très réussis. Merci aussi à « Sèb F », en particulier pour m'avoir légué la possibilité d'enseigner à l'EPF. Bon courage à vous deux pour vos OLEDs ! Un grand merci aussi à Mathieu, pour toute l'aide et les conseils apportés pendant mon stage et le début de ma thèse. Je souhaite que tu t'éclates bien dans ton boulot en Bretagne ! Et bien sûr merci à Laurent pour manger aussi lentement son fromage. En ce qui concerne les stagiaires,...

Merci à Christoph, pour avoir chanter « il est né le divin enfant » avec moi en manip, et pour être à la fois un expérimentateur, un commercial, un poète, un mec cultivé et sympa. A chaque fois que tu viendras en France, ma porte sera ouverte ! Merci à Fabien et Salma, d'avoir fait votre projet 3A avec moi. Les manips étaient rebelles, les difficultés nombreuses, et pourtant vous avez fait du très bon travail ! Merci aussi à toi Yohann, pour être une brute des lasers femto, et pour être à la fois cool et déjanté ! Bon courage pour la suite de ta thèse !

Cette thèse s'est appuyée sur de nombreuses collaborations, aussi je tiens également à remercier nos différents partenaires :

Nous avons à ELSA une longue histoire d'amitié avec l'équipe Matériaux pour l'Optique et ses Applications du Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris. J'ai beaucoup profité de cette collaboration, et je voudrais en remercier Gérard Aka, Bruno Viana, Philippe Goldner et bien sûr Johan Petit et Pierre-Olivier Petit pour le temps passé ensemble en manip, que ce soit à Chimie Paris ou à l'Institut d'Optique. Nous avons connu des moments de doute, voire des échecs, et finalement votre patience et votre volonté nous ont amenés vers des résultats dignes d'intérêt. Merci !

Merci également à Richard Moncorgé, et Patrice Camy du CIRIL, pour avoir accepté avec calme et philosophie qu'on casse presque systématiquement leurs cristaux de fluorures, malgré leurs conseils répétés, et pour avoir continué à nous en prêter !

Certaines histoires deviennent des légendes. Un jour, le chef d'une petite entreprise est venu voir Patrick. Il lui a tendu un petit bout de cristal allongé et lui a dit : « C'est du Nd :YAG, vous pouvez en faire quelque chose ? ». Au début, on était plus que sceptiques. Ces étranges monocristaux de forme allongée, que pouvait-on bien en faire ?

Un brevet, un contrat DGA, une ANR, une pelletée d'articles et de conférences plus tard, nous voilà arrivé avec un nouvel objet laser, les fibres monocristallines. L'entreprise, c'est Fibercryst, son chef, c'est Jean-Marie Fourmigué, et ceux qui tirent les fibres, c'est Didier Perrodin et Nicolas Aubry. Ils ont fait un travail extraordinaire sur la croissance des fibres monocristallines, le tout dans une ambiance pleine d'humour et très agréable. Je vous remercie pour avoir apporté ce sujet de recherche passionnant, qui est devenu une partie majeure de ma thèse. Je vous remercie également pour la confiance que vous me faites en m'intégrant aujourd'hui dans l'entreprise.

En ce qui concerne les enseignements que j'ai eu l'occasion de donner pendant ma thèse :

Je remercie la fondation EPF, et en particulier Martine Caron, pour m'avoir permis de donner des cours magistraux d'optique, expérience unique et enrichissante renouvelée pendant 3 ans.

Je tiens à également à remercier l'équipe des Travaux Pratiques de l'Institut d'Optique, en particulier Lionel Jacubowiez et Thierry Avignon. Pour ces TP, je remercie une nouvelle fois Mathieu Jacquemet et François Balembois, pour m'avoir appris à les encadrer. Je remercie aussi bien sûr Marc C., pour avoir produit, la même année, la meilleure et la pire des copies de TP qu'il m'ait été donnée de corriger.

Enfin, je remercie mes parents pour leur soutien, et mes amis de Bordeaux, Grenoble, Paris, et de partout ailleurs !

Table des matières

Introduction générale	1
Première partie : Etat de l'art des lasers de puissance	
I. Introduction	7
II. Lasers à cristaux massifs	9
II.1. Performances et limitations des architectures classiquesII.2. Systèmes à mode laser en incidence rasante (Bounce oscillator)II.3. Conclusion sur les lasers à cristaux massifs	9 13 13
III. Lasers à slabs et à disques minces, lasers à guides d'onde	14
III.1. Les slabs laserIII.2. Lasers à disques mincesIII.3. Lasers à guide d'onde	14 15 16
IV. Lasers à fibres amorphes	17
IV.1. Les fibres « double clad » classiques IV.2. Les fibres à cristaux photoniques	17 20
V. Conclusion : Quels sont les domaines de prédilection des systèmes existants ?	21
Deuxième partie : Etude des effets thermiques dans cristaux laser en pompage longitudinal	les
I. Etat de l'art et cadre de l'étude	23
I.1. Etat de l'art des études thermiques dans les cristaux laserI.2. Les objectifs de notre travailI.3. Le cadre de notre étude	23 25 26
II. Origines et effets de l'élévation de température dans les crista laser	aux 31
II.1. Les phénomènes générateurs de chaleur dans les cristaux laser	31

II.2. Expression de la fraction thermique et de la répartition de température dans le II.3. Effets de la génération de chaleur dans les cristaux	cristal36
II.4. La lentille thermique : causes physiques et calcul analytique II.5. Simulations par éléments finis, présentation du logiciel LASCAD	
III. Nouvelle methode de mesure des conductivites thermique	s de 51
III.1. Etat de l'art des mesures de conductivités thermiques	
III.2. Principe de notre mesure de conductivité thermique	
III.5. Schema experimental, mesure des parametres	60
III 5. Mesures de conductivité thermiques de cristaux de Nd ·YVO ₄ et Nd ·GdVO ₄	07 74
III.6. Conclusion sur le banc de mesure de conductivité thermique	
IV. Banc de caractérisation thermique complet : Validation et	
exemple d'utilisation	85
IV.1. Principe de la mesure de lentille thermique	
IV.2. Schéma expérimental	
IV.3. Validation avec un cristal de Nd : YAG, comparaison aux simulations par FE	A 96
d'Yh :CaF ₂ et Yh :SrF ₂	104
IV.5. Conclusion sur le banc de caractérisation	
V. Conclusion sur les caractérisations thermiques de cristaux	laser
•	117
Troisième partie : Réalisation de lasers à base de	fibres
monocristallines	
I. Etat de l'art et problématique des lasers à fibres monocrista	llines 121
	101
I.1. Methode de croissance Czochralski	
I.2. Les cerainiques laser en forme de fibres	
I.4. La méthode de croissance par « Edge Define Growth » (EFG)	
I.5. La méthode de croissance par micro-pulling-down (µPD)	
I.6. Conclusion sur les méthodes de croissance des fibres monocristallines	
I.7. Concept des lasers à fibres monocristallines, dimensionnements des fibres obte micro-pulling-down	enues par
I.8. Choix du matériau laser, réalisation des échantillons	

II. Caractérisation des fibres monocristallines obtenues par r	nicro-
pulling-down	139
II.1. Polissage et traitements des faces des fibres cristallines	139
II.2. Caractérisations spectroscopiques et chimiques	140
II.3. Caractérisations optiques (propagation, guidage, absorption)	147
II.4. Etude thermique : simulations et mesures	151
II.5. Mesure de déformation du front d'onde	159
II.6. Mesures des pertes équivalentes en cavité laser	
II.7. Organigramme du processus d'optimisation	
III. Simulations laser, choix de la cavité	167
III.1. Introduction : objectifs des simulations	
III.2. Problématique : Particularités des lasers à fibres cristallines	
III.3. Calcul du gain petit signal dans les fibres	
III.4. Application du formalisme de Rigrod	176
III.5. Résultats des simulations : Optimum entre bon recouvrement et faibles pert	es par 182
III 6 Simulations de cavités laser adaptées sous LASCAD	184
III.7. Conclusion sur les simulations	
IV. Résultats laser	189
IV.1. Le premier laser à fibre cristalline issue de la technique μ-PDIV.2. Comparaison en régime continu entre une fibre μ-PD et un barreau Czochra	189 alski de
même géométrie	190
IV.3. Résultats en régime continu pour de fortes puissances de pompe	193
IV.4. Réalisation d'un amplificateur à fibre monocristalline en régime picosecon	de 202
IV.5. Résultats en régime déclenché	
IV.6. Conclusion sur les résultats laser	
V. Conclusion sur les lasers à fibres monocristallines	211
V.1. Une technologie à croissance rapide	
V.2. Des résultats inédits dans le domaine des fibres cristallines	
V.3. Potentiel des fibres en Nd :YAG, développements futurs	
V.4. Potentiel avec d'autres dopants, d'autres matrices	
Conclusion générale et perspectives	219
<u>Annexe 1</u>	223
<u>Annexe 2</u>	231
Liste des publications	235
Bibliographie	239
<u> </u>	

Introduction générale

Introduction générale

Aujourd'hui, les lasers sont présents dans un grand nombre de domaines différents. Mis à part les applications grand public comme la lecture et l'écriture des DVD, l'affichage, ou les « shows laser », on trouve des systèmes laser destinés à la médecine (chirurgie oculaire, épilation laser), à la métrologie (télémètres), aux télécommunications optiques, ainsi bien sûr que de nombreux systèmes destinées à l'industrie (découpe et gravure), et aux applications militaires (désignation de cibles, armes laser). On rencontre aussi beaucoup de lasers dans les laboratoires de recherche, pour des applications très variées. Citons en particulier le domaine des lasers très hautes énergies comme le NIF (National Ignition Facility, USA), ou le LMJ (Laser Mega Joule, France), qui sont d'impressionnants projets tournés vers des applications énergétiques (réaliser une fusion nucléaire contrôlée), ou militaires (simuler des explosions nucléaires). Chacune de ces applications potentielles des systèmes laser requiert ses propres spécifications, que ce soit en terme de puissance, de finesse spectrale, de qualité de faisceau ou en terme de durée d'impulsion lumineuse.

Certaines applications, en particulier dans les domaines militaires et industriels, demandent des systèmes de forte puissance en régime continu et de forte puissance crête en régime impulsionnel, fournissant une bonne qualité de faisceau, tout en restant à la fois robustes et peu consommateurs d'énergie. C'est par exemple le cas pour la découpe des métaux dans l'industrie. Ces domaines sont en évolution permanentes et demandent des puissances de plus en plus grandes, poussant les systèmes laser dans leurs limites technologiques.



Photographie d'un système de découpe laser en opération

Devant la grande diversité de systèmes laser existants à l'heure actuelle (lasers à gaz, à colorants, à solide, etc.), les lasers solides, pompés électriquement ou optiquement, sont ceux qui répondent le mieux aux exigences actuelles en terme de robustesse, de compacité et d'efficacité. Dans les lasers solides pompés électriquement, on trouve surtout les diodes laser, qui sont très efficaces mais qui peinent à fournir des faisceaux de bonne qualité spatiale à haute puissance. Les lasers solides pompés optiquement, eux, ont généralement un rendement électrique-optique global plus faible, mais permettent d'obtenir des faisceaux laser de très bonne qualité. Ces systèmes ont beaucoup progressé ces dernières années, permettant de délivrer des puissances optiques supérieures au kilowatt [Jeong 04-2] ou fournissant plusieurs

centaines de millijoules en régime déclenché [Centurion Quantel], mais la course à la puissance ne s'arrêtera pas là et il faut penser à développer des systèmes encore meilleurs.

Alors voilà posée la question essentielle : comment repousser les limites de ces systèmes pour fournir encore plus de puissance ? Repartons de la base, et considérons le schéma de principe d'un laser solide pompé optiquement ainsi que ses différents constituants. Le milieu à gain reçoit de l'énergie, sous forme de lumière, et l'absorbe. Les photons émis par le milieu à gain par le processus d'émission stimulée oscillent dans une cavité résonante, et sortent par un des miroirs de la cavité.



Schéma de base d'un système laser solide pompé optiquement

Améliorations du pompage optique :

Depuis les lampes permettant de pomper le barreau de Rubis de Maiman [Maiman 60], d'énormes progrès ont été fait sur les systèmes de pompage. Le pompage flash a été amélioré, et on trouve aujourd'hui de nombreux systèmes aux applications diverses utilisant cette technologie avec efficacité [Boquillon 94]. Mais c'est surtout l'avènement du pompage par diode laser [Keyes 64] dans les années 80 qui a révolutionné le pompage optique des lasers solides. Les diodes laser présentent des spectres d'émission bien plus fins que les lampes flash, permettant de centrer leur émission sur les bandes d'absorption du milieu à gain. Elles présentent de meilleurs rendements (jusqu'à 50% de rendement électrique-optique !), ainsi qu'une durée de vie supérieure. La mise au point du pompage longitudinal a constitué un pas en avant supplémentaire, en permettant d'améliorer le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau laser. Le guidage du faisceau de pompe dans une gaine multimode, dans le cas des lasers à fibre, a encore amélioré l'efficacité globale des systèmes. Aujourd'hui des systèmes de diode fournissant plusieurs kilowatts de puissance sont disponibles commercialement [Site DILAS]. Des efforts technologiques importants sont en cours pour améliorer la brillance de ces diodes (c'est-à-dire leur puissance de sortie par unité de surface) et leur rendement électrique-optique (des programmes aux USA financés par la DARPA ont pour but d'atteindre 80 %).



Empilement de diodes laser de puissance commercialisés par DILAS.

Améliorations de la cavité laser :

Qu'elle soit constituée de miroirs placés dans leurs montures ou des faces clivées d'une fibre optique, la cavité laser reste un composant de base des systèmes laser. Pour supporter la montée en puissance des systèmes, il faut que les composants de la cavité supportent des puissances laser intracavité très élevées (surtout en régime impulsionnel !). De nombreux efforts ont été fait dans ce sens sur les traitements antireflets ou hautement réfléchissants des optiques laser. Il faut de plus que les cavités laser destinées à la haute puissance tiennent compte des effets secondaires de la déposition massive d'énergie dans le milieu à gain, en particulier l'apparition d'une « lentille thermique » déformant le faisceau laser. La modélisation de ces effets liés au milieu à gain et agissant sur le mode laser n'est pas simple, et constitue un domaine important d'améliorations possibles. Nous nous attaquerons à cette étude dans le cas des cristaux laser pompés longitudinalement.

Améliorations du milieu à gain :

Il est enfin possible de changer le milieu à gain lui-même. Depuis les imposants barreaux de Nd :YAG fortement dopés utilisés dans les lasers pompés par flash, de nombreux nouveaux systèmes ont été développés. Les cristaux laser usuels de quelques cm³ destinés au pompage par diode sont capables d'excellents résultats laser, dans des cavités simples et compactes, mais ils sont limités en terme de puissance par des effets thermiques, largement étudiés mais difficiles à modéliser précisément. La recherche de milieux destinés à la haute puissance s'est donc tournée vers d'autres systèmes. Citons en particulier les lasers à fibre et les lasers à disques minces, qui, chacun à leur manière, repoussent les limites en puissance des milieux laser. Nous reparlerons de ces systèmes et de leurs performances plus en détail dans l'état de l'art qui suivra. Notons qu'une meilleure compréhension des effets thermiques dans les cristaux massifs pourrait amener à un regain d'intérêt pour ces milieux laser aux nombreuses qualités, utilisables dans des cavités laser simples. Dans ce mémoire, nous nous intéresserons aux premières démonstrations laser d'un nouveau milieu amplificateur qui parait prometteur pour dépasser les limites des systèmes existants.

Ce mémoire de thèse s'articule autour de trois parties principales :

Nous commencerons par un état de l'art des lasers de puissance en présentant les différentes technologies existantes à l'heure actuelle, leurs qualités et leurs limitations. Nous en déduirons en particulier que les cristaux massifs sont limités en terme de puissance moyenne par leur mauvaise gestion de la charge thermique, et que parmi les autres architectures développées, aucun système n'est à l'heure actuelle capable de délivrer à la fois de hautes puissances continues (> kW) et de hautes puissances crêtes (> MW) tout en gardant une relative simplicité et une bonne qualité de faisceau de sortie.

Dans la deuxième partie de ce mémoire, nous nous intéresserons à l'étude des effets thermiques dans les cristaux laser massifs pompés longitudinalement. Nous commencerons par remarquer, dans un état de l'art succinct, le manque d'études expérimentales complètes sur ces effets et par décrire les différents phénomènes physiques mis en jeu. Nous présenterons ensuite un banc de mesure de conductivité thermique par une méthode originale. Ce banc sera validé sur un cristal de Nd :YAG avant d'être utilisé pour mesurer les conductivités thermiques de deux cristaux uniaxes, Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄. Nous nous attacherons ensuite à la réalisation d'un banc de caractérisation thermique complet, permettant de définir la puissance de la lentille thermique d'un cristal de Nd :YAG, avant d'être utilisé

pour caractériser des cristaux d'Yb : CaF_2 et Yb : SrF_2 . Un tel outil de caractérisation thermique expérimental des cristaux laser est à notre connaissance unique en son genre.



Carte 3D expérimentale de la température dans un cristal de Nd : YAG pompé longitudinalement.

Dans la troisième partie de ce mémoire, nous étudierons les lasers à base de fibres monocristallines, milieux combinant les avantages d'un matériau cristallin avec la capacité d'une fibre à guider la lumière. Après avoir passé en revue les différentes façons de réaliser un tel milieu, nous choisirons une technique de croissance directe, le micro-pulling-down, amélioré récemment par la société lyonnaise Fibercryst. Les fibres obtenues seront caractérisées du point de vue chimique, spectroscopique et optique. Des simulations des performances laser nous permettrons de définir une cavité laser optimale pour les expériences. Nous détaillerons ensuite les expériences laser réalisées, en régime continu, en régime d'amplification et en régime déclenché. Nous présenterons enfin le champ des perspectives ouvertes par les résultats de ces travaux. Cette étude constitue, à notre connaissance, la première démonstration d'un laser de plusieurs Watts utilisant une fibre monocristalline obtenue par la technique de croissance micro-pulling-down.



Photo de quelques fibres de Nd : YAG obtenues par micro-pulling-down.

Cette thèse s'est déroulée au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, et elle a été cofinancée par la DGA et le CNRS. La partie concernant l'étude des effets thermiques et plus précisément la réalisation du banc de caractérisation thermique des cristaux laser a été soutenue par la MRCT (Missions Ressources et Compétences Technologiques) du CNRS et par la plateforme de mesure PRISME mis en place par Optics Valley et financée par le Conseil Générale de l'Essonne. La partie concernant les fibres cristallines a été réalisée en partenariat avec l'entreprise Fibercryst et le LPCML (Laboratoire de de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents) de l'Université Claude Bernard de Lyon. Elle a été soutenue par la DGA dans le cadre d'une fiche exploratoire (contrat N° 0534002). Cette étude a donné lieu au dépôt d'un brevet (N° de brevet : FR 05 50900) portant sur le concept d'un milieu laser cristallin servant de guide à la pompe et laissant le faisceau laser en propagation libre.

Première partie :

Etat de l'art des lasers de puissance

I. Introduction

Le terme même de « laser de puissance » forme une catégorie difficile à définir, et il nous faut imposer des limites claires à notre état de l'art. Déjà, nous nous limiterons aux systèmes laser solides. En effet, ces systèmes ont démontré qu'ils étaient beaucoup plus faciles d'utilisation et d'entretien que des systèmes laser à gaz ou à colorants. Une bonne partie des innovations techniques des lasers solides tend d'ailleurs justement au remplacement des systèmes commerciaux utilisant d'autres types de milieux actifs.

De plus, nous nous limiterons également aux systèmes pompés par diode. Le développement des source laser à semi-conducteurs pompés électriquement a permis d'atteindre d'excellents rendements électrique - optique, de l'ordre de 50%, des puissances de plusieurs kW en régime continu très stables dans le temps, avec des qualité de faisceau assez « mauvaises » dans l'absolu, mais adaptées au pompage d'autres milieux à gain comme les cristaux massifs ou les fibres en silice dopée par des ions terres rares. La dernière limitation que nous allons fixer concerne la qualité des faisceaux laser obtenus en sortie des systèmes. Nous nous limiterons aux systèmes présentant une qualité de faisceau largement meilleure que celle des diodes de puissance servant à les pomper, c'est-à-dire des facteurs de qualité (le fameux M², cf. encadré) largement inférieurs à 50.

A propos du M² d'un faisceau :

Le paramètre M^2 est très utilisé dans le domaine des lasers pour qualifier la qualité spatiale d'un faisceau. En bref, un faisceau gaussien idéal possède un facteur M^2 de 1, alors qu'un faisceau de qualité dégradée est caractérisé par un facteur $M^2 > 1$.

Plus précisément, comprendre ce facteur demande de s'intéresser à un problème non trivial : « comment caractériser la taille d'un faisceau laser ? »

Rappelons, que dans le cas d'un faisceau gaussien, défini par un profil radial d'éclairement de la forme :

 $E(r) = e^{-r^2}$, les « ailes » du profil radial de l'onde lumineuse s'étendent *a priori* à l'infini !

Caractériser la taille d'un faisceau lumineux dans le plan (x,y) devrait normalement se faire (norme ISO) en calculant le second moment de l'éclairement :

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\iint x^2 \cdot E(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}{\iint E(x, y, z) \cdot dx \cdot dy}$$
(I.1)

On peut alors définir le rayon du faisceau dans la direction x par $W_x(z) = 2.\sigma_x(z)$. Néanmoins, cette façon de faire pose un certain nombre de problèmes pratiques [Lawrence 94], liés au bruit de mesure. Une autre façon d'évaluer la taille d'un faisceau gaussien revient à écrire son profil radial d'éclairement sous la forme classique suivante :

$$E(r) = E_0 \cdot e^{\frac{r^2}{2W}} \tag{I.2}$$

On constate alors que pour r = w, alors l'éclairement vaut $1/e^2$ sa valeur maximale. Il est donc possible de définir le rayon d'un faisceau comme l'écart spatial W entre le point d'éclairement maximal E_0 et le point où l'éclairement chute à E_0/e^2 . Cette définition de W n'est rigoureusement équivalente à celle du second moment que dans le cas d'un faisceau gaussien idéal, mais elle porte clairement un véritable sens physique, bien pratique pour caractériser les faisceaux « d'allure gaussienne ». C'est cette définition que nous utiliserons tout au long de ce manuscrit.

Il est alors possible d'écrire l'évolution longitudinale du rayon d'un faisceau par une équation de la forme suivante :

$$W^{2}(z) = W_{0}^{2} + \frac{(M^{2}\lambda)^{2}}{\pi^{2}.W_{0}^{2}}.(z - z_{0})^{2}$$
(I.3)

Où W₀ est le « rayon de col » ou waist du faisceau, et M^2 est un facteur valant 1 pour un faisceau gaussien idéal. M^2 et supérieur à 1 pour un faisceau s'écartant de cet idéal. La limitation $M^2 \ge 1$ est imposée par la diffraction, on parle donc de « faisceau limité par la diffraction » dans le cas $M^2 = 1$.

En termes pratiques, on utilisera le fait que pour un faisceau de rayon de col W_0 et divergence θ , le produit $W_0.\theta$ est constant et relié au M^2 par la formule :

$$M^{2} = \frac{\pi}{\lambda} W_{0}.\theta \tag{I.4}$$

Dans une cavité laser :

Si on nomme W_0 le waist à $1/e^2$ et θ_0 la divergence du <u>mode fondamental</u> d'une cavité laser (qui possède un M^2 égal à 1), alors un faisceau de M^2 donné (par exemple un mélange de modes transverses d'ordres supérieurs) aura les caractéristiques suivantes :

Waist:
$$W = M.W_0$$
 (I.5)

Divergence :
$$\theta = M.\theta_0$$
 (I.6)

Rayon du faisceau à l'abscisse z :

$$W(z) = M.W_0 \cdot \sqrt{1 + (\frac{z}{Z_R})^2}$$
(I.7)

Où Z_R est la distance de Rayleigh, définie par :

$$Z_R = \frac{\pi . W_0^2}{\lambda} \tag{I.8}$$

Un faisceau de M^2 élevé se focalise moins bien et diverge plus rapidement qu'un faisceau de M^2 proche de 1. On voit ici tout l'intérêt qu'il peut y avoir, pour atteindre des densités de puissance importantes, à réaliser des systèmes laser produisant des faisceaux les plus proches possible de la limite de diffraction...

Dans ce cadre un peu plus restreint, on trouve un foisonnement de technologies qui restent toutes basées sur le même principe (un milieu solide pompé par diode, une cavité résonnante), mais qui sont dans la pratique très différentes, et qui ont chacune leur domaine de prédilection en terme d'applications.

Dans la plupart des cas, le développement de ces technologies est provoqué par les problèmes liés à la montée en puissance des systèmes laser, en particulier les problèmes thermiques. On verra que la majorité des solutions proposées sont axées sur une méthode permettant de répartir ou d'évacuer efficacement l'échauffement provoqué par la perte d'énergie entre les photons de pompe et les photons laser. Pour nous concentrer sur les lasers solides « de puissance », nous parlerons donc ici des performances obtenues en essayant de tirer le maximum de puissance de chaque technologie. Nous laisserons de côté les amplificateurs pour nous concentrer sur les capacités maximales de chaque système utilisé en tant qu'oscillateur laser. Notons toutefois l'intérêt des configurations MOPA (Master Oscillator Power Amplifier), qui permettent, malgré une complexité et un coût élevé, d'atteindre de très fortes puissances crêtes en régime impulsionnel.

Pour ce qui est du régime impulsionnel, on distinguera deux régimes distincts, suivant la largeur temporelle des impulsions : le régime nanoseconde (par exemple les systèmes en régime déclenché), et le régime picoseconde (par exemple des systèmes en régime de verrouillage des modes en phase). Une telle étude ne pouvant bien sûr être exhaustive en restant de taille raisonnable, nous nous appuierons seulement sur une sélection de publications représentatives de l'état de l'art de chaque technologie. La plupart des résultats présentés concernent des lasers émettant à une longueur d'onde autour de 1 μ m, celle-ci correspondant aux bandes d'émissions les plus efficaces des ions terres rares utilisés comme espèces actives, comme le Néodyme et l'Ytterbium.

Nous allons commencer par présenter les meilleurs résultats obtenus avec des cristaux massifs « classiques », avant d'évoquer les slabs laser, les disques minces et les lasers à guide d'onde, dont le principe de base est la réduction d'une des épaisseurs des cristaux laser pour mieux évacuer la chaleur. Nous passerons ensuite aux lasers à fibres amorphes dopées, qui permettent de répartir la charge thermique sur de très grandes longueurs d'absorption, en parlant des avancées dans le domaine des fibres à cristaux photoniques. Nous conclurons en comparant ces différentes technologies suivant leur régime de fonctionnement.

II. Lasers à cristaux massifs

II.1. Performances et limitations des architectures classiques

Le principe le plus « classique » de laser solide pompé par diode est l'utilisation de cristaux massifs dopés comme milieu amplificateur. Ces cristaux sont obtenus par diverses méthode de croissance, la plus connue et la plus utilisée industriellement étant la méthode Czochralski, qui permet d'obtenir des monocristaux de grandes dimensions. Les exemples les plus célèbres et les plus utilisés industriellement sont le Nd :YAG, et le Nd :YVO₄. Ils peuvent être pompés longitudinalement par des diodes laser, souvent fibrées, ou transversalement, par des barrettes de diodes laser dont les faisceaux sont remis en forme par un système optique. Ces deux configurations sont rappelées en figure II.1.1 Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal, le mode laser est imposé par la cavité.



Figure II.1.1 Principe de lasers à cristaux massifs pompés transversalement par des barrettes de diodes laser (en haut) ou longitudinalement par une diode laser fibrée (en bas).

Le principal problème des cristaux massifs pour la réalisation de lasers puissants est leur mauvaise gestion des effets thermiques. La puissance de pompe est en effet absorbée dans un volume très petit, typiquement de quelques mm³, ce qui conduit à une charge thermique importante dans la zone pompée. La conductivité thermique de ces cristaux est de plus assez basse (de l'ordre de 10 W/mK dans les meilleurs cristaux, comme le Nd :YAG), ce qui limite l'évacuation de cette charge thermique vers le système de refroidissement.

Cette charge thermique a plusieurs conséquences néfastes sur le fonctionnement du système. En dépeuplant le niveau d'énergie fondamental, l'élévation de température peut affecter directement l'efficacité du laser. De plus, cette élévation de température n'est pas homogène dans le cristal, puisqu'elle est liée au profil spatial du faisceau de pompe. L'indice de réfraction dépendant de la température, le cristal laser devient, sous l'effet de la puissance de pompe, une lame de phase qui se comporte comme une lentille aberrante. L'inhomogénéité de la température a également des conséquences mécaniques sur le cristal : elle provoque l'apparition de contraintes, qui peuvent mener jusqu'à la fracture du milieu cristallin. Tous ces effets limitent la puissance de pompe que peut supporter le cristal, ainsi que l'efficacité et la qualité spatiale des lasers obtenus.

Nous reparlerons plus en détail des effets thermiques dans les cristaux laser dans la seconde partie de ce manuscrit.

Systèmes en régime continu

Dans les architectures les plus classiques, sans améliorations particulières pour gérer les problèmes thermiques, la plupart des systèmes se limitent à quelques dizaines de watts [Kaneda 92]. Quelques systèmes en pompage transverse atteignent des puissances supérieures au kW en sacrifiant la qualité spatiale du faisceau de sortie [Akiyama 02], mais les facteurs M^2 de ces lasers sont très élevés et ils sortent du cadre de notre étude.

Il est possible de dépasser ces limitations en utilisant plusieurs cristaux laser, pour répartir la puissance de pompe sur plusieurs milieux actifs. Cette astuce a par exemple permis d'obtenir 30 W de laser à 1064 nm avec une efficacité optique – optique de 60% (cf. encadré) en utilisant deux barreaux de Nd :YVO₄ [Chen 00]. Un autre système similaire a permis d'obtenir plus de 1 kW de puissance continue grâce à deux barreaux d'Yb :YAG, avec un facteur de qualité M^2 <2.5, et une efficacité optique – optique de l'ordre de 30% [Honea 00]. Plus de 300 W ont également été obtenus à 1064 nm grâce à 2 barreaux de Nd :YAG dont les lentilles thermiques sont compensés par des gels à dispersion thermique négative [Roth 05].

A propos de l'efficacité des systèmes laser :

Il existe plusieurs façons, plus ou moins judicieuses et plus ou moins honnêtes, de quantifier l'efficacité d'un système laser. D'un point de vue physique, on s'intéresse généralement au rapport entre la puissance laser fournie par un système en fonction de la puissance de pompe incidente dans ce système. C'est généralement ainsi que nous exposerons nos résultats laser dans la suite. On parle alors d'efficacité optique-optique :

$$\eta_{optique-optique} = \frac{P_{laser}}{P_{pompe_{incidente}}}$$

Il est aussi possible, d'un point de vue plus « industriel », de s'intéresser au rendement « à la prise », ou rendement électrique-optique, c'est-à-dire à la puissance laser fournie par rapport à la puissance électrique consommée par le système. Cela revient généralement à tenir compte du rendement électrique-optique des diodes de pompage dans le calcul. On a alors :

$$\eta_{electrique-optique} = \frac{P_{laser}}{P_{electrique_consommée}}$$

Une façon nettement moins exhaustive de calculer l'efficacité d'un système est de faire le rapport entre la puissance laser fournie et la puissance effectivement absorbée par le milieu laser.

Dans cet état de l'art, sauf indication contraire, les rendements indiqués sont les efficacités optique-optique.

Rien ne limite cette technique à seulement 2 milieux amplificateurs, comme l'a démontré Frede [Frede 05], en obtenant 170 W de laser monomode transverse grâce à une cavité en anneau incluant 4 barreaux de Nd :YAG. (Notons que ces configurations sont finalement assez proches des MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) [Kim 06], qui sortent du cadre de cette étude).

Il est également possible de descendre à des températures cryogéniques pour profiter de l'augmentation de la conductivité thermique qui en découle. Cet effet a été utilisé avec succès sur un barreau d'Yb :YAG refroidi à 100 K, permettant d'obtenir une puissance continue de 165 W, avec une efficacité de 75% et un faisceau limité par diffraction [Ripin 04].

Comme nous l'avons déjà dit, l'effet de lentille thermique devient rapidement non négligeable dans les cristaux laser, dés qu'on atteint des puissances de pompe de plusieurs watts. En modélisant et en tenant compte de cette lentille supplémentaire dans la cavité, on peut mettre au point des cavités laser stables et efficaces à haute puissance de pompe. La contrepartie est que ces cavités ne sont capables de fonctionner correctement qu'autour d'une certaine valeur de puissance de pompe, et qu'elles deviennent rapidement instables quand on s'en éloigne. Mc Donagh *et al.* ont ainsi démontrés un oscillateur puissant et efficace avec un cristal de Nd :YVO₄ pompé à 888 nm, dans une cavité instable à faible puissance de pompe mais stabilisée par la lentille thermique. Une puissance laser de 115 W à 1064 nm ont été obtenus, avec une efficacité de 54% et un faisceau de sortie limité par la diffraction [McDonagh 07-1].

Une autre solution envisagée est de rajouter un milieu transparent conduisant bien la chaleur aux extrémités pompées du milieu à gain (on parle de « bonding », ou de « cristal composite »). Dans de nombreux cas, le milieu transparent est en fait une épaisseur non dopée de la matrice cristalline du milieu à gain. Un schéma de principe est donné en figure II.1.2. Cela permet une meilleure extraction de la chaleur à l'intérieur du cristal [Tsunekane 92]. Cette technique a permis d'obtenir des améliorations significatives des performances dans certains systèmes [Tsunekane 99].



Figure II.1.2 Schéma de principe d'un cristal composite.

Systèmes en régime impulsionnel

Les cristaux massifs se prêtent très bien au régime impulsionnel, que ce soit en régime déclenché (Q-Switch), ou en verrouillage des modes en phase (Mode-Lock). Ils sont capables de stocker de grandes quantités d'énergie, d'utiliser des modes laser de diamètre importants (plusieurs centaines de microns) sans perdre le caractère monomode transverse de l'émission laser, évitant ainsi l'apparition des effets non-linéaires. La résistance naturelle des milieux cristallins leur permet de plus d'encaisser des puissances crêtes bien supérieures à ce que peut supporter un milieu transparent amorphe comme la silice. En régime impulsionnel, le seuil de dommage typique d'un cristal de YAG est autour de 5 J/cm², à comparer avec la résistance de 1 J/cm² de la silice fondue [Xu 07]. Par contre, les puissances moyennes qui peuvent être atteintes dans les systèmes à cristaux massifs sont limitées par les mêmes effets thermiques qui les gênent en régime continu.

Dans les systèmes utilisant des architectures simples, on atteint des puissances crêtes importantes, même si les puissances moyennes restent relativement faibles.

Les systèmes laser générant des impulsions nanosecondes, obtenues en régime déclenché de façon active ou passive permettent d'obtenir plusieurs MWatts crêtes. On peut citer par exemple un système commercial basé sur un barreau de Nd :YAG obtenant jusqu'à 40 mJ à 1064 nm pour des impulsions de 7 ns, avec une cadence de répétition de 100 Hz, ce qui correspond à des puissances crêtes de 6 MW [Centurion Quantel].

Pour des impulsions de l'ordre de la picoseconde, des puissances de plusieurs MWatts sont atteintes sur des systèmes commerciaux, avec des fréquences de répétition de la centaine de MHz [Site TBWP]. Pour ce qui est des hautes puissances moyennes, un cristal de Nd : YVO_4 a permis d'obtenir, dans une cavité corrigée de la lentille thermique, des impulsions de 9,5 kW et 37 ps à 150 MHz, ce qui correspond à une puissance moyenne de 54 W [McDonagh 07-2].

II.2. Systèmes à mode laser en incidence rasante (Bounce oscillator)

Les problèmes souvent rencontrés en pompage transverse classique sont le manque d'uniformité du gain, et le mauvais recouvrement entre les zones de gain fort et le mode TEM_{00} souhaité. Cela amène en général à une perte de qualité sur le faisceau signal, et à une baisse de l'efficacité. Une géométrie particulière a donc été étudiée pour le pompage transverse. Pour profiter de la forte inversion de population provoquée par la puissance de pompe dans les premiers microns de la face pompée du cristal, le faisceau signal vient se réfléchir (réflexion totale interne) sur celle-ci (cf figure II.2.1).



Figure II.2.1 Principe d'un laser en incidence rasante

Un autre avantage de cette configuration est que la zone subissant la plus forte puissance de pompe est aussi la plus proche du système de refroidissement, garantissant ainsi une évacuation maximale. Une puissance laser de 42 W en régime continu a ainsi été obtenue avec un cristal de Nd:GdVO₄ [Thompson 04], et de façon similaire des résultats récents font état de 46 W de laser dans un cristal de Nd :YAG fortement dopé (2% at.), avec une efficacité de 45%, en utilisant cette configuration [Sauder 06].

En régime déclenché nanoseconde, les systèmes à mode laser en incidence rasante permettent d'atteindre des puissances moyennes assez élevées. Un oscillateur utilisant un cristal de Nd :YVO₄ a ainsi permis d'obtenir des impulsions de 5,3 kW et 15 ns en régime déclenché, avec une cadence de 200 kHz, ce qui correspond à une puissance moyenne de 16 W [Garcia-Lopez 03].

II.3. Conclusion sur les lasers à cristaux massifs

En ce qui concerne le régime continu, la conclusion de ce panorama des lasers à cristaux massifs est que les performances sont clairement limitées par les effets thermiques, et que

aucun système n'atteint le kilowatt en émission laser continue en gardant une bonne qualité de faisceau.

En régime impulsionnel, les cristaux massifs permettent d'atteindre des puissances crêtes élevées, pour des durées d'impulsions variant de la nanoseconde à la picoseconde. Les puissances moyennes restent de l'ordre de quelques dizaines de watts. Ces caractéristiques en font de bons candidats pour des conversions de fréquence efficaces, et les solutions commerciales actuelles dans le domaine des lasers impulsionnels dans l'IR et le visible sont le reflet de cette constatation.

III. Lasers à slabs et à disques minces, lasers à guides d'onde

III.1. Les slabs laser

Les Slabs sont des cristaux d'épaisseur faible (de l'ordre du mm), aussi larges et longs que des cristaux classiques (plusieurs mm). Ces cristaux en formes de "plaques" ont plusieurs avantages : en particulier, leur faible épaisseur permet de rapprocher le système de refroidissement du cœur du cristal, ce qui améliore son efficacité. Dans les systèmes en pompage transverse [Rutherford 01] [Site Q-Peak], le faisceau de pompe et le faisceau signal peuvent faire des zigzags dans la largeur du cristal, ce qui permet de répartir la charge thermique et d'augmenter le rendement du laser. Dans les systèmes en pompage longitudinal, le faisceau de pompe est en général guidé dans le slab, alors que le faisceau signal se propage librement ou fait des zigzags pour profiter au mieux du gain apporté par la puissance de pompe. Ces configurations sont schématisées en figure III.1.1.

La qualité spatiale du faisceau est généralement bonne dans la petite direction du slab, mais le faisceau est souvent très multimode dans sa grande direction, à cause de l'extension de la zone de gain sur cet axe. Pour pallier ce problème, des systèmes de « résonateurs instables » ont été proposés. En utilisant un miroir cylindrique, on peut s'arranger pour que la cavité soit stable dans la direction où le faisceau est monomode, et instable dans l'autre direction. Les modes d'ordre supérieurs qui pourraient apparaître dans un résonateur stable sont donc absents, et on obtient ainsi une émission monomode transverse dans les deux directions. Une puissance de 220 W continue a ainsi été obtenue avec une efficacité de 30% et un facteur de qualité $M^2 < 1,5$ dans les deux directions, dans un slab en Nd :YAG pompé transversalement [Hodgson 02]. En pompage longitudinal, une puissance de 500 W a été atteinte, avec une efficacité de 45% et un facteur de qualité $M^2 < 6$, dans un autre slab Nd :YAG [Schnitzler 02]. Ces structures sont suffisamment résistantes aux problèmes thermiques pour que des puissances de plusieurs kilowatts soient obtenues, mais dans ce cas la qualité de faisceau de dégrade rapidement [Hodgson 93].



Figure III.1.1 Principe des lasers à slabs, en pompage transverse (à gauche) et en pompage longitudinal (à droite).

Les slabs laser permettent d'atteindre, en régime déclenché, des cadences et des puissances moyennes plus élevées que les architectures plus classiques. Un slab en Nd :YVO₄ a par exemple démontré des impulsions de 150 kW et 11 ns, avec une cadence de 50 kHz, correspondant à une puissance moyenne de 83 W [Du 03]. On peut également citer un système utilisant un slab Yb :YAG refroidi à température cryogénique pour obtenir des impulsions de 500 kW et 40 ns, à une cadence de 10 kHz, correspondant à une puissance moyenne remarquable de 200 W, avec une excellente qualité de faisceau [Pati 07]. La société Edgewave commercialise un système fournissant des impulsions de 9 ns d'énergie 5 mJ pour une cadence de 3 kHz [IS-Serie Edgewave].

III.2. Lasers à disques minces

Toujours dans l'idée de diminuer l'épaisseur du cristal laser pour réduire les problèmes thermiques, une des solutions les plus développées industriellement (Trumpf, Rofin Sinar) est le laser à disque mince. On donne au cristal la forme d'un disque d'une centaine de micron d'épaisseur et on dépose un traitement miroir sur une de ses faces, qui est fixée sur un système de refroidissement. Le principe, inventé à l'Université de Stuttgart dans le groupe d'A. Giesen [Giesen 94] est présenté figure III.2.1.



Figure III.2.1 Principe des lasers à disques minces

La finesse du milieu laser permet une excellente évacuation de la chaleur et empêche l'établissement d'une lentille thermique puissante. De plus l'utilisation de disques et de faisceaux de pompe de plus grands diamètres permet de monter en puissance par simple homothétie. Le disque peut être pompé longitudinalement, mais comme l'épaisseur du milieu est très faible, de multiples passages du faisceau de pompe sont nécessaires pour que l'absorption soit suffisante [Brauch 95]. Des systèmes de pompage transversaux sont également développés [Yamamoto 04], le cristal étant alors pompé par la tranche. Une puissance de plus de 230 W continue a ainsi été obtenue grâce à un cristal composite d'Yb :YAG, avec une efficacité de 24 % et un facteur de qualité $M^2 = 17$ [Tsunekane 06].

Les lasers à disques minces permettent d'atteindre de très hautes puissances en régime continu. Grâce a des systèmes utilisant 4 disques en série, Trumpf laser commercialise un système fournissant une puissance continue de 8 kW (2 kW par disque), avec un rendement de 25% (mais un faisceau de qualité spatiale médiocre, M²~20) [Giesen 07]. D'autres résultats présentent des puissances plus faibles mais avec des qualités spatiales meilleures [Hua 02]. En régime nanoseconde et picoseconde, des puissances crêtes de plusieurs dizaines de MW sont atteintes par des systèmes commerciaux [Thin Disk FGSW], avec des fréquences de répétition de l'ordre du kHz. On peut également citer les résultats d'un amplificateur à disque mince permettant d'atteindre des impulsions de 1 GW et 4,5 ps, à une cadence de 1 kHz, ce qui correspond à une énergie de 4,5 mJ [Mueller 03].

En conclusion, les lasers à disques minces présentent un intérêt remarquable pour dépasser les limites thermiques des cristaux massifs. Des systèmes commerciaux ont déjà été développés, et des puissances de plusieurs kW ont été démontrées en régime continu. Il faut toutefois noter que les architectures de pompage de ces systèmes sont complexes, et que la montée en puissance se fait généralement au détriment de la qualité spatiale du faisceau de sortie.

III.3. Lasers à guide d'onde

Les systèmes laser à guides d'onde s'inscrivent dans la continuité des slabs laser. En effet, en réduisant encore l'épaisseur du milieu à gain à quelques microns, on atteint une configuration de guide planaire pour le signal laser. Cette réduction d'épaisseur permet d'approcher le refroidissement encore plus prés de la zone d'échauffement maximal. Dans cette configuration, le signal laser et le faisceau de pompe sont guidés dans le cristal, dans une direction. La cavité laser peut être réalisée avec des miroirs classiques ou avec des traitements directement déposés sur les faces du guide.

La géométrie particulière des guides permet d'envisager de nombreuses façons d'injecter le faisceau de pompe dans le cristal. Nous distinguerons principalement trois configurations :

Pompage transversal : Le faisceau de pompe est parfois injecté directement dans le guide (couplage de proximité). En effet, le faisceau issu d'une barrette de diodes a une forme elliptique très bien adaptée à celle du guide. Dans les autres cas une remise en forme est nécessaire, en général par des optiques cylindriques. Cette configuration permet une répartition uniforme de la puissance de pompe le long du cristal. Le faisceau de pompe est guidé dans la direction perpendiculaire au signal. Le nombre de diodes de pompe est limité par la longueur du cristal [Li 03][Mackenzie 01-1]

Pompage longitudinal : Le faisceau de pompe peut être injecté directement ou nécessiter une remise en forme, en général par des optiques cylindriques. Des structures similaires au "double clad" des lasers à fibres sont employées : un premier guide avec une grande ouverture numérique guide le faisceau de pompe, et un second guide, situé à l'intérieur du premier, contient les ions dopants et guide le faisceau signal [Mackenzie 01-2].

Pompage par les faces : La puissance de pompe est apportée par-dessus et/ou pardessous. Elle n'est pas guidée, des traitements miroirs sont donc appliqués sur les faces pour augmenter le nombre de passages dans la couche dopée [Lee 01]. Des très hautes efficacités de couplage du faisceau de pompe ont ainsi été obtenues (jusqu'à 90%) [Lee 02-1]. Ces trois configurations sont schématisées sur la figure III.3.1. Le guidage du faisceau de pompe permet d'atteindre des gains importants, la puissance étant concentrée dans un volume limité. De plus, si le guide est suffisamment mince, il est monomode à la longueur d'onde du signal, ce qui permet d'obtenir une excellente qualité de faisceau dans la direction guidée. Par contre, la lumière n'est confinée que dans une direction, et libre dans la direction perpendiculaire. Cela conduit à des faisceaux elliptiques et le faisceau laser est très largement multimode dans la direction perpendiculaire ($M^2 = 100$ ou plus) [Mackenzie 01-1]. Des configurations de résonateurs instables, similaires à celles utilisées pour les slabs laser, permettent d'atténuer ce problème.



Figure III.3.1 Principe général des lasers à guide d'onde, avec pompage par les faces, pompage transverse ou pompage longitudinal.

Parmi les meilleurs résultats obtenus en régime continu par ces systèmes, on peut citer la démonstration de 150 W de laser à 1064 nm obtenus en sortie d'un guide d'onde Nd :YAG, avec une efficacité de 35 % et un facteur de qualité $M^2 = 4,4 \times 8,6$ [Lee 02-1], ou encore une puissance de 110 W obtenue avec un autre guide Nd :YAG avec une efficacité de 24% et un faisceau quasiment limité par la diffraction [Lee 02-2].

En régime impulsionnel, des systèmes utilisant des cristaux d'Yb:YAG ou de Nd:YAG obtiennent des puissances crêtes relativement hautes (jusqu'à 33 kW), avec des énergies de quelques dizaines de microjoules, des impulsions de l'ordre de la nanoseconde et des cadences de plusieurs dizaines de kHz [Beach 01][Mackenzie 02]. Aucune expérience concernant de hautes puissances crêtes (>100 kW) n'a été reportée à notre connaissance en utilisant les lasers à guide d'onde.

IV. Lasers à fibres amorphes

IV.1. Les fibres « double clad » classiques

Les fibres optiques en silice dopées avec des ions terres rares sont des milieux laser très étudiés car ils présentent de nombreux avantages en terme d'efficacité laser et de gestion des effets thermiques. Il est aisé, grâce aux techniques actuelles, de réaliser des fibres dites « double clad », qui présentent un cœur monomode dopé par des ions terres rares, une première gaine en verre non dopé, complétée par une seconde gaine polymère, le tout sur de grandes longueurs (plusieurs dizaines de mètres) Le cœur est un guide monomode (diamètre d'environ 10 μ m), qui sert de milieu actif, et dans lequel le signal laser se propage. La gaine en verre (et la gaine polymère autour) forme un guide très multimode (diamètre d'environ 400 μ m), d'une ouverture beaucoup plus grande, dans laquelle on peut injecter le faisceau de pompe issu de diodes laser de puissance. Le rapport élevé entre le diamètre de la gaine et celui du cœur, ainsi que la faible section efficace d'absorption des ions terres rares dans la silice, impose une grande longueur d'absorption. Ceci veut aussi dire que la charge thermique sera répartie sur une grande longueur, et qu'elle sera donc plus facile à gérer. De plus, le mode du signal laser n'est pas imposé par les modes propres d'un résonateur laser, mais plutôt par le caractère monomode du cœur de la fibre. Il sera donc peu sensible à une éventuelle déformation du profil d'indice par la température.

Le gain de ces milieux laser étant très élevé, le coefficient de réflexion de 4% de l'interface verre/air au niveau d'une face de la fibre est suffisant pour servir de miroir de sortie. Il est également possible d'inscrire des miroirs de Bragg dans les fibres, ou d'utiliser des miroirs diélectriques classiques.

active core mirror laser radiation pump light

Le principe des lasers à fibre est schématisé sur la figure IV.1.1.

Figure IV.1.1 Principe des lasers à fibre « double-clad »

Les matériaux amorphes comme la silice utilisée pour fabriquer les fibres optiques sont loin d'être aussi résistants aux fortes puissances que les cristaux. Pour éviter tout dommage dans un laser à fibre, il est donc nécessaire d'utiliser des fibres dans lesquelles le mode du signal est très large (on parle de fibres « Large Mode Area »), ce qui permet de réduire la densité de puissance. L'inconvénient de cette méthode est que le signal est alors généralement légèrement multimode (apparition du mode guidé LP₁₁), ce qui peut être très préjudiciable à la qualité du faisceau de sortie du laser. Il existe plusieurs méthodes pour réduire ce problème, comme par exemple enrouler la fibre d'une façon favorisant le mode fondamental LP₀₁.

Les lasers à fibres permettent d'obtenir une bonne efficacité, car le guidage du faisceau de pompe et du faisceau signal assure un bon recouvrement entre les deux. De plus, le caractère monomode du cœur permet généralement d'obtenir une bonne qualité de faisceau. En régime continu, les performances atteignent plusieurs kilowatts de puissance laser, avec un faisceau de bonne qualité. Un oscillateur utilisant deux diodes de pompe (une injectée à chaque bout de la fibre), pompant une fibre dopée Yb, a démontré une puissance de 1,3 kW à 1080 nm avec une efficacité de 60% et un facteur de qualité de faisceau M² < 3 [Mörl 2004]. Un autre système similaire a permis d'obtenir une puissance de 1 kW avec une efficacité de 80% et un M² de 1,3 [Jeong 04-2]. IPG Photonics propose aujourd'hui des systèmes commerciaux fournissant jusqu'à 3 kW de puissance avec un faisceau monomode transverse [Site IPG]. On peut également noter l'effort qui a été fourni pour réaliser des oscillateurs permettant d'obtenir un faisceau de sortie polarisé, en utilisant des fibres dont la symétrie radiale est brisée par des contraintes. Une puissance de 400 W avec une efficacité de 66%, un faisceau

de sortie polarisé linéairement et monomode transverse a ainsi été démontrée par Galvanauskas *et al.* [Liu 06].

L'évolution spectaculaire des puissances obtenues dans les lasers à fibre en régime continu ces dernières années est illustrée sur la figure IV.1.2.



Figure IV.1.2 Evolution de la puissance maximale des lasers à fibre en régime continu, avec les principaux acteurs de cette progression.

Les abus de langage du monde du laser... :

En photométrie, la grandeur exprimée en Watts est le Flux de photon. Un flux par unité de surface porte le nom d'Eclairement, et l'Intensité est un flux par unité d'angle solide. Ces conventions pourtant bien définies ne sont pas utilisées dans le vocabulaire courant du laser. On parle ainsi de puissance laser en Watts, et d'Intensité pour des Watts par mètres carrés. Par souci d'homogénéité avec nos collègues du monde du laser, nous utiliserons les mêmes abus...

Unité Photométrique	Notation Laser correspondante	Unité
Flux F	Puissance P	(Watts)
Eclairement E	Fluence/Intensité I	$(Watts/m^2)$
Intensité I	(peu utilisé)	(Watts/Str)

En ce qui concerne le régime impulsionnel, les lasers à fibres sont confrontés à plusieurs limitations importantes. En effet, le confinement du signal dans un cœur monomode implique une intensité (cf. encadré ci-dessous) très élevée dans ce cœur, ce qui a deux effets négatifs. Le premier est de faciliter l'apparition d'effets non linéaires, qui augmentent très rapidement avec la puissance crête et avec la densité de puissance. Le second est que le seuil de dommage de la silice, assez faible, peut être facilement dépassé quand on cherche à atteindre de hautes puissances crêtes. Les effets non linéaires, qui incluent l'effet Kerr, l'effet Raman, ainsi que l'effet Brillouin, entre autres, perturbent fortement le spectre du laser, augmentent la durée des impulsions, et peuvent provoquer une focalisation catastrophique du faisceau laser dans le cœur, menant à sa destruction. Ces effets limitent donc la puissance crête que peuvent atteindre les lasers à fibres en régime impulsionnel. De plus, les fibres sont typiquement longues de plusieurs mètres, ce qui implique que le temps de vie des photons dans la cavité est long, et que les impulsions obtenues en régime déclenché seront généralement plus

longues que dans les lasers à cristaux massifs. En régime déclenché, une puissance crête de 32 kW a été obtenue avec des impulsions de 35 ns à une fréquence de 10 kHz, soit une énergie de 1,2 mJ par impulsion [Piper 04]. En régime picoseconde, on trouve surtout des systèmes d'amplification (configuration « MOPA » Master Oscillator Power Amplifier) [Vyatkin 04][Site IPG], qui sortent du cadre de notre étude.

IV.2. Les fibres à cristaux photoniques

Une nouvelle génération de lasers à fibres, en plein développement à l'heure actuelle, est constituée de fibres à « cristaux photoniques », encore appelées fibres microstructurées. On distinguera, dans le cadre des lasers de puissance, deux technologies distinctes : les fibres à « airclad », et les fibres « en nid d'abeille » (holey fiber), qui utilisent la physique des bandes interdites photoniques.

Au lieu d'utiliser des matériaux différents pour réaliser le guidage, on peut utiliser des fibres dites "Air-clad" : La présence des trous dans la fibre baisse localement la valeur de l'indice vu par les ondes lumineuses, permettant de produire le guidage avec un seul matériau troué. L'avantage de cette technologie est qu'elle permet de fabriquer des fibres avec des sauts d'indices très forts, donc avec une ouverture numérique très élevée (jusqu'à 0,8 ! [Wadsworth 03]). Dans les fibres laser à cristaux photoniques, cette technologie est utilisée pour délimiter la gaine où se propage le faisceau de pompe : en effet, une grande ouverture numérique permet d'injecter plus de puissance de pompe plus facilement dans la fibre.

La technologique des holeys fibers permet de créer des cœurs guidant à très faible ouverture numérique. Cette technique permet d'augmenter la taille du cœur dopé tout en gardant un faisceau monomode. Cela permet de diminuer la densité de puissance en gardant une bonne qualité de faisceau, ce qui prédestine cette technologie au régime impulsionnel. De nombreuses publications présentent ces deux technologies ensemble [Limpert 03], comme présenté sur la figure IV.2.1.



Figure IV.2.1 Exemple de fibre à cristaux photoniques, avec une gaine extérieure limitée par un « air clad », et un cœur défini par une structure en nids d'abeilles.

Les fibres à cristaux photoniques ne sont *a priori* pas de bons candidats pour le régime continu, vu que les trous d'air diminuent la capacité d'évacuation thermique de la fibre. Une puissance de 260 W, avec une efficacité de 72% a tout de même été démontrée, grâce à une fibre utilisant les deux technologies évoquées ci-dessus. Un faisceau de pompe était injecté à chaque extrémité de la fibre. En régime impulsionnel, l'augmentation de la taille du coeur dopé permet d'augmenter les seuils de dommage dans les fibres microstructurées. Des impulsions de 26 ps avec 27 kW de puissance crête ont ainsi été obtenues à une cadence de 56 MHz dans une fibre dopée Nd [Meonster 04].
En diminuant l'ouverture numérique du cœur d'une fibre optique, on augmente aussi sa sensibilité aux pertes par torsion. Par conséquent, augmenter la taille des cœurs monomodes des fibres à cristaux photoniques n'est possible qu'en s'assurant que la fibre reste bien droite. Cette idée a mené au développement des fibres « rod type », commercialisées par Eolite. Ces fibres sont constituées d'une gaine extérieure très épaisse (de l'ordre du millimètre) qui contient deux structures guidantes concentriques à cristaux photoniques, le guide du faisceau de pompe (grande ouverture numérique, technologie air clad), et le guide du faisceau signal (faible ouverture numérique, diamètre jusqu'à 60 µm en gardant une émission monomode). La longueur de ces fibres est de plus réduite à environ 50 cm pour diminuer la taille des impulsions obtenues en régime déclenché. En régime continu, une puissance de 320 W a été démontrée dans ces fibres, avec une efficacité de 75 % et un faisceau de sortie monomode [Limpert 06]. En régime déclenché, des impulsions de 275 kW et 7.3 ns ont été obtenues, à une cadence de 100 kHz, ce qui représente une énergie de 2 mJ par impulsion [Schmidt 07]. Ces performances sont inédites dans un laser à fibre en régime déclenché (sans amplificateur), tant en terme de durée d'impulsion qu'en terme de puissance crête. Utilisées en amplificateur, les fibres rod-type ont permis d'obtenir des impulsions de 4,5 MW et 1 ns à 10 kHz, soit une énergie de 4,5 mJ par impulsion. Le facteur M² du faisceau de sortie est de 1,3 [Brooks 06].

En conclusion, les lasers à fibres sont actuellement la technologie reine pour obtenir des lasers puissants (plus de 1 kW) avec une bonne qualité de faisceau en régime continu, dans des systèmes simples, robustes, et relativement faciles d'utilisation. Pour ce qui est du régime impulsionnel, les fibres sont par contre limitées, en particulier par les effets non linéaires. La plupart des systèmes restent en dessous de quelques centaines de kW. Les fibres à cristaux photoniques présentent un développement très prometteur des lasers à fibre, en particulier la technologie « rod-type » qui a récemment démontré de bonnes performances en régime déclenché nanoseconde, et qui permet de faire reculer les limites des lasers à fibre en terme de puissance crête et d'énergie.

V. Conclusion : Quels sont les domaines de prédilection des systèmes existants ?

Une vue d'ensemble des performances obtenues par les différents systèmes est donnée en figure V.1, en nous limitant aux systèmes présentant une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 5$).



Figure V.1 Schéma récapitulatif des performances des systèmes laser avec une bonne qualité de faisceau, en terme de puissances moyennes et de puissances crêtes

On constate en regardant ces résultats que les cristaux massifs dominent les systèmes à haute puissance crête et basse puissance moyenne. En réduisant à l'extrême l'épaisseur des cristaux pour améliorer le refroidissement, on atteint le concept des lasers à disques minces, qui permettent de dépasser 100 W de puissance moyenne, mais avec des architectures de pompage complexes et des qualités de faisceau qui se dégradent rapidement. Le domaine des hautes puissances moyennes et des basses puissances crêtes est réservé aux fibres, qui permettent d'obtenir plusieurs kilowatts en régime continu en gardant de bonnes qualités de faisceau.

En raccourcissant les fibres et en les rigidifiant, on atteint un concept qui se rapproche du cristal massif, la fibre « rod-type ». Cette technologie est une incursion remarquable du monde des fibres dans celui des cristaux, qui permet d'atteindre des puissances crêtes de plusieurs MW.

On peut tout de même remarquer qu'il n'existe pour l'instant aucun système capable de combiner des puissances moyennes de plusieurs centaines de watts et des puissances crêtes de plusieurs centaines de kilowatts, et de nombreuses pistes sont à essayer ou à développer pour repousser les limites des systèmes laser.

Les travaux présentés dans cette thèse se découpent en deux thématiques, toutes deux reliées à l'état de l'art que nous venons de faire. La première thématique (Deuxième partie de ce mémoire) concerne l'étude des effets thermiques dans les cristaux laser, qui sont leur point faible et leur principale limitation à l'heure actuelle. Une meilleure compréhension de ces effets pourrait en effet nous aider à dépasser ces limites. La seconde thématique (Troisième partie de ce mémoire) concerne le développement de milieux laser qui permettraient de combiner les avantages des fibres et des cristaux pour atteindre des systèmes à haute puissance crête et haute puissance moyenne : les fibres monocristallines. Ces milieux actifs sont des cristaux massifs de grande longueur et de petit diamètre, dans lesquels le faisceau de pompe peut être guidé (cf. figure V.2)



Figure V.2 Schéma de principe d'un laser à fibre monocristalline.

Cette géométrie hybride, entre le cristal massif usuel et la fibre amorphe, présente de nombreux avantages. Nous détaillerons le principe des lasers à fibres monocristallines dans le chapitre I de la troisième partie.

Deuxième partie :

Etude des effets thermiques dans les cristaux laser en pompage longitudinal

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art des lasers de puissance, les systèmes laser utilisant des cristaux massifs pompés par diode sont limités en terme de puissance par les effets thermiques. L'absorption de fortes puissances de pompe conduit à un échauffement important des cristaux, ce qui affecte le fonctionnement laser de multiples façons.

Du point de vue de l'utilisateur du laser, ces effets se traduisent par une déformation du faisceau de sortie du laser, par une perte d'efficacité, voir par l'arrêt complet du système quand le cristal laser se fracture.

Du point de vue des concepteurs de lasers, la prise en compte des effets thermiques est devenue inévitable dans les systèmes de haute puissance. Ceci implique qu'il faut savoir les mesurer, les modéliser et comprendre leurs causes physiques précises.

Dans cette partie, nous allons donc nous intéresser à la réalisation et à l'utilisation d'un banc de caractérisation thermique des cristaux laser. Sa finalité est de permettre de mesurer la distribution de température et la lentille thermique dans un cristal laser en condition d'utilisation, avec et sans effet laser. Nous pourrons en déduire la conductivité thermique et le coefficient thermo-optique du cristal. Ces paramètres constituent une aide majeure pour un concepteur de laser, car ils permettent d'évaluer les limites d'un cristal (calculs des contraintes maximum supportées) et de concevoir une architecture laser tenant compte des lentilles thermiques.

Nous commencerons par présenter un état de l'art succinct des études thermiques précédentes, en incluant les travaux antérieurs réalisés dans notre équipe de recherche (I). Nous ferons ensuite un rappel des effets physiques mis en jeu, au niveau des causes de la génération de chaleur et de leurs effets sur le système (II). Nous présenterons ensuite une nouvelle méthode de mesure des conductivités thermiques, basée sur l'utilisation d'un banc de cartographie infrarouge (III). Enfin, nous détaillerons le banc de caractérisation thermiques. Ce banc nous permettra de mesurer simultanément la conductivité thermique et le coefficient thermo-optique d'un cristal, avec et sans effet laser. Nous donnerons un exemple de son utilisation sur des cristaux de fluorures dopés Yb (IV).

I. Etat de l'art et cadre de l'étude

I.1. Etat de l'art des études thermiques dans les cristaux laser

Nous présentons ici l'état de l'art des études thermiques, expérimentales et théoriques, concernant l'échauffement et la lentille thermique des cristaux laser en situation de pompage optique.

I.1.1 Etudes de la température dans les cristaux laser

De nombreux travaux précédents concernent la détermination expérimentale de la fraction thermique, c'est-à-dire de la proportion de puissance absorbée perdue sous forme thermique. On peut citer le travail de Fan [Fan 93], qui décrit d'importantes bases théoriques que nous réutiliserons par la suite. Citons également les nombreux travaux concernant l'évolution de la fraction thermique avec et sans effet laser [Ichiro 04][Blows 98].

Il existe cependant peu d'études expérimentales de la répartition de température au sein d'un cristal en condition de pompage. Cette répartition étant non homogène à l'intérieur du cristal,

un simple ensemble de sondes de température ne suffit évidemment pas à la mesurer. Bisson *et al.* ont présenté en 2000 [Bisson 00] une mesure de diffusivité thermique basée sur de la cartographie thermique de cristaux chauffés par une impulsion d'un laser à Argon, mais le but de leur expérience n'était pas la mesure de température en condition de pompage. Koechner a réalisé en 1970 une étude très complète sur des barreaux de Nd :Y₃Al₅O₁₂ (ou Nd :YAG) pompés par des lampes à arc, remontant à la distribution de température, et les résultats obtenus ne sont pas applicables au cas du pompage longitudinal par diode laser. [Koechner 70-2]. Seuls Pavel *et al.* ont récemment publié une étude de la dépendance des effets thermiques en fonction du dopage et de la longueur d'onde d'émission dans des cristaux de Nd :YAG, en utilisant entre autres des mesures de cartographie IR [Pavel 06].

Il existe, par contre, de nombreuses études théoriques sur le sujet. Une étude de grande qualité a été menée par Cousins [Cousins 92] à propos de barreaux pompés longitudinalement. Nous citerons également le travail de Farrukh *et al.* [Farrukh 88], dont les calculs peuvent s'appliquer à une distribution de pompe quelconque, et qui tient compte d'une éventuelle dépendance temporelle des paramètres. En parallèle à ces études théoriques, l'évolution des puissances de calculs des ordinateurs a permis le développement de calculs numériques par éléments finis (FEA en anglais, pour « Finite Element Analysis ») de la distribution de température [Site LASCAD][Site Castem].

I.1.2 Etudes de la lentille thermique dans les cristaux laser

Il existe de nombreuses publications concernant la mesure ou le calcul de la lentille thermique dans les cristaux laser pompés par diode. Nous distinguerons quatre types de mesures de lentilles thermiques : les méthodes géométriques, les méthodes basées sur le calcul des modes de la cavité, les méthodes interférométriques et les mesures géométriques de front d'onde.

Les méthodes géométriques sont généralement les plus simples à mettre en œuvre. La méthode du déplacement du point focal consiste par exemple à mesurer la variation de la focalisation d'un faisceau sonde passant au travers du cristal, avec et sans pompage [Burnham 70]. Ce genre de méthode s'applique assez mal au pompage longitudinal, à cause de la taille des cristaux et de la longueur des focales mesurées. D'autres méthodes, plus adaptées à cette géométrie de pompage, se basent sur la mesure de la déformation d'un faisceau sonde gaussien après son passage dans le cristal [Hu 73]. De façon générale, ces mesures sont peu précises et leur incertitude atteint facilement 20-30%.

La lentille thermique, en déformant le faisceau de cavité, change les modes propres de celleci. Il est possible de remonter à sa valeur en mesurant cette déformation ou la modification des conditions de stabilité de la cavité. Différentes techniques ont été utilisées pour cela. Nous citerons seulement ici l'une des plus simples : une cavité laser formée de deux miroirs plans constitue normalement une cavité instable. Néanmoins, elle peut être « stabilisée par la lentille thermique» du cristal, si celle-ci est convergente. En mesurant la zone de stabilité d'une telle cavité, on remonte à la valeur de la lentille thermique [Neuenschwander 95].

Les méthodes interférométriques classiques donnent de bons résultats en pompage transverse, mais elles sont difficilement applicables en pompage longitudinal, car la taille de la zone pompée et les déformations induites sur la phase sont trop petites pour générer un système de franges [Pfitsner 94] (Il est tout de même possible de faire des mesures grâce à la technique du « décalage de phase » longitudinal). Des mesures en interférométrie à décalage de phase latéral s'adaptent mieux à cette géométrie de pompage. Le principe est alors de faire interférer deux répliques légèrement décalées spatialement du front d'onde déformé d'un faisceau sonde passant au travers du cristal [Blows 98]. Ces mesures sont assez précises, l'incertitude relative sur la distance focale étant de l'ordre de 10 %. Elles sont par contre assez sensibles aux vibrations et demandent une sonde cohérente. Des analyseurs de front d'onde commerciaux basés sur ce principe ont été développés pour diverses applications [Site Phasics].

Les méthodes de mesures géométriques du front d'onde sont basées sur l'utilisation d'un analyseur de Shack-Hartmann. L'idée est alors de mesurer géométriquement les pentes locales du front d'onde à l'aide d'une matrice de microlentilles. On peut donc directement mesurer la forme du front d'onde d'un faisceau sonde après son passage dans le cristal. Cette méthode de mesure a été utilisée avec succès par plusieurs auteurs [Pittman 02] [Ito 02]. Elle présente une bonne précision (autour de 10% d'erreur), elle n'est pas sensible aux vibrations ou à la cohérence de la sonde utilisée, et elle permet de faire des mesures en temps réel à une cadence assez élevée (> 10 Hz). Son principal défaut est que sa résolution spatiale est limitée par le nombre de microlentilles. Des analyseurs utilisant ce principe sont disponibles commercialement [Site Imagine-Optic].

Mise à part ces études expérimentales, on dénombre aussi plusieurs études théoriques concernant la modélisation des effets thermo-optiques [Shi 07][Koechner 99]. Les codes de simulation par FEA sont aussi très utilisés dans ce domaine.

I.1.3 Notre point de départ : Travaux antérieurs dans l'équipe

L'équipe de recherche ELSA travaille depuis plusieurs années déjà sur la mesure et la modélisation des effets thermiques dans les cristaux laser pompés longitudinalement par diode. Les travaux que nous présentons ici s'inscrivent dans cette thématique, et s'appuient sur les résultats précédents cités ci-dessous :

Un banc de cartographie infrarouge des cristaux laser pompés par diode a été développé par Sébastien Chénais pendant sa thèse. Il a été utilisé pour observer le temps d'établissement des gradients de température dans un cristal d'Yb :YAG. Il a également permis la mesure des coefficients de transfert thermiques entre le cristal et sa monture, pour plusieurs types de refroidissement. Ces mesures ont été réalisées sous l'effet du pompage, mais sans effet laser [Chénais 04].

Un banc de mesure de lentille thermique avec et sans effet laser a aussi été réalisé par S. Chénais pendant ses traveaux de thèse. Il a été utilisé pour faire des mesures de lentilles thermiques dans des cristaux dopés Ytterbium (Yb:YAG, Yb:GGG, Yb:GdCOB, Yb:YCOB, Yb:KGW, Yb:BOYS, Yb:CaBOYS), en tenant compte des aberrations des lentilles mesurées. Grâce à la comparaison des mesures avec et sans effet laser, ce banc a permis la détermination du rendement quantique de fluorescence et des coefficients thermo-optiques de ces cristaux [Chénais 02][Chénais 06]

Ces travaux expérimentaux se sont appuyés sur un modèle de calcul analytique que nous réutiliserons par la suite, en le complétant pour l'adapter à nos besoins.

I.2. Les objectifs de notre travail

Les études thermiques font appel à de nombreux paramètres physiques qui ne sont connus entièrement que pour un petit nombre de matériaux (comme le Nd :YAG par exemple). L'objectif de notre travail est de pouvoir mesurer les paramètres clefs pour la détermination de la lentille thermique de façon directe et autonome (c'est-à-dire sans avoir besoin de grandeurs issues de la littérature). Cela sera particulièrement utile pour caractériser facilement de nouveaux cristaux laser pour lesquels peu de données physiques sont disponibles.

Dans cet esprit nous présentons une **méthode originale** de mesure de la conductivité thermique faisant appel à la cartographie thermique en fonctionnement laser (expérience qui n'a jamais été reportée avant dans la littérature).

De plus, dans les limites de nos connaissances, il n'existe aucun travail présentant de mesures simultanées de distribution de température et de lentilles thermiques dans les cristaux laser, que ce soit avec ou sans effet laser. On dénombre, par contre, plusieurs études théoriques complètes et des codes de simulation capables de faire le lien entre ces deux effets physiques. Nous avons donc couplé les deux bancs de caractérisation évoqués précédemment pour pouvoir mesurer simultanément la répartition de température et la lentille thermique des cristaux avec et sans effet laser. Ce banc a été validé par des mesures sur un cristal bien connu (le Nd :YAG) avant d'être utilisé pour comparer des fluorures dopés Yb. Nous nous sommes appuyés, tout au long de ce travail, sur des calculs analytiques et des simulations par éléments finis pour valider nos résultats.

I.3. Le cadre de notre étude

Nous nous sommes concentrés, dans cette étude, sur le cas du pompage longitudinal par diode laser fibrée de cristaux laser massifs dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} insérés dans un dispositif de refroidissement radial. Dans ce paragraphe, nous allons expliciter ce cadre d'étude.

I.3.1 Les cristaux utilisés

Nous avons travaillé sur les cristaux suivants : Nd :YAG, Nd :YVO₄, Nd :GdVO₄, Yb :SrF₂, et Yb :CaF₂. Les deux ions dopants utilisés, Nd³⁺ et Yb³⁺, ont des spectroscopies très différentes (cf. figure I.3.1), et peuvent se comporter de façon très dissemblable. L'ion Yb a l'avantage d'une spectroscopie très simple, ce qui exclut l'existence de certains phénomènes parasites dont nous parlerons plus loin.



*Figure I.3.1 Schéma simplifié des niveaux d'énergie dans les ions Yb*³⁺ *et Nd*³⁺.

Les ions Nd^{3+} sont connus pour leur transition laser « 4-niveaux » très efficace autour de 1060 nm, alors que les ions Yb^{3+} présentent des sections efficaces plus faibles, mais des bandes d'émission plus larges (ce qui permet une certaine accordabilité). La transition laser des ions Yb^{3+} se situe autour de 1020-1050 nm (Cette longueur d'onde est en fait très dépendante de la matrice hôte), et constitue un laser quasi-trois niveaux, ce qui pose un certain nombre de problèmes que nous verrons par la suite.

La matrice cristalline choisie pour un milieu laser est très importante car c'est elle qui va fixer les caractéristiques thermo-mécaniques du cristal laser, en particulier sa conductivité thermique, sa dilatation, ou encore la variation de son indice de réfraction avec la température. Le cristal de Nd :YAG est très bien connu, ce qui nous permet de l'utiliser comme référence et pour vérifier la validité de nos calculs, de nos simulations ou de nos mesures.

Les cristaux utilisés sont polis avec une excellente qualité optique, et ils ont généralement reçu des traitements diélectriques sur leurs faces, qui peuvent être des traitements anti-reflets (pour éviter d'ajouter des pertes de Fresnel dans la cavité laser), ou des traitements hautement réfléchissants (pour que la face du cristal joue le rôle de miroir dans la cavité laser).

I.3.2 Le pompage longitudinal par diode de puissance fibrée

Nous avons déjà parlé de l'intérêt des diodes laser de puissance pour le pompage des cristaux laser dans l'état de l'art. Parmi les différentes configurations de pompage envisageables, le pompage longitudinal est très intéressant car il permet un meilleur recouvrement entre le faisceau laser et le faisceau de pompe comparé au pompage transverse. Si, de plus, la diode de pompe est fibrée, son faisceau de sortie est à symétrie radiale, ce qui facilite l'obtention d'une émission laser monomode et améliore encore l'efficacité. De tels systèmes de pompage sont disponibles commercialement et de plus en plus utilisés par les concepteurs de lasers. Nous avons donc décidé de centrer notre étude sur le cas du pompage longitudinal par diode de puissance fibrée.

Les différentes diodes utilisées dans notre étude ont des puissances variant de la dizaine à la centaine de watts. Leurs longueurs d'onde d'émission sont centrées sur les bandes d'absorption des ions dopants utilisés soit 808 nm pour pomper les cristaux dopés aux ions néodymes, et autour de 980 nm pour le pompage des cristaux dopés aux ions ytterbium.

La puissance issue de barrettes de diodes laser est injectée dans une fibre multimode, dont le diamètre de cœur varie typiquement entre 100 μ m et 800 μ m à l'heure actuelle. Le facteur de qualité M^2 des faisceaux obtenus est très élevé, généralement supérieur à 50, voir supérieur à 100. L'ouverture numérique des fibres multimodes utilisées est typiquement de 0,2. En sortie de fibre, le faisceau est généralement dépolarisé. Un exemple de mesure de M^2 sur une diode délivrant 60 W à 808 nm que nous avons utilisée est montré en figure I.3.2. Le cœur de la fibre a un diamètre de 400 μ m.



Figure I.3.2 Exemple d'évolution longitudinale du rayon à $1/e^2$ du faisceau issu d'une diode laser de puissance fibrée, focalisé par une lentille de 60 mm.

A propos des diodes de pompe... :

D'importants travaux sont effectués par les concepteurs de diode pour améliorer la « brillance » de ces systèmes, c'est-à-dire augmenter la puissance injectée dans des fibres de diamètre de plus en plus petit (Citons par exemple le projet européen Brigther). Le gain laser dépend en effet de l'intensité de pompe, qui s'exprime en W/m^2 . Au début de ces travaux, j'avais à ma disposition une vieille diode de 15 W injectée dans une fibre de 800 µm. Aujourd'hui, nous disposons dans l'équipe de diodes de 25 W injectées dans des fibres de 100 µm, ce qui représente un gain d'un facteur 100 en terme d'éclairement !

Citons également le cas des « diodes évasées » (« tapered laser diode ») [Lucas-Leclin 06] qui permettent d'obtenir des faisceaux de sortie monomode transverse dans les deux axes perpendiculaires à la propagation.

Dans les systèmes de pompage que nous avons utilisés, le faisceau obtenu en sortie de fibre est collimaté puis refocalisé dans le cristal par deux doublets adaptés. La figure I.3.3 représente ce banc de pompage.



Figure I.3.3 Schéma du dispositif de pompage utilisé.

I.3.3 Le système de refroidissement

L'évacuation de la chaleur d'un cristal laser est un problème non trivial : il s'agit de ne pas gêner le fonctionnement laser tout en assurant une extraction suffisante de la chaleur. C'est un problème particulièrement crucial dans le cas de systèmes laser dont l'efficacité est très dépendante de la température, comme dans les cristaux dopés Yb. L'architecture de refroidissement que nous avons utilisée est schématisée sur la figure I.3.4.



Figure I.3.4 Schéma du système de refroidissement des cristaux laser.

La monture en cuivre est mise en contact avec le cristal par de la graisse thermique, qui améliore le contact thermique [Chénais 04]. L'élément Peltier permet d'améliorer le transfert entre la monture du cristal et le bloc de circulation de l'eau et de contrôler activement la température de l'ensemble.

II. Origine et effets de l'élévation de température dans les cristaux laser

La puissance de pompe incidente sur le cristal laser est en partie absorbée. L'énergie accumulée par le cristal peut alors se dissiper de plusieurs façons, qui impliquent toutes la génération d'une quantité plus ou moins grande de chaleur. Ceci se traduit par une distribution de température inhomogène dans le cristal. Cette élévation de température a de multiples effets mécaniques, optiques, et spectroscopiques sur le cristal. Ce cheminement est reproduit sur la figure II.1, et nous le suivrons dans les explications, pour aller des sources de chaleur vers les effets thermiques induits dans le cristal. Nous arriverons à la fin de ce chapitre avec des expressions analytiques de la distribution de température et de la lentille thermique, issues de travaux antérieurs, et qui formeront les outils de base de l'exploitation de nos résultats expérimentaux.



Figure II.1 Schématisation des effets physiques menant aux effets thermiques dans un cristal laser sous l'effet de la puissance de pompe.

II.1. Les phénomènes générateurs de chaleur dans les cristaux laser

Nous présentons ici les différents « chemins » d'évacuation de l'énergie absorbée par le cristal. Nous considérerons donc que les photons de pompe ont déjà été absorbés. Les phénomènes physiques et les calculs décrivant l'absorption dans les cristaux laser ont été reportés dans l'annexe 1 pour ne pas alourdir ce chapitre.

La figure II.1.1 présente les différents « destins » possibles d'un photon de pompe absorbé dans le cristal, en faisant intervenir différents rendements qui sont décrits ci-dessous.



Figure II.1.1 Schéma des différents chemins possibles pour l'énergie d'un photon de pompe absorbé.

 η_p est le rendement quantique d'absorption (ou « pump efficiency »). Il représente la probabilité que l'énergie absorbée serve effectivement à amener un ion dans le niveau excité. $\eta_p = 1$ représente donc un cristal idéal, dans lequel il n'y a aucun piège non-radiatif. Il n'est pas relié aux problèmes d'absorption de la pompe, car nous considérons ici que les photons de pompe sont déjà absorbés. Ce rendement dépend de nombreux paramètres, et en particulier du dopage du cristal. Mesurer proprement ce paramètre semble très difficile, et les rares données bibliographiques à son sujet sont des déterminations indirectes à partir de mesures globales de la fraction thermique [Brown 98].

 η_l est le rendement d'extraction laser. Il représente la fraction d'ions dans le niveau excité qui se désexcite par émission stimulée. Lorsque ceci se produit, une quantité h. υ_l d'énergie est donc convertie en laser, et l'énergie restante, $h\upsilon_p$ - $h\upsilon_l$ (qui correspond au « défaut quantique », cf. encadré ci-dessous), est perdue en chaleur. Une méthode de calcul de η_l est proposée dans l'annexe 2.

 η_r est le rendement quantique de fluorescence. Il correspond à la fraction d'ions dans le niveau excité qui retombent dans le niveau fondamental en émettant un photon de fluorescence. En moyenne, sur l'ensemble des ions qui se comportent ainsi, on peut donc dire qu'une quantité h υ_f d'énergie est émise sous forme radiative (où υ_f est la fréquence moyenne de fluorescence du matériau). L'énergie restante, c'est-à-dire h υ_p -h υ_f , est convertie en chaleur. η_r est un paramètre difficile à mesurer, tout comme η_p . Il existe néanmoins quelques

ressources bibliographiques [Blows 98], et Chenais *et al.* ont montré la possibilité de déduire η_r des mesures faites sur le banc de lentille thermique que nous présenterons plus loin [Chénais 02].

II.1.1 Les pièges non radiatifs (Chemin 1- η_p)

Si le photon de pompe, au lieu d'être absorbé par un ion actif, est absorbé par un défaut dans le cristal, son énergie sera entièrement dissipée sous forme thermique.

II.1.2 Le défaut quantique du laser (Chemin η_p . η_l)

Si l'ion excité par le photon de pompe sert à l'émission stimulée, alors une partie de son énergie sera convertie sous forme d'un photon laser. La différence d'énergie entre le photon de pompe et le photon laser implique qu'une partie de l'énergie apportée par la pompe est néanmoins perdue, sous forme de chaleur, dans la matrice cristalline. La fraction d'énergie perdue est appelée défaut quantique du laser, et elle peut se calculer simplement par l'écart relatif entre l'énergie des photons de pompe et celle des photons laser :

$$\eta_{quantique_laser} = \frac{h\upsilon_p - h\upsilon_l}{h\upsilon_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$$
(II.1)

Dans le cas de la transition 4 niveaux autour de 1064 nm de cristaux dopés Nd comme le Nd :YAG ou le Nd :YVO₄, on obtient : $\eta_{quantique} = 24$ % pour un pompage à 808 nm, soit presque un quart de la puissance absorbée perdue sous forme de chaleur ! On comprend alors un des intérêts majeurs des cristaux dopés Yb, comme par exemple l'Yb :YAG, qui peut se pomper efficacement à 940 nm pour obtenir une émission laser autour de 1030 nm dans un système quasi-trois niveaux, ce qui correspond à un défaut quantique de seulement 8 % ! Notons également l'intérêt récent pour le pompage autour de 880 nm des ions Nd³⁺, dans la même logique.

II.1.3 Le défaut quantique de fluorescence (Chemin η_p . ηf)

De façon similaire au cas précédent, si l'ion excité par le photon de pompe participe à l'émission spontanée, alors il évacue une partie de son énergie sous forme radiative (avec une longueur d'onde moyenne λ_f) et perd le reste sous forme de chaleur. On peut donc définir un défaut quantique de fluorescence :

$$\eta_{quantique_fluo} = \frac{hv_p - hv_f}{hv_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f}$$
(II.2)

Il est intéressant de noter que dans de nombreux cristaux dopés Nd ou Yb, la longueur d'onde moyenne de fluorescence est plus faible que la longueur d'onde d'émission laser. Par exemple, la longueur d'onde moyenne de fluorescence du Nd :YAG se situe vers 1022 nm, (en prenant en compte les transitions radiatives à 946 nm, 1322 nm,...) alors que le système laser 4-niveaux donne une émission laser à 1064 nm.

A propos de l'abus de langage « défaut quantique » :

Le défaut quantique dont nous parlons ici n'a pas de rapport avec celui définit en physique nucléaire pour décrire l'écart entre le comportement réel des électrons de valence dans un atome de Rydberg et le modèle décrivant l'atome d'hydrogène.

Il s'agit simplement, dans notre cas, d'un écart entre l'énergie d'un photon absorbé et l'énergie d'un photon émis. Ceci constitue un « défaut » car il y a perte d'énergie, et celui-ci est appelé « quantique » car il est lié à la nature corpusculaire des photons.

II.1.4 Les désexcitations non radiatives (Chemin η_p .(1- η_l).(1- η_f))

Ces chemins de désexcitation regroupent en réalité de nombreux effets physiques complexes, impliquant souvent plusieurs niveaux d'énergie ou plusieurs ions excités. Nous donnons pour chacun d'entre eux une description succincte.

II.1.4.1 Les désexcitations Auger :

Le phénomène de désexcitation Auger, aussi appelé « upconversion », implique que deux ions proches dans l'état excité interagissent. L'un d'entre eux redescend dans un niveau intermédiaire pendant que l'autre monte dans un niveau supérieur, avant de redescendre non radiativement dans le niveau du haut de la transition laser (cf. figure II.1.2).



Figure II.1.2 Phénomène d'upconversion

Ce processus est présent dans les cristaux laser dopés Nd, les nombreux sous-niveaux Stark de cet ion autorisant de nombreux couples « niveau intermédiaire/niveau supérieur » équidistants du niveau excité. Ce phénomène reste en général négligeable en régime continu pour des taux de dopage suffisamment faibles. En régime impulsionnel par contre, il peut devenir très gênant. Pour plus d'informations quantitatives sur ces effets, nous renvoyons le lecteur aux références suivantes [Guy 98][Balembois 97].

II.1.4.2 Les relaxations croisées :

Les relaxations croisées sont aussi une interaction entre deux ions proches, impliquant la présence d'un niveau d'énergie intermédiaire, entre le niveau excité et le niveau fondamental de la transition laser. Un des ions, dans l'état excité, cède une partie de son énergie en descendant dans le niveau intermédiaire, pendant qu'un autre, dans l'état fondamental, profite de cette énergie pour monter dans ce même niveau intermédiaire. Les deux se désexcitent ensuite en générant de la chaleur et retombent dans le niveau fondamental (cf. Figure II.1.3).



Figure II.1.3 Phénomène de relaxation croisée

La complexité de la spectroscopie de l'ion Nd permet l'existence de nombreux niveaux intermédiaires rendant possibles des relaxations croisées.

II.1.4.3 L'absorption dans les états excités (ESA) :

Ce phénomène survient quand un ion dans l'état excité absorbe un second photon de pompe (ou un photon laser) pour atteindre un autre niveau d'énergie plus élevé. Une fois ceci fait, l'ion retombe en général rapidement dans les niveaux inférieurs, en perdant l'énergie du second photon absorbé sous forme de chaleur. Le principe est schématisé sur la figure II.1.4.



Figure II.1.4 Absorption dans les états excités

II.1.4.4 L'extinction de fluorescence par effet de concentration :

Il est tout à fait possible qu'un ion excité par un photon de pompe transfère son énergie à un de ces voisins, et que ce processus se répète plusieurs fois. Ce phénomène de migration ne pose pas de problème dans un matériau idéal, puisque le transfert ne s'accompagne pas de génération de chaleur. Néanmoins, il existe dans un matériau réel des « pièges non radiatifs » (ou « dead sites » en anglais) qui transforme l'énergie en chaleur. Les transferts successifs entre ions sont d'autant plus probables que la concentration en ion actif est élevée, ce phénomène est donc de plus en plus sensible avec l'augmentation du dopage. Il est d'ailleurs à l'origine du déclin du temps de fluorescence mesuré dans les cristaux dopés Nd que dans les cristaux dopés Yb.

II.1.4.5 Remarques sur les effets non radiatifs :

Tous les effets décrits dépendent fortement du peuplement du niveau du haut de la transition laser (surtout l'upconversion qui fait intervenir deux ions excités). Ceci a deux conséquences :

- ces phénomènes sont très dépendants de la présence de l'émission laser. En effet, une émission laser efficace dépeuplera ce niveau d'énergie et limitera la probabilité de ces effets.

- ces phénomènes sont très dépendants du taux de dopage du cristal. Dans un cristal plus dopé, l'interaction entre deux ions sera bien plus probable, puisque ces ions seront statistiquement plus proches.

Parmi les phénomènes décrits ici, seule l'extinction de fluorescence par effet de concentration est présente dans les cristaux dopés Yb. Cela tient à la simplicité de la spectroscopie de cet ion, qui ne compte que deux niveaux d'énergie.

II.2. Expression de la fraction thermique et de la répartition de température dans le cristal

Nous avons vu quels étaient les mécanismes physiques menant à la génération de chaleur dans les cristaux laser sous l'effet du pompage optique. Nous allons maintenant exprimer la répartition de température résultant de ces mécanismes physiques, dans le cadre de notre étude, c'est-à-dire dans le cas du pompage longitudinal par diode laser.

II.2.1 Expression de la fraction thermique

On nomme fraction thermique η_h le rapport entre la puissance thermique dissipée P_{th} et la puissance de pompe absorbée P_{abs} :

$$P_{th} = \eta_h \cdot P_{abs} \tag{II.3}$$

En considérant tous les chemins exposés sur la figure II.1.1, on établit facilement la formule suivante pour η_h , proposée par Fan [Fan 93] :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta_l) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right]$$
(II.4)

En nommant λ_f la longueur d'onde moyenne de fluorescence.

En l'absence d'effet laser :

L'extraction laser η_l étant nulle, on peut écrire :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \tag{II.5}$$

Dans le cas idéal d'un cristal sans défaut et en absence de tout phénomène non radiatif parasite vidant le niveau excité, on aurait alors une fraction thermique égale au « défaut quantique de fluorescence », définie à partir de la longueur d'onde moyenne de fluorescence :

$$\eta_h = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \tag{II.6}$$

En présence d'effet laser :

En présence d'effet laser, η_l étant non nul, on peut écrire :

$$\boldsymbol{\eta}_{h} = (\boldsymbol{\eta}_{h})_{sanslaser} + \boldsymbol{\eta}_{p} \boldsymbol{\eta}_{l} \left[\boldsymbol{\eta}_{r} \frac{\boldsymbol{\lambda}_{p}}{\boldsymbol{\lambda}_{f}} - \frac{\boldsymbol{\lambda}_{p}}{\boldsymbol{\lambda}_{l}} \right]$$
(II.7)

 η_r est bien sûr inférieur ou égal à 1, et généralement λ_F et λ_I sont très proches, ce qui veut dire que l'expression entre crochet est négative dans de nombreux cas. Ceci implique que η_h est souvent plus faible avec laser que sans laser. Ceci est d'autant plus vrai si λ_F est plus élevée que λ_I . Cet effet se comprend assez bien physiquement : l'effet laser est un effet de vidange radiatif efficace du niveau excité, et évite que l'énergie des ions excités ne soit perdue en chaleur par d'autres processus.

Expression simplifiée de la charge thermique en présence d'effet laser :

Le calcul complet du rendement d'extraction laser, avec ou sans prendre en compte la réabsorption à la longueur d'onde laser, a été reporté en annexe (Annexe 2) pour plus de lisibilité. Il en ressort que si on se place dans l'hypothèse d'une intensité laser intracavité I_l très élevée, on peut montrer que η_l tend vers 1. Dans ce cas, on peut écrire, à partir de l'équation (II.4) :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \tag{II.8}$$

Les mesures de fraction thermique existantes dans la bibliographie [Brown 98][Barnes 02] nous permettent de déduire que η_p varie entre 0,8 et 1 dans des cristaux à la croissance bien maîtrisée comme le Nd :YAG. Si on considère $\eta_p = 1$ dans (II.8) (approximation largement répandue [Pavel 06]), on obtient une fraction thermique avec effet laser égale au défaut quantique.

II.2.2 Calcul de la répartition de température dans le cristal

La résolution de l'équation de la chaleur en régime stationnaire nous permet d'établir la relation entre la « charge thermique » Q_{th} , qui est par définition la puissance thermique dissipée par unité de volume (W.m⁻³), et la température dans le milieu :

$$\nabla^2 T(x, y, z) = -\frac{Q_{th}}{K_z}$$
(II.9)

 K_c est la conductivité thermique, en W.m⁻¹.K⁻¹.

Pour aller plus loin, nous ferons les approximations suivantes :

<u>Hypothèse 1</u>: On suppose un profil de pompe rectangulaire (« top-hat ») de symétrie radiale, ce qui est typiquement le cas lors d'un pompage par une diode de puissance fibrée.

<u>Hypothèse 2</u>: La conductivité thermique K_c est un scalaire, donc elle est identique dans toutes les directions. C'est une approximation forte, dans la mesure où de très nombreux cristaux laser sont uniaxes ou biaxes et peuvent présenter des conductivités très différentes suivant leurs axes. Cette hypothèse permet néanmoins de grandement simplifier les calculs analytiques.

<u>Hypothèse 3</u>: Le refroidissement est à symétrie radiale. Ceci est compatible avec les montures que nous avons utilisées pour les cristaux laser, malgré leur forme carrée. (cf. encadré ci-dessous).

A propos de l'hypothèse d'une symétrie radiale appliquée à des cristaux carrés... :

Nous faisons la supposition que le problème est à symétrie radiale, alors que nos cristaux et nos montures sont carrés. Ceci n'est pas un problème pour 2 raisons :

- Premièrement la zone pompée est petite devant le diamètre des cristaux, donc l'extension spatiale du cristal a peu d'effet sur les gradients de température.

- Deuxièmement, nous avons pris un soin particulier à homogénéiser le refroidissement des cristaux, c'est-à-dire à s'assurer de la symétrie du refroidissement selon les directions horizontales et verticales. Ceci nous permet de travailler sur les profils horizontaux ou verticaux des cristaux carrés comme s'il s'agissait de profils radiaux sur des cristaux ronds.

Nous comparons ci-dessous deux profils de température simulés par FEA sur la face pompée de deux cristaux de Nd : YAG. Le premier cristal est rond de diamètre 3 mm, le second est carré de côté 3 mm. Les deux cristaux reçoivent une puissance de pompe de 25 W à 808 nm, focalisés sur un diamètre de 400 μ m.



On observe une très faible influence de la géométrie du cristal sur le profil de température, ce qui valide l'approximation consistant à considérer les cristaux carrés comme ronds pour simplifier le problème. **<u>Hypothèse 4 :</u>** le flux de chaleur axial est négligé, c'est-à-dire que la chaleur accumulée dans une tranche d'épaisseur dz du cristal y reste et ne fait que s'évacuer vers la monture entourant le cristal. Ceci veut aussi dire que l'évacuation de chaleur par les faces du cristal est négligée. La justification de cette hypothèse est donnée dans l'encadré ci-dessous.

A propos du transfert thermique entre le cristal et sa monture :

Le transfert thermique au niveau de l'interface entre le cristal (dont la température au bord vaut $T(r_0)$) et sa monture (dont la température vaut T_c) est régie par la loi de Newton, qui établit l'expression du flux thermique j_q par la formule suivante :

$$\stackrel{\rho}{j_q} \stackrel{\rho}{.z} = -K_c \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = H(T(r_0) - T_c)$$

z est la direction normale à l'interface, H est le coefficient de transfert thermique ou conductance en W.cm⁻².K⁻¹, K_c est la conductivité thermique en W.m⁻¹.K⁻¹. Pour un cristal serré dans une monture en cuivre, avec de la graisse thermique ou de l'indium pour améliorer le contact thermique, on peut espérer un coefficient H ~ 1 W.cm⁻².K⁻¹ [Chénais 04]. Pour un contact entre le cristal et l'air ambiant, Cousins a estimé H ~ 10^{-3} W.cm⁻².K⁻¹ [Cousins 92]. Ceci implique qu'il est tout à fait justifié de négliger l'effet de l'évacuation de la chaleur par les faces du cristal par rapport à l'évacuation par la monture en cuivre, approximation que nous ferons par la suite !

Le modèle simplifié que nous utilisons pour étudier notre problème est schématisé sur la figure II.2.1 :



Figure II.2.1 Schéma du modèle utilisé pour le cristal pompé et son refroidissement.

On peut alors écrire [Chen 97]:

$$T(r,z) - T(r_0,z) = -\frac{\eta_h}{4\pi K_c} \cdot \frac{dP}{dz}(z) \cdot f(r,z)$$
(II.10)

 η_h est la fraction thermique, dP/dz est l'évolution de la puissance de pompe selon l'axe z, et f(r,z) est une fonction géométrique dépendante du rayon w_p du mode de pompe et du rayon r_0 du cristal :

$$f(r,z) = \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & \text{si } r \le w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & \text{si } r > w_p(z) \end{cases}$$

Cette relation tient compte de l'évolution du mode de pompe selon l'axe z, grâce à la fonction $w_p(z)$, ainsi que d'une éventuelle saturation de l'absorption, grâce au calcul du terme dP/dz. En revanche, elle ne permet pas d'obtenir la température absolue dans le cristal, seulement l'écart de température entre le centre et le bord de celui-ci.

Nous avons tracé, sur la figure II.2.2, un ensemble de profils radiaux de température obtenus sur la face pompée d'un cristal dont on fait varier la conductivité thermique de 3 W/(mK) à 10 W/(mK). Ceci donne l'allure générale du profil de température attendu dans les cristaux, et permet de constater l'importance de la conductivité thermique sur la distribution de température.



Figure II.2.2 Profils de température (dans le plan de focalisation de la pompe) calculés par la formule II.10, pour une conductivité thermique variant de 3 W/(mK) à 10 W/(mK), dans un cristal isotrope.

II.3. Effets de la génération de chaleur dans les cristaux

Nous avons analysé les effets générateurs de chaleur dans un cristal laser pompé, et donné une expression analytique de la distribution de température résultante (II.10). Nous allons maintenant analyser les effets de cette répartition inhomogène de température sur le cristal laser. Nous distinguerons les effets thermo-mécaniques (contraintes et déformations du cristal), les effets thermo-optiques (variation de l'indice avec la température), les effets sur les populations des niveaux d'énergie, et les effets spectroscopiques (évolution des caractéristiques des niveaux d'énergie). Ceci est schématisé sur la figure II.3.1



Figure II.3.1 Schématisation des conséquences physiques de la distribution de température dans un cristal laser sous l'effet de la pompe.

II.3.1 Effets thermo-mécaniques

Un matériau libre qui n'est soumis à aucune contrainte subit sous l'effet de la chaleur des déformations, qui se calculent par les coefficients de dilatations thermiques suivant les axes principaux de déformation, α_{Tx} , α_{Ty} , α_{Tz} (dans le cas d'un matériau bi-axe, ces trois coefficients peuvent être différents !). Cet effet sera par exemple à l'origine du bombement des faces d'un cristal sous l'effet de la pompe.

Comme nous l'avons vu sur la figure I.1.4, les cristaux laser utilisés pour nos expériences sont placés dans une monture, qui bloque donc la dilatation suivant au moins un des axes, sinon deux. L'opposition entre la dilatation du cristal et la rigidité de la monture conduit à l'apparition de contraintes induites thermiquement. Ces contraintes peuvent se calculer à partir du tenseur des coefficients élastiques du matériau [Cousins 92].

Le calcul de ces contraintes est complexe et demande beaucoup de données sur le matériau. Au final, la plupart des travaux effectués sur le sujet utilise des simulations numériques par éléments finis ou supposent les matériaux considérés comme isotropes, ce qui simplifie énormément le calcul. Pour un matériau isotrope, les propriétés élastiques d'un matériau peuvent se résumer à deux constantes, qui sont son module d'Young et son coefficient de Poisson. Le calcul des contraintes pour un cristal isotrope inséré dans une monture et pompé par une diode fibrée est un problème à symétrie radiale, qui a été expliqué en détail par [Chénais 02], dans l'approximation des « contraintes planes » (cf encadré ci-dessous).



Koechner a proposé une modélisation analytique des contraintes dans les cristaux laser, mais en faisant l'hypothèse d'un barreau laser long et fin (longueur >> diamètre). En effet dans ce cas, les déformations le long de l'axe z sont négligeables et le problème se simplifie. On appelle ceci l'approximation des déformations planes. Une telle approximation est tout à fait valable dans le cas des barreaux de Nd :YAG pompés par flash, par exemple, mais n'est pas valable dans notre cas, où nous utilisons des petits « cubes » cristallins de quelques millimètres de côté par quelques millimètres de long.

L'autre approximation possible consiste à se placer dans une configuration «disque mince », en considérant un cristal très fin (Diamètre >> longueur). Dans ce cas, ce sont les contraintes selon l'axe z qui sont négligeables. On parle d'approximation des contraintes planes. Ce problème est plus proche du nôtre, et Cousins [Cousins 92] a démontré que cette approximation restait valable avec une bonne précision même pour des cristaux dont le rapport longueur/diamètre est proche de 1.

Nous ne reprendrons pas ce calcul ici, mais nous pouvons en rappeler certaines conclusions importantes. En particulier, ce calcul permet de se rendre compte que le centre d'un cristal pompé est soumis à une contrainte négative, c'est-à-dire à une compression, alors que le bord du cristal subit quand à lui une dilatation (contrainte positive) tangentielle. La figure II.3.2 explicite ce phénomène. Pour dire les choses simplement, les bords du cristal, qui voudraient se dilater, sont bloqués par la monture et sont donc obligés d'appuyer sur le centre du cristal. Celui-ci se retrouve donc comprimé.



Figure II.3.2 Schéma des contraintes introduites par le pompage longitudinal dans un barreau cylindrique (en supposant un coefficient de dilatation positif).

Un cristal pompé trop fortement subit des contraintes dépassant sa limite de fracture, et se brise. Une telle fracture apparaîtra au niveau des zones de dilatation tangentielle au bord du cristal, car c'est là que la structure cristalline est la plus malmenée. Cette fracture se propagera ensuite à l'intérieur vers le centre du cristal. Cet effet est à l'origine de la limitation en puissance des systèmes laser à cristaux massifs dont nous avons parlé dans l'état de l'art.

II.3.2 Effets thermo-optiques

Ces effets regroupent les modifications du comportement optique d'un cristal sous l'effet des variations de température.

II.3.2.1 Le facteur dn/dT :

Le plus connu de ces effets est sans conteste la variation de l'indice de réfraction avec la température, qui peut être calculée par le paramètre dn/dT. Ce paramètre dépendant lui même de la température, il doit être manié avec précaution. La méthode classique de mesure du dn/dT consiste à appliquer la méthode du minimum de déviation sur un prisme du matériau considéré dans une enceinte thermostatée. Des mesures plus précises sont possibles par des moyens interférométriques [Mangin 93]. On peut exprimer ce paramètre par la formule suivante [Woods 91] :

$$\frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n} \left[\frac{1}{\alpha_e} \frac{d\alpha_e}{dT} - 3\alpha_T \right]$$
(II.11)

Où α_e est la polarisabilité électronique. On voit que ce paramètre trouve sa cause physique dans deux effets différents, qui sont la dilatation thermique α_T et la polarisabilité. La diminution de densité provoquée par la dilatation a tendance à baisser l'indice de réfraction (dans le cas d'un coefficient α_T positif), alors que l'augmentation de la polarisabilité avec la température a tendance à l'augmenter. Pour souligner la complexité de ces effets physiques, notons que la dilatation thermique α_T dépend elle aussi de la température...

II.3.2.2 L'effet des contraintes sur l'ellipsoïde des indices

Les contraintes mécaniques subies par le cristal ont un effet sur son ellipsoïde des indices, ce qui peut être estimé par l'intermédiaire du tenseur des coefficients élasto-optiques. Les sources bibliographiques permettent de connaître ces coefficients pour de nombreux cristaux simples [HOM] (à maille cubique par exemple, comme le YAG ou le CaF₂), mais peu de données existent pour les cristaux à la structure plus complexe.

Les calculs de ces contraintes ont déjà été effectués ailleurs [Chénais 02], en supposant un problème à symétrie radiale. Sans rentrer dans le détail des calculs, on peut montrer que les contraintes introduisent une modification de l'indice différente suivant l'axe radial et l'axe tangentiel, indiqués dans la formule ci-dessous :

Pour un cristal isotrope de longueur L, d'indice n_0 , de dilatation thermique α_T , on obtient :

$$\Delta n_{r,\theta}(r) - \Delta n_{r,\theta}(r=0) = 2n_0^3 \cdot \alpha_T \cdot C_{r,\theta} \cdot \int_0^L (T(r,z) - T(r=0,z)) dz$$
(II.12)

 $\Delta n_{r,\theta}$ est la variation subie par l'indice en r par rapport à n_0 . Les coefficients C_r et C_{θ} sont calculables à partir des coefficients non nuls du tenseur elasto-optiques, et Chenais *et al.* présentent le calcul dans l'approximation des contraintes planes. On peut noter, pour le Nd :YAG, $C_r = 0.0032$ et $C_{\theta} = -0.011$, à titre d'exemple.

Cet effet se traduit par un effet de biréfringence induite thermiquement. Un tel phénomène est bien connu, par exemple dans les barreaux de Nd :YAG pompés transversalement, et a donné lieu à de nombreuses études [Koechner 99].

II.3.3 Effets thermiques sur les populations

L'écart très faible entre les sous-niveaux d'un multiplet rend possible pour un ion de passer de l'un à l'autre par simple effet de l'agitation thermique. La répartition des ions entre les différents sous-niveaux suit alors une statistique de Boltzmann. Prenons le cas pratique du niveau fondamental d'un cristal laser utilisé en régime quasi-trois niveau, de population totale N_0 (cf notations ci-dessus). On peut alors écrire la population d'un sous-niveau N_a grâce au facteur de Boltzmann f_a :

$$N_{a} = f_{a} \cdot N_{0}$$

$$f_{a} = \frac{g_{a} \cdot \exp(-E_{a} / kT)}{\sum_{i \in niveau} g_{i} \cdot \exp(-E_{i} / kT)}$$
(II.13)

Le facteur g_i est la dégénérescence de l'état i. Par exemple, dans le cas d'un système laser quasi-trois niveaux basé sur un cristal de Nd :YVO₄ à 914 nm, la population du niveau du bas de la transition laser à température ambiante est de l'ordre de 10%, ce qui représente une fraction non négligeable de la population globale !

Ceci est particulièrement important pour les systèmes laser quasi-trois niveau présentant de la réabsorption à la longueur d'onde laser, car la population du sous-niveau constituant le bas de la transition laser est alors directement relié à la température du cristal. Plus le cristal chauffe, plus la population du niveau du bas de la transition laser augmentera, ce qui provoquera une chute du gain. Dans un tel système, l'augmentation de la puissance de pompe risque donc de s'accompagner d'une baisse de l'inversion de population.

II.3.4 Effets de la température sur la spectroscopie des cristaux

On peut principalement identifier deux effets de la température sur les caractéristiques spectroscopiques des cristaux laser :

- Le premier concerne la diminution du temps de vie du niveau excité avec l'augmentation de la température. Cet effet a par exemple été étudié théoriquement par Balembois *et al.* sur le Cr :LiSAF [Balembois 97].

- Le deuxième effet concerne l'évolution des sections efficaces avec la température. Des mesures montrent ainsi une baisse de la section efficace d'émission dans les cristaux de Nd :YAG fortement dopés avec l'augmentation de la température [Svelto 89].

II.4. La lentille thermique : Causes physiques et calcul analytique

Nous arrivons à la fin de la chaîne d'effets physiques schématisée en début de chapitre (Fig. II.1). Certains des effets thermiques décrits dans le paragraphe précédent vont provoquer une modification locale de l'indice de réfraction du cristal. Ces effets se combinent et lorsqu'un faisceau optique passe au travers du cristal, il subit une déformation résultant de l'ensemble de ces modifications d'indice.

D'un point de vue pratique, le cristal se comporte comme une lentille éventuellement aberrante, qui déforme le faisceau laser circulant dans la cavité. On comprend donc qu'il est particulièrement important de modéliser et de tenir compte de la lentille thermique dans le calcul d'une cavité laser, pour maîtriser le mode laser, et par exemple éviter que la qualité spatiale de l'émission ne se dégrade avec l'augmentation de la puissance de pompe.

On distingue dans la lentille thermique trois contributions, qui sont la variation de l'indice avec la température, l'effet de la dilatation, et l'effet des contraintes. Les paragraphes suivants détaillent ces contributions.

II.4.1 L'effet de la variation de l'indice de réfraction avec la température (dn/dT)

Prenons l'exemple d'un cristal dont l'indice augmente avec la température, comme le Nd :YAG. Le centre du cristal subit un échauffement plus important que le bord, son indice de réfraction subit donc une augmentation plus forte que celui du bord. Cela transforme le cristal en une lame de phase, qui retarde plus fortement un front d'onde incident au centre que sur les bords. Cela fait du cristal une lentille convergente, comme montré sur la figure II.4.1.



Figure II.4.1 Effet d'un dn/dT positif dans un cristal laser.

À l'inverse, dans le cas d'un cristal dont le facteur dn/dT est négatif (comme l'Yb :CaF₂), la lentille induite par cet effet sera divergente.

II.4.2 L'effet de la dilatation des faces

La dilatation provoque une courbure des faces du cristal, qui par conséquent se comporte comme une lentille épaisse. Dans le cas de matériaux dont le coefficient de dilatation thermique α_T est positif, cet effet provoque un bombement des faces, donc l'apparition d'une lentille convergente. Ceci est illustré par la figure II.4.2.



Figure II.4.2 Effet d'un coefficient de dilatation α_T positif dans un cristal laser.

II.4.3 L'effet des contraintes mécaniques

Les contraintes mécaniques induisent, comme nous l'avons dit plus haut, une déformation de l'ellipsoïde des indices. Dans le cadre du pompage longitudinal, ces contraintes ne sont pas uniformes (cf. Figure II.3.2). Elles induisent donc une modification de l'indice différente entre le bord et le centre de la zone de passage du faisceau laser. Cet effet se traduit sous la forme d'une lentille. Dans le cas d'un cristal isotrope, la déformation de l'ellipsoïde des indices est différente dans les directions radiales et tangentielles, ce qui introduit un effet de « double-focalisation » (« bifocusing » en anglais), c'est à dire que la lumière polarisée radialement et la lumière polarisée tangentiellement se focalisent en deux points différents. Ceci est illustré par la figure II.4.3. Dans le cas des cristaux biréfringents, le calcul de ces effets photo-élastiques est très complexe, à tel point que la plupart des calculs présentés dans la littérature sont faits en supposant que les matériaux sont isotropes.



Figure II.4.3 Exemple d'effet des contraintes dans un cristal laser : effet de double-focalisation.

II.4.4 Expression analytique de la lentille thermique

Pour donner une expression analytique de la lentille thermique, nous avons besoin de faire les approximations suivantes, en plus de 4 déjà faites pour démontrer (II.10) :

<u>Hypothèse 5</u>: Le faisceau de pompe ne diverge pas, son rayon w_p est constant. C'est une approximation contraignante dans le cas du pompage par diode, où le faisceau de pompe est

généralement fortement focalisé dans le cristal. Nous ne pouvons malheureusement pas nous en défaire pour arriver à une expression analytique simple.

<u>Hypothèse 6</u>: Le cristal peut être considéré comme une lentille mince, c'est-à-dire que la distance focale f_{th} est bien supérieure à la longueur L du cristal. En pratique, dans la majorité des cas, les cristaux font quelques millimètres de long et les distances focales thermiques font au moins plusieurs centimètres, donc cette approximation est tout à fait valable.

On peut alors démontrer ([Chénais 02]) que :

$$D_{ih} = \frac{1}{f_{ih}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi . w_p^2 . K_c} \left[\underbrace{\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \upsilon)\alpha_T}_{\chi \text{dilatation}} + 2n_0^3 . \alpha_T . C_{r,\theta} \right] = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi . w_p^2 . K_c}$$
(II.14)
$$\chi_{\text{dn/dT}} \chi_{\text{dilatation}} \chi_{\text{contraintes}}$$

 D_{th} est la puissance dioptrique de la lentille thermique f_{th} , en m⁻¹. v est le coefficient de poisson du matériau. Le facteur χ , qui contient les trois effets thermo-optiques dont nous avons parlé ci-dessus, est appelé coefficient thermo-optique.

Cette formule n'est valable qu'à l'intérieur de la zone pompée, ce qui n'est pas particulièrement gênant pour notre application. En effet, nous nous intéressons à l'effet de la lentille thermique sur le mode laser, qui est généralement de taille inférieure ou égale au mode de pompe dans le cristal. Cette expression tient compte d'une éventuelle saturation de l'absorption, seule la puissance totale absorbée P_{abs} étant nécessaire pour l'appliquer.

En revanche, l'approximation qui consiste à supposer que la pompe ne diverge pas dans le cristal est plus dérangeante. Pour améliorer notre modèle, nous aimerions pouvoir considérer le cristal comme une somme de N lentilles d'épaisseur dz très petite, absorbant une puissance de pompe $P_{abs} = P_{pompe}(z)-P_{pompe}(z+dz)$ répartie sur un profil de rayon wp(z) évoluant le long de l'axe. Ceci n'est possible que dans le cas où le coefficient dn/dT est le seul terme prépondérant dans le coefficient thermo-optique. L'évolution des contraintes le long de l'axe de propagation z peut alors être négligée.

Dans ce cas, les différentes puissances dioptriques obtenues pour chaque tranche dz s'ajoutent très simplement par la formule de Gullstrand :

$$D_{th} = \frac{\eta_h}{2\pi K_c} \cdot \chi \cdot \sum_{i=1}^{N} \frac{P_{abs}(i.dz) - P_{abs}((i+1).dz)}{w_p^2(i.dz)}$$
(II.15)

Où est l'épaisseur d'une des N tranches du cristal de longueur L_0 : $dz = L_0/N$. Cette formule amène naturellement à une écriture sous forme intégrale :

$$D_{th} = \frac{\eta_h}{2\pi K_c} \cdot \chi \cdot \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \cdot \frac{dP_{pompe}(z)}{dz} dz$$
(II.16)

Cette dernière formule est une approximation, mais elle a l'avantage de donner une forme analytique de la lentille thermique qui prend en compte la saturation de l'absorption et la divergence de la pompe.

II.5. Simulations par Eléments Finis, présentation du logiciel LASCAD

Le principe des simulations par éléments finis est de découper le milieu à analyser en petits volumes élémentaires. Chacun de ces volumes est lié à ces voisins par des équations de transfert, comme l'équation de la chaleur. D'éventuelles conditions limites sont imposées à certains endroits du milieu. Le calcul se fait par itérations successives sur l'ensemble des transferts entre tous les éléments voisins. Un schéma de principe est présenté en figure II.5.1.



Figure II.5.1 Exemple de simulation par FEA. Le maillage dessiné ici pour expliquer le principe n'est pas réaliste. Le maillage réellement utilisé pour nos études est beaucoup plus fin (environ 90.000 éléments).

On comprend aisément la nécessité de disposer d'une bonne puissance de calcul pour mener ces simulations à bien. Plus les volumes élémentaires seront petits et nombreux, plus la simulation sera précise. Le découpage astucieux du milieu à analyser fait une bonne part de la qualité de programmation des logiciels commerciaux de FEA.

Parmi les différents logiciels commerciaux de simulations par FEA, nous avons choisi le logiciel LASCAD [Site LASCAD], développé spécifiquement pour la conception de cavité laser. Ce logiciel permet de réaliser des simulations par FEA de la température et des contraintes dans les cristaux laser dans diverses conditions de pompage. Il permet ensuite de calculer les effets de la lentille thermique correspondante et de l'inclure dans une cavité laser. Le mode laser résultant est calculé par le formalisme des matrices ABCD [Koechner 99]. Le logiciel comprend également d'autres fonctionnalités, comme le calcul des efficacités laser, que nous n'avons pas utilisées. Nous avons listé ci-dessous les principaux avantages et inconvénients que nous avons remarqués en utilisant ce logiciel.

Avantages des simulations FEA par LASCAD :

- Les simulations thermiques par FEA ne demandent que les paramètres physiques du cristal, les paramètres liés au pompage optique, et les caractéristiques du système de refroidissement utilisé. Les approximations faites pour le calcul analytique ne sont pas requises (sauf l'isotropie des caractéristiques mécaniques du cristal).

- Pour le calcul de la distribution de température, le logiciel permet de tenir compte d'une anisotropie de la conductivité thermique.

- Les simulations des contraintes permettent de tenir compte de l'épaisseur du cristal : celui-ci n'est pas considéré comme une lentille mince. Ceci nous permet de traiter librement toutes les géométries cristallines sans craindre d'approximations injustifiées dans les calculs. De plus, ces calculs tiennent compte de la divergence de la pompe plus rigoureusement que la formule approchée (II.16) présentée plus haut dans ce chapitre.

- Le calcul est rapide : une simulations de presque 100.000 éléments est réalisée sur un ordinateur commercial typique en moins de 5 min.

Limitations des simulations FEA par LASCAD :

- Les calculs de LASCAD ne tiennent pas compte de la saturation de l'absorption. Ceci est particulièrement gênant pour analyser des matériaux dopés Yb.

- Les simulations des contraintes sont toujours faites dans le cadre d'un cristal isotrope, puisque les seules données thermomécaniques demandées pour le calcul sont le module d'Young et le coefficient de Poisson. Ceci implique que seuls les cristaux isotropes peuvent être analysés rigoureusement du point de vue de la lentille thermique. Notons que ceci n'empêche pas le logiciel de faire des calculs corrects de la température dans un cristal anisotrope : le calcul de température ne s'appuie absolument pas sur le calcul des contraintes.

Globalement, ce logiciel s'est révélé être un puissant outil de travail.

A propos de notre collaboration avec les concepteurs de LASCAD :

Nous avons participé à la validation du code de calcul par élément fini de LASCAD, en particulier en utilisant notre banc de cartographie thermique. Ces résultats sont présentés sur le site internet du logiciel [Site LASCAD]. Nous comptons continuer cette collaboration pour valider expérimentalement certaines nouvelles fonctionnalités du logiciel qui sont en cours de développement.

Conclusions sur les simulations par FEA et les calculs analytiques :

Nous allons utiliser des modèles analytiques et des simulations pour déterminer la répartition de température dans les cristaux pompés et les effets de la lentille thermique, à partir des paramètres physiques des cristaux et du protocole expérimental Cette démarche est schématisée sur la figure II.5.2.



Figure II.5.2 Schématisation de l'utilisation des outils de calculs à notre disposition.

Nos études seront basées sur un ajustement des paramètres de calcul pour obtenir un bon accord entre les résultats des calculs (simulations FEA ou calculs analytiques) et les résultats expérimentaux. L'analyse critique des résultats tiendra compte des résultats de la bibliographie et des calculs d'incertitudes.

III. Nouvelle méthode de mesure des conductivités thermiques de cristaux laser

Dans ce chapitre, nous allons présenter une méthode originale de mesure de conductivité thermique que nous avons mise au point à l'aide d'un banc de cartographie thermique et des modèles théoriques présentés dans le chapitre précédent. Nous commencerons par un état de l'art rapide des méthodes de mesure de conductivité thermique appliquées aux cristaux laser, avant de présenter le principe de notre méthode, puis le schéma expérimental utilisé. Nous exposerons la validation du montage par des mesures sur un cristal de Nd:YAG aux paramètres bien connus, avant de nous intéresser à des mesures sur des cristaux de vanadate dopés Nd, dont les valeurs de conductivités thermiques sont sujettes à controverses.

III.1. Etat de l'art des mesures de conductivités thermiques

La conductivité thermique, définie dans les parties précédentes, est un paramètre particulièrement important des cristaux laser. Plus sa valeur est élevée, moins l'échauffement du matériau sera important, et moins les effets induits thermiquement seront sensibles. Un cristal ayant une mauvaise conductivité thermique atteindra rapidement son seuil de fracture à haute puissance de pompe. De plus, un cristal conduisant mal la chaleur présentera une lentille thermique élevée et aberrante, ce qui signifie que le mode laser de la cavité sera affecté de façon importante. Ceci peut mener à une dégradation spatiale du faisceau laser en sortie du système, voire à une déstabilisation complète de la cavité. Pour finir, rappelons que des systèmes laser comme les quasi-3 niveaux sont particulièrement sensibles à l'élévation de la température, à cause de l'influence de celle-ci sur la réabsorption à la longueur d'onde laser. Il y a donc un grand intérêt à mesurer ce paramètre précisément.

Heureusement, les concepteurs de laser ne sont pas les seuls à avoir eu besoin de mesurer ce paramètre, utile pour d'innombrables autres sujets que l'optique, avec tous les matériaux possibles et imaginables. Nous devons à Parker *et al.* [Parker 61] la méthode de mesure « par flash », qui est la plus utilisée à l'heure actuelle pour mesurer la conductivité thermique. Son principe est schématisé sur la figure III.1.1.



Figure III.1.1 Schéma présentant la mesure de diffusivité par flash et ses limitations [Sato 06].

Un puissant flash de lumière est envoyé sur une des faces du matériau à étudier. On mesure alors l'évolution de la température de la face opposée du matériau, en fonction du temps. En traçant la courbe de cette évolution, on peut remonter à la diffusivité thermique d_{th} , qui est reliée à la conductivité thermique par la relation :

$$K_c = d_{th} \cdot \rho \cdot C_p \tag{III.1}$$

Où ρ est la densité du matériau et C_p sa capacité thermique. Cette méthode a été appliquée avec succès à de nombreux matériaux destinés à l'optique, dont des cristaux laser. La source du flash lumineux a souvent été remplacée par un laser impulsionnel, pour garantir que l'impulsion créatrice de chaleur soit plus courte que le temps de diffusion de la chaleur au travers du matériau. De nombreuses autres méthodes dérivant du même concept ont été appliquées aux cristaux laser. Ces variantes changent surtout le moyen de détection de la chaleur arrivant sur la face arrière du matériau. On peut ainsi citer l'utilisation de la microscopie par photoreflectance [Pottier 94], la détection de la déviation d'un faisceau sonde (méthode MIRAGE) [Salazar 91], la détection de l'onde de chaleur à l'aide d'une caméra infrarouge [Bisson 00].

Ces méthodes ont prouvé leur fiabilité sur de nombreux matériaux, mais elles présentent un certain nombre de désavantages.

- La détermination de la conductivité thermique est indirecte, c'est-à-dire qu'elle dépend de la connaissance de la densité et de la capacité thermique du cristal. Or une donnée thermodynamique comme la capacité thermique est difficile à mesurer proprement et les valeurs de ce paramètre peuvent varier sensiblement d'une source bibliographique à l'autre. (Pour le YAG : $C_p = 0,356$ à 0,374 J.mol⁻¹K⁻¹ [Sato 06][Gaumé 02]) Ceci est donc une sérieuse limitation à la précision de la méthode. Il faut ajouter à ceci que la valeur tabulée utilisée pour les calculs de conductivité thermique est généralement celle du matériau non dopé à température ambiante, alors que ce paramètre dépend, tout comme la conductivité, de la densité en ions dopants et de la température.

- Pour que la mesure soit précise, il faut que la face du matériau soit éclairée par le flash de façon bien uniforme et il ne doit pas y avoir de perte de chaleur dans l'environnement extérieur. Toutes ces conditions ajoutent à l'imprécision de la méthode.

- De plus, le dépôt de couches de carbone ou métalliques est souvent nécessaire, pour éviter que le flash utilisé pour chauffer le matériau ne soit directement transmis au travers de celui-ci et n'atteigne le détecteur thermique. Même lorsque ces couches sont présentes, il y a toujours un risque de fuite.

- Lorsqu'elle est utilisée sur des matériaux transparents dans certaines parties du spectre IR, comme la plupart des cristaux laser, cette méthode se heurte à un écueil supplémentaire : Même si des couches de carbone sont déposées sur les faces, il est possible qu'une partie du rayonnement thermique émis par le carbone soit transmise directement au détecteur sans être absorbée par le cristal. De plus, un matériau rayonnant dans l'IR tout autour de lui ne peut être considéré comme totalement isolé du milieu extérieur : une des conditions basiques d'application de la méthode se retrouve alors menacée.

Ces problèmes ont été clairement identifiés par quelques auteurs [Sato 06], qui ont proposé des corrections théoriques à appliquer sur les résultats obtenus. Cela permet apparemment de corriger les valeurs mesurées, mais rajoute une incertitude supplémentaire, celle de la validité des corrections appliquées.

L'ensemble de ces difficultés a une conséquence directe sur la dispersion des mesures de conductivité thermique que l'on peut trouver dans la littérature, même pour des matériaux connus depuis longtemps. Pour le YAG par exemple, on trouve des valeurs variant entre Kc = 14 W/(mK) [Site Casix][Site Northrop], annoncés par des vendeurs de cristaux comme Casix ou Northrop, et Kc variant entre 12 W/(mK) [Krankel 04] à 10,7 W/(mK) [Gaumé 02], non dopé, à T = 25°C, dans la majorité des publications scientifiques. Citons aussi le CaF₂, pour lequel les valeurs de conductivité (non dopé, à température ambiante) peuvent aller de Kc = 9,7 W/(mK) [HOM] à 11,7 W/(mK) [Site Corning] suivant la source bibliographique.

A propos de la variation de la conductivité thermique avec le dopage :

La présence des ions dopant à l'intérieur d'une matrice cristalline la perturbe, surtout si l'ion dopant a des difficultés à s'insérer dans la matrice. On parle de « phonon backscattering ». C'est pour cette raison que lorsque le dopage d'un cristal augmente, sa conductivité thermique diminue. Pour certains cristaux, cette diminution est très faible car l'ion dopant se substitue aisément à un atome de la matrice. C'est le cas par exemple pour le Nd :GdVO₄, car le Gadolinium et le Néodyme ont des rayons ioniques très proches. En revanche, dans un cristal comme le Yb :CaF₂, l'augmentation du dopage fait chuter très fortement Kc. Ainsi, un cristal non dopé a une conductivité autour de 10 W/(mK) alors qu'un cristal dopé 3% en ion Yb voit cette valeur chuter autour de 6 W/(mK).

Malgré la complexité des mécanismes mis en jeu dans l'insertion des ions dopants dans la matrice cristalline, il est possible de modéliser l'évolution de la conductivité thermique avec le dopage, comme l'a démontré R. Gaumé *et al.* [Gaumé 02] dans ses travaux. Nous nous référerons par la suite à son modèle pour vérifier nos résultats.

A propos de la variation de la conductivité thermique avec la température :

La conductivité thermique d'un cristal dépend de sa température. Elle connaît généralement un maximum à très basse température (vers 30K pour le YAG, où elle atteint plus de 650 W/(mK) [Slack 71] !), et elle décroît ensuite lorsque la température augmente. Entre 300 K et 400 K, l'exemple typique du YAG indique une variation typique de l'ordre de 10 %. Notons que cette dépendance n'a pas été prise en compte lors du calcul de la répartition de température fait dans le chapitre précédent (Equation II.10). Dans nos expériences, les gradients de température mesurés resteront inférieurs à 100°C, cet effet aura donc peu d'influence.

III.2. Principe de notre mesure de conductivité thermique

III.2.1 Principe général

Nous avons vu dans le chapitre II que nous sommes capable de calculer la répartition de température T(r,z) dans l'ensemble du cristal (par rapport à la température T (r_0), celle au bord du cristal), à partir de données physiques accessibles par mesure directe ou dans la littérature. Or il nous est aussi possible de mesurer cette répartition de température, par exemple par thermographie infrarouge.

Le principe de la mesure que nous proposons est donc d'ajuster la conductivité thermique dans les calculs analytiques ou les simulations présentées dans la partie précédente pour obtenir un accord optimal entre les calculs et l'expérience. Ceci n'est possible qu'à condition de parfaitement maîtriser tous les autres paramètres servant aux calculs. Cela est particulièrement visible dans le cas du calcul analytique de la répartition de température, par l'équation (II.10). On peut écrire :

$$Kc = -\frac{1}{T(r,z) - T(r_0,z)} \cdot \frac{\eta_h}{4\pi} \cdot \frac{dP}{dz}(z) \cdot f(r,z)$$
(III.2)

Pour pouvoir déduire Kc de cette formule, il nous faut calculer ou mesurer tous les autres paramètres. Nous allons présenter dans les paragraphes qui suivent le calcul de la fraction η_h et de l'évolution de la puissance de pompe dans le cristal dP/dz. Les inconnues restantes, comme la distribution de température et l'évolution du faisceau de pompe (dont dépend f(r,z)) seront directement mesurés par la suite.

III.2.2 Calculs de la fraction thermique : Intérêt de l'effet laser

Nous avons donné une expression complète de la fraction thermique au chapitre précédent (II.4) :

$$\eta_{h} = 1 - \eta_{p} \left[(1 - \eta_{l}) \eta_{r} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{F}} + \eta_{l} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{l}} \right]$$
(III.3)

Dans ce paragraphe, nous allons tenter de montrer que, en présence d'effet laser et pour de fortes puissances laser intracavité, il est possible de calculer facilement cette fraction thermique.

Le rendement d'extraction laser η_1 a été calculé en annexe 2. On trouve, dans le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser est négligeable (cas typique des lasers 4-niveaux que nous allons réaliser ici) :

$$\eta_{l} = \frac{\sigma_{el} I_{l}}{\sigma_{el} I_{l} + \frac{1}{\eta_{r} \tau}}$$
(III.4)

Où σ_{el} est la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser, I_l est l'intensité laser, et τ est le temps de vie radiatif du niveau excité. Les données correspondantes des cristaux que nous allons étudier dans ce chapitre sont données dans le tableau III.2.1.

	η_r	λ _f (nm)	τ (µs)	σ _{el} (m²)
Nd :YAG	0,8 [Barnes 02]	1022	240	2,8.10 ⁻²³
Nd :YVO ₄	0,72 [Blows 98]	1099	100	1,41. 10 ⁻²²
Nd :GdVO ₄	0,72	1100	100	1,01. 10 ⁻²²

Tableau III.2.1 Données utiles des différents cristaux étudiés.

La valeur de rendement quantique de fluorescence η_r du Nd :GdVO₄ n'a, à notre connaissance, jamais été mesurée. Nous avons donc utilisé une valeur égale à celle du Nd :YVO₄ pour les calculs. Les longueurs d'onde moyennes de fluorescence ont été calculées à partir des spectres d'émission des cristaux.

Si on suppose $\eta_p = 1$ (ce qui est vrai pour un cristal sans défaut), nous sommes donc capables de calculer la fraction thermique. Le problème est que les valeurs de η_r données ici ne sont que des estimations, peu précises. De plus le rendement quantique de fluorescence peut fortement dépendre des conditions expérimentales, du dopage du cristal, de sa température, et de la population du niveau excité. Utiliser ces valeurs pour aboutir à une mesure de la conductivité thermique serait donc peu précise.

Remarquons alors que lorsque le rendement d'extraction las er η_l tend vers 1, la fraction thermique η_h tend vers le défaut quantique, et devient alors facile à déterminer avec précision :

$$\eta_h = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \tag{III.5}$$

Remarquons également que pour faire tendre η_1 vers 1, il faut que l'intensité laser intracavité I_1 tendent vers l'infini (cf annexe 2). Nous allons donc réaliser nos mesures de conductivité thermique en présence d'effet laser, et en cherchant à obtenir de fortes puissances laser intracavité.

L'évolution de η_l et de η_h avec la puissance laser intracavité, au centre du cristal (en r = 0), est tracée sur la figure III.2.1, en utilisant les formules (III.3) et (III.4).



Figure III.2.1 Evolution du rendement d'extraction laser (à gauche) et de la fraction thermique (à droite) calculées pour les 3 cristaux étudiés dans ce chapitre, en fonction de la puissance laser intracavité totale (en double passage) dans la cavité.
On remarque que le rendement d'extraction laser tend rapidement vers 1 avec l'élévation de la puissance laser intracavité. En conséquence, la fraction thermique se rapproche facilement du défaut quantique. En particulier, notons que dans les cristaux étudiés dans ce chapitre, une puissance laser intracavité d'environ 50 W est suffisante pour assurer un écart de moins de 2% entre la charge thermique et le défaut quantique du laser au centre du cristal.

Néanmoins, il est également important de nous assurer que cette tendance reste valable dans l'ensemble du profil de pompe. En effet, si la fraction thermique vient à être différente entre le centre du cristal (où l'intensité laser est maximale) et le bord du profil de pompe, le calcul du profil de température théorique devient plus difficile. Les évolutions radiales calculées de η_l et de η_h sont tracées en figure III.2.2 pour une puissance laser intracavité de 100 W dans le cas d'un cristal de Nd :YAG, en supposant un profil de pompe adapté au profil mesuré expérimentalement (cf. § II.3.4), et un mode laser gaussien adapté au mode de pompe.



Figure III.2.2 Evolutions calculées des profils radiaux du rendement d'extraction laser et de la fraction thermique dans un cristal de Nd :YAG, pour une puissance laser intracavité de 100 W.

On remarque que le rendement d'extraction laser reste proche de 1 sur l'ensemble du profil de pompe. En conséquence, la fraction thermique reste très proche du défaut quantique du laser sur l'ensemble du profil de pompe, même pour une puissance laser intracavité relativement faible. Pour une puissance laser intracavité de seulement 100 W, la valeur de la fraction thermique moyennée sur le profil de pompe (de $r = -w_p à r = w_p$) varie de seulement 3% par rapport au défaut quantique dans le Nd :YAG. Des résultats similaires sont observés dans les autres cristaux utilisés dans ce chapitre.

Ces calculs nous permettent d'arriver à la conclusion suivante : Il est possible d'écrire que la fraction thermique des systèmes étudiés est égale au défaut quantique, à condition d'atteindre un rendement d'extraction laser proche de 1 sur l'ensemble du profil de pompe.

Dans les cristaux laser que nous étudions dans ce chapitre, l'erreur provoquée par cette approximation reste inférieure à quelques % pour des puissances laser intracavité supérieures à 100 W.

Notons par ailleurs que des fractions thermiques très proches du défaut quantique ont déjà été déduites de mesures dans des cristaux de Nd :YAG par Shoji *et al.* [Shoji 07], en pompage par laser Ti : Saphir.

III.2.3 Calculs de l'absorption et du paramètre dP/dz

L'expression de l'absorption de l'intensité de pompe le long de l'axe z du cristal en présence d'effet laser a été reportée dans l'annexe 1. Les expériences que nous présentons ici ont été réalisées avec des systèmes laser 4 niveaux, nous utiliserons donc la formule suivante :

$$\frac{dI_{p}}{dz} = -\frac{\alpha_{NS}(1 + \frac{I_{l}}{I_{l_{sat}}})}{1 + \frac{I_{p}}{I_{p_{sat}}} + \frac{I_{l}}{I_{l_{sat}}}} I_{p}$$
(III.6)

Sans effet laser, la saturation de l'absorption est un effet non négligeable (et pourtant souvent négligé !). Nous avons par exemple mesuré, pour le cristal de Nd :YAG dopé 1% at., un coefficient d'absorption non saturée $\alpha_{NS} = 330 \text{ m}^{-1}$, alors que des expériences en régime saturé donnent un coefficient d'absorption moyen de seulement 310 m⁻¹.

Une nouvelle fois, réaliser nos mesures en présence d'effet laser va nous simplifier la tâche. En effet, on peut montrer (cf. Annexe 1), que la présence d'une puissance laser intracavité suffisante annule cette saturation de l'absorption et simplifie le calcul. Dans ce cas, l'absorption de la puissance de pompe est une simple loi exponentielle, et on peut utiliser la formule suivante :

$$\frac{dP_p}{dz}(z) = -\alpha_{NS} \cdot P_p(z) \tag{III.7}$$

Nous allons principalement nous intéresser à la valeur du paramètre dP/dz au niveau de la face d'entrée du cristal (z = 0). On peut alors écrire :

$$\frac{dP_{p}}{dz}(z=0) = -\alpha_{NS}.P_{p}(z=0) = -\alpha_{NS}.P_{0}$$
(III.8)

En notant P_0 la puissance de pompe incidente sur le cristal.

Nous avons vérifié par le calcul, pour l'ensemble des cristaux utilisés dans ce chapitre, que l'effet laser annulait effectivement cette saturation. Il est intéressant de remarquer que même dans les cas où l'absorption est saturée, le calcul du facteur dP/dz et de l'absorption reste tout à fait faisable (il demande par contre l'utilisation d'un ordinateur).

III.2.4 Bilan synthétique de la méthode de mesure de la conductivité

Rappelons la formule (III.2) sur laquelle nous basons notre étude :

$$Kc = -\frac{1}{T(r,z) - T(r_0,z)} \cdot \frac{\eta_h}{4\pi} \cdot \frac{dP}{dz}(z) \cdot f(r,z)$$

Dans cette expression :

- η_h , la fraction thermique, peut être considérée comme égale au défaut quantique du laser si la puissance laser intracavité est suffisante.

$$\eta_h = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_p}$$

- dP/dz, la variation de la puissance de pompe le long de l'axe z, peut être calculée simplement dans le cas où l'effet laser annule la saturation de l'absorption :

$$\frac{dP_p}{dz}(z) = -\alpha_{NS}.P_p(z)$$

- **f**(**r**,**z**) est fonction de deux paramètres géométriques (le rayon du faisceau de pompe $w_p(z)$ et le rayon du cristal r_0), qui peuvent être mesurés facilement expérimentalement.

La seule inconnue reste donc la distribution de température dans le cristal. Pour la mesurer, nous ferons appel à un banc de cartographie thermique.

III.3. Schéma expérimental, Mesures des paramètres

Nous allons présenter ici le schéma du banc de cartographie thermique, en justifiant les choix technologiques effectués et en détaillant les mesures des paramètres importants pour la détermination de la conductivité thermique.

III.3.1 Choix de la gamme spectrale d'imagerie infrarouge

Une grande majorité des cristaux laser couramment employés pour obtenir une émission laser dans le proche infrarouge (autour de 1 μ m) sont naturellement transparents dans la bande 3-5 μ m. Ceci implique qu'il est possible de détecter ce qui se passe à l'intérieur du cristal en utilisant un détecteur sensible dans cette bande spectrale. Néanmoins, cela a aussi un grave désavantage, qui est que le flux thermique mesuré dans une direction donnée est l'intégrale du flux thermique émis dans cette direction par toute l'épaisseur du cristal. De plus, une mesure dans cette bande spectrale est sensible à ce qui se passe « derrière » le cristal : toute source de chaleur venant du milieu extérieur s'ajoutera au flux thermique mesuré et faussera l'évaluation de la température (cf. Figure III.3.1). Ainsi, l'image donnée par le capteur n'est pas le reflet de ce qui se passe dans un plan objet donné et il est difficile de connaître la température en tout point du cristal.



Figure III.3.1 Schéma de la thermographie d'un cristal laser en bande 3-5 µm, problème d'intégration axial du flux thermique.

Tout ceci nous a poussé à travailler dans la bande spectrale 8-12 μ m, dans laquelle la majorité des cristaux laser usuels sont opaques. Dans ces conditions, nous ne pouvons mesurer que la température des faces externes du cristal, mais nous évitons les problèmes d'intégration du flux thermique selon l'axe z, et il est beaucoup plus facile de remonter à la véritable valeur de température de la face imagée (cf. figure III.3.2).



Figure III.3.2 Schéma de thermographie d'un cristal laser en bande 8-12 µm (solution utilisée expérimentalement).

Nous serons donc limités à faire la cartographie des faces du cristal. La face la plus intéressante est bien sûr la face pompée, car c'est elle qui reçoit le maximum de puissance et qu'en conséquence c'est elle qui connaîtra l'échauffement le plus fort (sauf effet de la saturation de l'absorption). Nous allons donc concevoir un protocole expérimental qui nous permet de faire l'image de la face pompée (le plan z = 0) du cristal.

III.3.2 Présentation du schéma expérimental :

Le schéma expérimental utilisé est présenté en figure III.3.3. Son but est de nous permettre de cartographier précisément la température de la face pompée du cristal laser, en présence d'effet laser. Nous apporterons donc une attention particulière aux calibrations et aux calculs des erreurs.



Figure III.3.3 Schéma expérimental du banc de cartographie thermique

Le faisceau de pompe émis par la diode laser est imagé par deux doublets qui permettent de le collimater puis de le refocaliser dans le cristal laser. Le grandissement de ce système varie entre 1 et 0,66 suivant les doublets utilisés. Un cube séparateur de polarisation peut être inséré dans la partie collimatée du faisceau de pompe pour le polariser. Ceci est utile dans le cas de cristaux non-isotropes, dont l'absorption dépend de la polarisation incidente.

Le faisceau de pompe convergent est dévié à 90° par une lame de Séléniure de Zinc (ZnSe) transparente dans l'infrarouge. Cette lame a reçu un traitement hautement réfléchissant (HR) autour de 1 μ m, ce qui lui permet de réfléchir le faisceau de pompe (à 808 nm) et le faisceau laser (autour de 1,06 μ m). Elle peut donc être placée à l'intérieur de la cavité laser. Ce traitement possède également une haute transmission (HT) au rayonnement thermique dans la bande 8-12 μ m, ce qui permet au flux thermique venant du cristal de passer au travers de la lame. Ce flux thermique est collecté grâce à un objectif en germanium pour être envoyé vers la caméra infrarouge. L'ensemble Caméra IR + Objectif Ge forme un système d'imagerie, mis au point sur la face pompée du cristal, de grandissement environ égal à 1. L'objectif possède une ouverture numérique de 0,7 et une distance focale de 50 mm. Sa distance frontale est très courte (~ 10 mm), ce qui oblige à beaucoup le rapprocher de la monture du cristal.

La caméra thermique utilisée pour les expériences présentées dans ce chapitre est une AGMEA 570 de *Flir system inc.* sensible dans la bande 8-12 μ m. La matrice de détection est composée de 320x240 microbolomètres à température ambiante. La résolution de l'image est limitée par la taille des microbolomètres, qui font 62x62 μ m². Le grandissement du système d'imagerie thermique étant de 1, un cristal de section 3x3 mm² sera imagé en environ 50x50 pixels.

Pour les mesures réalisées au chapitre III, nous avons bénéficié d'une caméra plus performante, une Thermovision A40 de *Flir system inc.*, bénéficiant d'un objectif « macro » nous permettant d'obtenir une résolution de 18 μ m sur un champ de 4x4 mm².

Le cristal est installé dans une monture en cuivre refroidie par eau similaire à celle présentée au chapitre I (figure I.3.4). Un élément Peltier placé sous la monture nous sera utile pour les calibrations de la camera thermique.

La cavité laser est constituée de 2 miroirs hautement réfléchissants à la longueur d'onde laser. Le miroir plan M_1 doit être traité antireflet à la longueur d'onde de pompe. Il peut être déposé directement sur la face pompée du cristal, ce qui évite d'inclure la lame de ZnSe dans la cavité laser. Le miroir concave M_2 peut être choisi et positionné de façon à obtenir une émission laser optimale.

III.3.3 Caractérisation du détecteur, nécessité des calibrations

La caméra thermique affiche lors de son utilisation une valeur de température des objets visés qui n'est pas leur température réelle. En effet, le détecteur utilisé n'est pas capable de mesurer la température de n'importe quel corps, mais simplement de mesurer le flux thermique émis par ce corps. Dans le cas idéal du corps noir, et en supposant le système optique de détection sans perte, il est effectivement possible de relier ce flux thermique mesuré à la température (cf. Figure III.3.4).



Figure III.3.4 Flux émis par un corps noir ponctuel vers un détecteur thermique à travers un système optique parfait.

On obtient alors, d'après la loi de Stefan :

$$\frac{dF_{thermique}}{d\lambda}(\lambda) = \frac{dL_{\acute{emis}_CN}}{d\lambda}(\lambda).G = K_3.T^4.G$$
(III.9)

Donc
$$F_{thermique} = \int_{bande_spectrale_\Delta\lambda} \frac{dF_{thermique}}{d\lambda} (\lambda) = K_3 \cdot T^4 \cdot G \cdot \Delta\lambda$$
 (III.10)

Où $\Delta\lambda$ est la bande spectrale de détection du détecteur utilisé, et K₃ la constante de Stefan (K₃ = 1.804 10⁻⁸ W.m⁻².sr⁻¹.K⁻⁴). On a bien, dans ce cas idéal, une relation entre le flux thermique F_{thermique} mesuré par le détecteur et la température T de l'objet.

Les cristaux laser ne peuvent néanmoins pas être considérés comme des corps noirs. A une température T, ils émettent en effet moins de rayonnement dans l'infrarouge que le corps noir à la même température. Dit autrement, ils sont vus par la caméra comme des corps noirs de température inférieure à leur température réelle. Cette différence de comportement est quantifiée par l'émissivité ε d'un corps, qui est définie par le rapport entre l'émissivité spectrique du corps et l'émissivité spectrique du corps noir à la même température. Ce rapport est toujours inférieur ou égal à 1 :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{cristal}^{T}(\lambda) = \varepsilon_{cristal}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot \left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{CN}^{T}(\lambda)$$
(III.11)

L'émissivité dépend d'un grand nombre de paramètres. Elle peut varier avec la nature du matériau, son état de surface, la longueur d'onde considérée, la température du corps, l'angle considéré, etc. Pour cette raison, il serait dangereux de se limiter à chercher dans la bibliographie une valeur d'émissivité à appliquer pour chacun de nos cristaux. Nous allons donc pousser notre analyse un peu plus loin.

Calcul de la courbe de calibration T réelle = f (Tmesurée) :

L'émission complète du cristal dans l'infrarouge, caractérisée par sa luminance spectrique, se décompose de la façon suivante :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{Cristal}^{T_{r\acute{e}elle}} = \varepsilon \cdot \left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{CN}^{T_{r\acute{e}elle}} + \frac{R_d}{\pi} \cdot \frac{dE}{d\lambda}$$
(III.12)

où R_d est le coefficient de réflexion diffuse de la surface, et E l'éclairement reçu par la surface observée. Cet éclairement provient de tout l'environnement extérieur.

Nous savons que la caméra considère le cristal comme un corps noir à une température $T_{mesurée}$ plus basse que sa température réelle, que nous noterons $T_{réelle}$. Par conséquent, on peut écrire :

$$\left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{Cristal}^{T_{réelle}} = \left[\frac{dL}{d\lambda}\right]_{CN}^{T_{mesurée}}$$
(III.13)

On en déduit, par intégration sur le spectre et en appliquant la loi de Stefan :

$$K_3.T_{\text{mesurée}}^4 = \varepsilon.K_3.T_{\text{réelle}}^4 + \frac{R_d}{\pi}.E$$
(III.14)

Finalement on obtient :

$$\mathsf{T}_{r\acute{e}elle} = \left(\frac{1}{\varepsilon} \cdot \mathcal{T}_{mesur\acute{e}e}^{4} - \frac{\mathcal{R}_{d} \cdot \mathcal{E}}{\pi \cdot \mathcal{K}_{3}}\right)^{1/4} \tag{III.15}$$

Si on prend par exemple $\varepsilon = 0.7$, $R_d = 0.5$, $E = 300 \text{ W.m}^{-2}$ (représentant la réflexion diffuse du faisceau de pompe sur le traitement antireflet du cristal), on peut tracer la courbe tracée en figure III.3.5.



Figure III.3.5 Exemple d'évolution de la température réelle avec la température mesurée.

L'évolution est très proche d'une droite pour des températures supérieures à 273 K (0°C). On observe un écart de l'ordre de 1% entre la droite d'ajustement la fonction (III.15) entre 300 K et 450 K, ce qui nous permet de rechercher des fonctions de calibration de forme linéaire:

$$\mathsf{T}_{r\acute{e}elle} = a.\mathcal{T}_{mesur\acute{e}e} + b \tag{III.16}$$

Il ne reste plus qu'à vérifier expérimentalement cette linéarité et à déterminer les coefficients a et b pour les matériaux qui nous intéressent. Il suffira alors d'appliquer cette transformation linéaire à nos mesures à la caméra thermique pour remonter à la température réelle.

Exemples de calibration, répétabilité et fiabilité des mesures :

Pour mesurer expérimentalement les coefficients a et b, nous avons utilisé le montage expérimental de la figure III.3.6 :



Figure III.3.6 Schéma expérimental utilisé pour les calibrations

Le cristal et sa monture sont chauffés uniformément grâce à un élément Peltier, en l'absence de pompage optique. L'ensemble se thermalise rapidement à une température $T_{réelle}$, mesurée par une sonde LM35. On mesure alors, grâce à la caméra IR et à son logiciel informatique de traitement, la température $T_{mesurée}$ indiquée par la caméra sur la face avant du cristal. Ceci est effectué dans les conditions exactes utilisées pour la mesure, avec tous les éléments optiques

insérés et réglés. Ceci permet de tenir compte de leur émission IR propre, des réflexions parasites qu'ils peuvent provoquer, du bruit de fond thermique venant du milieu extérieur, etc. Il ne s'agit pas seulement d'une calibration de la caméra pour un cristal donné, mais d'une calibration de l'ensemble de la manipulation dans des conditions expérimentales *a priori* uniques.

Un exemple de test de répétabilité des calibrations réalisé sur un cristal de Nd :YVO₄ est montré en figure III.3.7.



Figure III.3.7 Exemples de 3 courbes de calibration successives avec un cristal de Nd : YVO4

On constate l'excellente linéarité des courbes obtenues entre 20 °C et 100 °C. On mesure, à partir de série de courbes similaires, une erreur de répétabilité de l'ordre de 2% sur la détermination de la température réelle.

La figure III.3.8 montre différentes courbes de calibration mesurées sur un cristal de Nd :YAG et plusieurs cristaux différents de Nd :YVO₄, provenant de fournisseurs différents. On remarque une variation non négligeable de la courbe de calibration entre les différents cristaux. Cette variation est provoquée principalement par les différences d'émissivité des cristaux en fonction des conditions expérimentales. Elle nous démontre la nécessité de faire une calibration séparée pour chaque expérience réalisée.



Figure III.3.8 Courbes de calibration mesurées pour quelques cristaux venant de différents fournisseurs et portant des traitements différents (AR = antireflet à 1µm, HR = miroir à 1 µm).

Nous sommes donc capables, grâce à une simple transformation linéaire, de calculer la température absolue de la face pompée du cristal laser à partir des mesures réalisées grâce à la caméra IR. Cette calibration doit néanmoins être effectuée indépendamment pour chaque série de mesure.

III.3.4 Caractérisation du pompage

Pour calculer correctement la répartition de température dans le cristal, nous avons besoin de connaître la répartition de la puissance de pompe dans celui-ci. Nous nous intéressons principalement à la température sur la face pompée, nous allons donc chercher à mesurer le profil radial de pompe dans ce plan.

Dans le cas d'un pompage par diode laser multimode fibrée, on fait souvent l'approximation que le profil radial de l'intensité est rectangulaire (« top hat » en anglais). C'est d'ailleurs dans cette approximation que la formule analytique de la répartition de température a été démontrée dans le chapitre II. Plutôt que de nous fier à cette approximation courante, nous avons préféré mesurer le profil de pompe incident sur le cristal laser avec un analyseur de faisceau. Ceci a deux intérêts : vérifier l'allure « top hat » du profil, et mesurer précisément le rayon du faisceau de pompe w_p (rayon à $1/e^2$), qui n'est pas rigoureusement égal à l'image géométrique du rayon du cœur de la fibre de la diode à cause des aberrations apportées par le banc de pompage.

Le résultat expérimental est montré en figure III.3.9. Le rayon à $1/e^2$ du faisceau au point de focalisation, w_{p0} , est mesuré à 220 µm pour un banc de pompe de grandissement 1, et 175 µm pour un système de grandissement 0,66. Le profil mesuré n'est pas véritablement rectangulaire, il est par contre bien décrit par une fonction supergaussienne d'ordre 4. Nous utiliserons donc une telle fonction pour modéliser le profil de pompe dans les simulations numériques par éléments finis. L'effet de cet écart par rapport à un profil rectangulaire sur la température dans le cristal est discuté dans l'encadré qui suit.



Figure III.3.9 Profil d'intensité radial du faisceau de pompe au point de focalisation, pour un système d'imagerie de la pompe de grandissement 1(points bleus). Ajustement par une fonction supergaussienne (ligne rouge).

Habituellement, le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal laser, et la position du waist de pompe est optimisée pour obtenir les meilleures performances, qui sont atteintes pour un recouvrement optimal entre la zone de gain et le mode laser de la cavité. Cela revient typiquement à placer le waist de pompe à l'intérieur du cristal, par exemple en son centre.

Pour être sûrs de pouvoir facilement reproduire les conditions expérimentales et de maîtriser les paramètres de pompage utilisés, nous avons donc préféré focaliser la puissance de pompe sur la face d'entrée du cristal, en z = 0. Ceci ne correspond pas à l'optimum de puissance laser mais facilite notre mesure. Une erreur de 0,5 mm sur le positionnement du point de focalisation autour du plan z = 0 se traduit en une variation du diamètre de pompe d'à peine 2% dans ce plan, ce n'est donc pas un paramètre critique. Le facteur de qualité M_p^2 du faisceau de pompe a été mesuré à environ 150.

A propos de l'influence du profil radial de pompe sur la distribution de température :

Nous avons réalisé deux simulations par éléments finis sur un cristal de Nd :YAG dopé 1% at., de 3 mm de coté, pour une puissance de pompe de 25 W focalisée sur 400 μ m, avec un profil de pompe supergaussien d'ordre 4, et un profil « top-hat ». Les profils obtenus en z = 0 (sur la face pompée du cristal) sont montrés en figure III.3.10.



Figure III.3.10 Comparaison des profils simulés de température obtenus en pompage supergaussien d'ordre 4 et en pompage « top-hat ».

On constate la faible influence du profil de pompe sur la répartition de température (moins de 2% d'écart sur tout le profil radial), ce qui nous permet d'appliquer la formule (II.10) pour nos calculs même si le profil de pompe réel n'est pas rigoureusement « top-hat ».

III.3.5 Calculs des incertitudes sur la détermination de Kc :

Nous allons dans ce paragraphe faire une estimation des incertitudes concernant les mesures de conductivités thermiques réalisées à partir du calcul analytique. A partir de la formule (II.10), on peut écrire :

$$\frac{dKc}{Kc} = \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} + \frac{d(\alpha P_0)}{\alpha P_0} + \frac{df(r,z)}{f(r,z)}$$
(III.17)

Erreurs systématiques sur la mesure de température :

La calibration du montage, dont nous avons vérifié la linéarité, nous affranchit par définition d'une éventuelle erreur systématique sur la mesure faite à la caméra thermique. La seule source d'erreur systématique sur la mesure de température est donc la précision du thermocouple LM 35 utilisé pour mesurer nos courbes de calibration. D'après les spécifications du constructeur, l'erreur de mesure est d'environ 2 %.

L'erreur sur la mesure de température par le montage expérimental est donc d'environ 2%.

Erreurs systématiques sur la détermination du facteur αP_0 *:*

La mesure de l'absorption et de la puissance incidente est réalisée avec un détecteur thermique dont la précision est de 2,5 %.

Or on peut écrire, pour un cristal de longueur L :

$$\alpha_{NS} \cdot P_0 = \frac{P_0}{L} \ln(\frac{P_0}{P_T}) \tag{III.18}$$

Où P_T est la puissance non absorbée après passage dans le cristal. Ce qui se traduit par :

$$\frac{d\alpha_{NS}.P_0}{\alpha_{NS}.P_0} \approx \frac{dP_0}{P_0} + \frac{d(\ln(P_0))}{\ln(P_0)} \approx 3\%$$
(III.19)

En supposant que l'erreur faite sur la mesure de P_T est environ la même que celle sur P_0 . L'erreur faite sur le calcul du paramètre α_{NS} , P_0 est donc de l'ordre de 3%.

Erreurs systématiques sur la détermination de f(r,z) :

La cause principale d'erreur systématique sur la détermination de la fonction f(r,z) vient de la mesure de la taille du waist de pompe dans le plan de mesure, w_p (z = 0). Ce waist est mesuré avec un analyseur de faisceau, avec une erreur de l'ordre de 2 %.

Nos avons tracé sur la figure III.3.11 la variation de la fonction f(r,z=0), définie par (II.10), avec l'erreur sur w_p (z = 0), pour r = 0 et pour $r = w_p$. Dans les deux cas, on remarque qu'une erreur de l'ordre de 2% sur la détermination de w_p se solde par une erreur inférieure à 1% sur le calcul de f (r,z).

$$\frac{df}{f} = \frac{f_{r\acute{e}lle} - f_{mesur\acute{e}}}{f_{r\acute{e}lle}}$$
(III.20)



Figure III.3.11 Evolution de l'erreur sur f(r,z) avec l'erreur sur $w_p(z)$, pour r = 0 et $r = w_p$, dans un cristal de rayon $r_0 = 1,5$ mm.

Nous estimons donc que l'erreur systématique sur le calcul de f(r,z) est de l'ordre de 1%.

Erreurs systématiques provoquées par les hypothèses :

L'écart entre la valeur de conductivité venant de l'ajustement du calcul analytique et celle venant de l'ajustement des simulations par éléments finis est de l'ordre de 2% dans le cas du cristal de Nd :YAG. La simulation par éléments finis est *a priori* la méthode la plus fiable de détermination de Kc, étant donné qu'elle demande moins d'hypothèses simplificatrices que le calcul analytique (elle ne néglige pas le flux thermique axial, par exemple). Nous utiliserons donc cette valeur pour estimer l'erreur systématique provoquée par les hypothèses simplificatrices faites pour démontrer l'équation (II.10).

Nous estimons donc l'erreur systématique provoquée par les hypothèses du modèle analytique à environ 2 %.

Incertitude globale sur la mesure de conductivité thermique :

L'erreur systématique globale sur la détermination de Kc est donc de l'ordre de 8 %. La répétabilité de la mesure a été testée avec le cristal de Nd :YAG (cf figure III.4.5), et pour 8 mesures nous avons trouvé une erreur d'environ 2 %. Nous avons généralement fait une valeur moyenne sur environ 5 mesures par échantillon, ce qui implique une incertitude de répétabilité de :

$$\frac{\Delta Kc}{Kc} = \frac{2\%}{\sqrt{5}} \approx 1\% \tag{III.21}$$

Nous sommes partis du principe, pour ce calcul, que nous n'utilisions qu'une seule mesure de température en un point donné (en r = 0 par exemple). En réalité, nous réalisons un ajustement du profil radial de température calculé sur le profil mesuré, sur environ 40 points. Ces 40 mesures ne peuvent bien sûr pas être considérées comme décorrélées, mais elles ne sont pas non plus complètement corrélées ! Le calcul réel de l'incertitude devrait donc passer par le calcul de la matrice de corrélations croisées entre les différents points de mesure. Nous nous contenterons ici d'évoquer les deux cas extrêmes :

Si toutes les mesures en chaque point du profil sont parfaitement corrélées (c'est-à-dire qu'elles sont toutes soumises à la même incertitude), alors l'erreur totale est égale à l'erreur obtenue avec un seul point de mesure : environ 9%.

Si les résultats obtenus en chaque point du profil constituaient des mesures totalement indépendantes, l'incertitude de répétabilité serait divisée par la racine carrée du nombre de points de mesure, et deviendrait alors négligeable devant les erreurs systématiques. L'erreur totale serait alors d'environ 8 %.

Au final, nous estimons que l'incertitude globale sur nos mesures de conductivité thermique est d'environ 9 %.

Cette incertitude peut sembler importante, mais les mesures réalisées par flash, dépendantes de la précision de détermination de paramètres physiques comme la chaleur massique et la densité du matériau, et soumis aux aléas de corrections analytiques complexes n'atteignent pas des précisions bien meilleures. Sato *et al.* annoncent par exemple une incertitude de l'ordre de 6 % sur leurs mesures de conductivité thermique par cette méthode [Sato 06], et ne semblent pas tenir compte des incertitudes sur les paramètres physiques tabulés qu'ils utilisent dans ce calcul.

III.4. Validation du banc sur Nd :YAG

Nous avons utilisé un cristal de $5x5x4 \text{ mm}^3$ de YAG dopé Nd³⁺ avec une concentration de 1 % at. Les deux faces du cristal ont reçu des traitements antireflets à la longueur de pompe (808 nm) et à la longueur d'onde laser (1064 nm). La puissance de pompe maximale incidente sur le cristal est de 24 W. Le diamètre de 400 µm du cœur de la fibre de la diode est imagé par le banc de pompe de grandissement ~ 1, et le diamètre du profil de pompe au niveau du cristal est d'environ 440 µm.

III.4.1 Paramètres expérimentaux de la mesure

Le coefficient d'absorption non saturé a été mesuré à l'aide du schéma expérimental présenté en figure III.4.1. Le but est de faire passer dans le cristal un faisceau de pompe collimaté de grand rayon (environ 1 mm), de puissance connue inférieure à la centaine de mW, pour en déduire la puissance absorbée par le cristal avec une densité de puissance de pompe la plus faible possible. La courbe obtenue est présentée en figure III.4.2. La croissance observée en début de courbe est provoquée par le décalage en longueur d'onde de la diode en fonction de son courant d'alimentation. Il aurait été possible, en polarisant l'émission de la diode, de garder le courant d'alimentation de la diode constant et de faire varier la puissance incidente sur le cristal avec un système {lame $\lambda/2$ + polariseur}.



Figure III.4.1 Mesure de l'absorption non saturée dans le cristal



Figure III.4.2 Evolution du coefficient d'absorption non saturé avec la puissance de pompe incidente.

L'effet laser a été obtenu dans la cavité à deux miroirs présentée sur la figure III.3.3. M_1 est un miroir plan, M_2 est un miroir concave de rayon de courbure $R_2 = -300$ mm. La longueur de la cavité est ajustée de façon à obtenir une émission laser monomode transverse. Ces deux miroirs sont hautement réfléchissants à 1064 nm. Le seuil laser est atteint pour une puissance de pompe d'environ 1 W. Ceci est en adéquation avec les faibles pertes de la cavité. En mesurant la puissance de la fuite laser au travers de la lame de ZnSe, on estime la puissance laser intracavité à environ 300 W à 1064 nm, pour 24 W de puissance de pompe. Ceci nous permet de calculer le rendement d'extraction laser, qui vaut, d'après la formule (III.4), $\eta_1 =$ 0.998 en r = 0 et $\eta_1 = 0.942$ en r = w_p . La fraction thermique moyenne calculée sur le profil de pompe (de r=- w_p à r = w_p) vaut alors $\eta_h = 0.243$. Nous sommes donc dans de bonnes conditions pour appliquer notre méthode.

III.4.2 Mesure de la conductivité thermique

La cartographie thermique de la face pompée du cristal en présence d'effet laser est montrée en figure III.4.3. Le profil de température obtenu est montré en figure III.4.4, avec l'ajustement théorique obtenu en ajustant la formule (III.2) et l'ajustement obtenu grâce aux simulations par éléments finis.



Figure III.4.3 Image thermique expérimentale de la face pompée du cristal de Nd :YAG en présence d'effet laser pour une puissance de pompe incidente de 24 W.



Figure III.4.4 Profil radial de température pour une puissance de pompe incidente de 24W, expérimental (points bleus), calculé analytiquement (courbe rouge), et simulé par FEA (courbe verte).

L'ajustement des profils de température calculés analytiquement et simulés par FEA par rapport au profil mesuré expérimentalement est effectué par la méthode des moindres carrés. La température au bord du cristal ($T(r = r_0)$) et la coordonnée du point de température maximale ne sont pas calculées, mais choisies d'après les résultats expérimentaux. La conductivité thermique est alors le seul paramètre d'ajustement.

On obtient :

Par ajustement du calcul analytique : Kc $_{Nd:YAG} = 10,7 \text{ W/(mK)}$.

Par ajustement des simulations FEA : Kc $_{Nd:YAG} = 10,5 \text{ W/(mK)}$.

La différence observée est de 2% entre les deux méthodes. Le résultat le plus fiable est *a priori* celui obtenu par FEA, qui demande moins d'approximations. Les résultats des tests de répétabilité sur 8 mesures sont montrés en figure III.4.5. La variation de Kc observée est de l'ordre de 2%.



Figure III.4.5 Mesures de répétabilité sur la conductivité du Nd : YAG.

Le résultat final de cette expérience, en nous basant sur les calculs d'incertitudes réalisés au paragraphe III.3.5, est une valeur de conductivité de :

Kc = 10,5 W/(mK) +/-1 W/(mK) Pour un cristal de Nd :YAG dopé 1% at. pour une température d'environ 120 °C au centre du cristal.

Nous avons résumé dans le tableau III.4.1 les valeurs de conductivité thermiques mesurées par quelques auteurs pour le Nd :YAG. Sato *et al.* [Sato 06] prédisent une variation de la conductivité thermique de 0,4 W/(mK) par % at. de dopage. Nos résultats sont en bon accord avec les résultats obtenus précédemment. Ces résultats valident notre méthode de mesure et nous permettent d'utiliser notre banc pour apporter des résultats originaux quand les autres méthodes de mesures de conductivité thermique sont en désaccord.

Réf.	Dopage YAG	Kc YAG	
[Krankel 04]	non dopé	12	
[Qin 03]	Nd 0,8% at.	10,7	
[Petit 04]	non dopé	10,7	
[Sato 06]	non dopé	10,1	
[Zagumennyi 93]	х	11,1	
[Gaumé 02]	non dopé	10,7	
[Site Casix]	х	14	

Tableau III.4.1 Récapitulatif de quelques valeurs de conductivité thermique trouvées dans la bibliographie pour le Nd :YAG.

Remarquons que la valeur que nous trouvons ne tient pas compte de la variation de la conductivité thermique avec la température à l'intérieur du cristal. Un raffinement de notre méthode de mesure serait de tracer un « profil radial » de la conductivité thermique dans le cristal, tenant rigoureusement compte de la variation de celle-ci dans le profil de température. Une telle courbe serait néanmoins d'une utilité assez réduite, d'un point de vue pratique, pour un concepteur de laser cherchant par exemple à calculer la lentille thermique dans un cristal. Ceci est d'autant plus vrai que les profils de température calculés et simulés en utilisant une valeur « fixe » de la conductivité thermique rendent très bien compte de la réalité du profil de température dans le cristal.

Il est par contre plus utile de nous intéresser à la variation de la conductivité moyenne du cristal avec la température maximale à l'intérieur de celui-ci, ce que nous allons faire dans le paragraphe suivant.

III.4.3 Evolution de la conductivité thermique avec la température

Nous avons expérimentalement mesuré l'évolution de la carte de température du cristal avec la puissance de pompe. Nous allons en déduire une évolution de la conductivité thermique avec la température au centre du cristal. Pour cela, nous devons tenir compte de :

- L'évolution du paramètre dP/dz = α_{NS} .P₀ avec la puissance de pompe. La mesure de α_{NS} en fonction de la puissance émise par la diode présentée en figure III.4.1 nous permet de faire ce calcul facilement.

- La variation de la fraction thermique η_h , due à la diminution de la puissance laser intracavité, grâce à la formule (III.3). Notons que nous ne connaissons pas la variation de η_r avec les conditions expérimentales. Pour des puissances laser intracavité élevées (correspondant à des puissances de pompe élevées, donc à des températures élevées dans le cristal), la fraction thermique est très proche du défaut quantique, le niveau du haut est vidé par l'effet laser et la valeur de conductivité thermique peut être déduite avec une bonne précision. Pour des puissances laser intracavité plus faibles (correspondant à des puissances laser intracavité plus faibles (correspondant à des puissances laser intracavité plus faibles (correspondant à des puissances de pompe plus faibles donc à des températures plus basses dans le cristal), nous sommes gênés par notre manque de données sur le rendement quantique de fluorescence. Nous ferons l'hypothèse que dans ce cas-là, comme la puissance de pompe reste faible, les effets non radiatifs n'abaissent pas le rendement quantique de fluorescence η_r par rapport à la valeur de 0,8 donnée dans le tableau III.2.1.

Nous en déduisons la courbe d'évolution de la conductivité en fonction de la température maximale dans le cristal (en r = 0), présentée en figure III.4.6



Figure III.4.6 Evolution de la conductivité thermique avec la température maximale mesurée au centre du cristal.

La conductivité thermique reste à peu prés constante, autour de 12,5 W/(m.K) pour des températures inférieures à 80 °C au centre du cristal. Elle chute ensuite doucement pour atteindre 10,5 W/(mK) quand le centre du cristal dépasse 120 °C.

Remarquons que cette courbe est unique en son genre, puisqu'elle ne correspond pas à l'évolution de la conductivité thermique du matériau chauffé uniformément, mais bien à la conductivité thermique « moyenne » du cristal sous l'effet de la puissance de pompe, lorsque sa température maximale (en son centre) atteint une valeur donnée. L'évolution obtenue est néanmoins cohérente avec les études de Brown [Brown 97], qui montrent grâce à une loi empirique que la conductivité thermique d'un cristal de YAG chauffé uniformément descend d'environ 1 W/(mK) entre 300 et 400 K.

III.5. Mesures des conductivités thermiques de cristaux de Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄

III.5.1 La problématique : des valeurs de conductivités thermiques très discutées...

Nous avons appliqué notre méthode de mesure de conductivité thermique à deux cristaux uniaxes de vanadate, Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄. Ces deux cristaux, très proches l'un de l'autre, sont considérés comme des remplaçants potentiels du Nd :YAG pour des sources laser solides pompés par diode grâce à leur sections efficaces d'émission très élevées autour de 1,06 μ m. Ces deux cristaux ont en particulier été utilisés pour la génération de sources laser dans le visible [Verdi Coherent], ou encore pour réaliser des amplificateurs. Les valeurs de conductivités thermiques de ces deux cristaux sont par contre sujettes à controverse : Les valeurs trouvées dans la bibliographie pour le Nd :YVO₄ (sur son axe c) varient entre Kc = 5,23 W/(mK) [Petit 04] et Kc = 12,1 W/(mK) [Sato 06], alors que celles annoncées pour le Nd :GdVO₄ varient entre Kc = 7,8 W/(mK) [Gaumé 02] et Kc = 11,8 W/(mK) [Studenikin 95] (pour son axe c). Il est en particulier important de noter que si le GdVO₄ a tout d'abord été présenté [Zagumennyi 92] comme une matrice permettant d'améliorer la faible conductivité du Nd :YVO₄ en gardant les mêmes qualités spectroscopiques, certaines publications [Sato 06][Kränkel 04] arrivent au résultat c'est le YVO₄ qui possède la plus haute valeur de Kc sur l'axe c.

Les différents résultats obtenus à notre connaissance ont été regroupés dans le tableau III.5.1 pour plus de clarté (toutes les conductivités sont indiquées en W/(mK)) :

Réf.	Dopage YVO4	Kc YVO4 axe a	Kc YVO4 axe c	Dopage GdVO4	Kc GdVO4 axe a	Kc GdVO4 axe c
[Krankel 04]	Nd 0,5% at.	7,8	11	Nd 0,5% at.	6,5	8,2
[Qin 03]	Nd 0,5% at.	7,2	9,4	Nd 0,5% at.	10,1	11,4
[Petit 04]	non dopé	5,1	5,23	2% Yb	7,1	8,1
[Sato 06]	non dopé	8,9	12,1	non dopé	8,6	10,5
[Chai 94]	non dopé	х	5,1	х	х	х
[Studenikin 95]	х	х	х	х	х	11,8
[Zagumennyi 03]	х	х	х	х	х	11,7
[Gaumé 02]	non dopé	х	6	non dopé	х	7,8
[Ogawa 04]	х	х	х	х	х	8,7
[Site Casix]	х	5,1	5,23	х	Х	х

Tableau III.5.1 Quelques valeurs de conductivités thermiques de la bibliographie pour les cristaux de Nd : YVO4 et Nd : GdVO4.

Le débat n'est toujours pas clos à l'heure actuelle, et nous espérons pouvoir apporter des éclaircissements à l'aide de notre méthode de mesure de la conductivité thermique.

III.5.2 Application de notre méthode de mesure aux cristaux de vanadate

La principale difficulté d'application de notre méthode aux cristaux de Nd : YVO_4 et Nd : $GdVO_4$ vient du fait que ces cristaux sont uniaxes, et qu'ils ont des conductivités différentes suivant leurs axes a et c. Comme nous sortons du cadre des hypothèses faites pour le calcul analytique, nous sommes obligés d'utiliser les simulations par FEA, qui sont capables de tenir compte de cette anisotropie.

Nous présentons sur la figure III.5.1 l'effet d'une forte anisotropie dans un cristal imaginaire ayant une conductivité thermique de 5 W/(mK) sur son axe a et de 10 W/(mK) sur son axe c. En traçant les profils correspondants, et en comparant avec les profils obtenus sur un cristal isotrope de conductivité 7,5 W/(mK), on peut faire deux remarques :



Figure III.5.1 Comparaison des profils simulés par FEA sur les axes a et c d'un cristal anisotrope.

- Premièrement, il y a une différence nette sur la forme des profils obtenus : le profil mesuré sur l'axe a est plus « piqué » que celui mesuré sur l'axe c, ce qui semble logique puisque le gradient d'évacuation thermique est limité sur l'axe a par une conductivité plus faible.

- Deuxièmement, un facteur 2 entre les conductivités des deux axes a une influence assez mineure sur le maximum de température : l'écart avec la valeur calculée pour un cristal isotrope de conductivité moyenne Kc = $(Kc_a+Kc_c)/2$ est inférieur à 6%. Par contre, sur les ailes, on observe des écarts de plus de 15% entre la température du cristal isotrope et les profils anisotropes. Il est donc clair que la fonction f(r,z) utilisée dans le calcul analytique (formule (II.10)) ne rend plus compte correctement de la distribution de température.

La mesure des valeurs de conductivité sur les deux axes est réalisée de la façon schématisée sur la figure III.5.2. Les deux paramètres d'ajustement sont les conductivités sur les deux axes. Le meilleur ajustement des profils de température simulés avec les profils mesurés expérimentalement est recherché par la méthode des moindres carrés. Pour les simulations, les cristaux sont modélisés par un maillage d'environ 90.000 éléments.



Figure III.5.2 Schéma de principe de l'ajustement des conductivités thermiques.

A propos des mesures sur les cristaux biaxes :

Nous n'avons pas fait de test de notre méthode de mesure de conductivité thermique sur des cristaux biaxes, ayant 3 valeurs de conductivités thermiques (K_{cx} ; K_{cy} ; K_{cz}). La méthode reste applicable dans ce cas, puisque que les simulations par FEA sont capables de tenir compte de cette anisotropie. Par contre, la mesure de cartographie thermique étant limitée au plan perpendiculaire à l'axe de propagation, il n'est pas possible de déduire les 3 valeurs de conductivités avec une seule série de mesure. Il est alors nécessaire de faire 2 mesures en changeant l'orientation du cristal pour obtenir les 3 valeurs.

Nous avons utilisé 2 lots de cristaux pour ces mesures. Le premier est constitué de cristaux de section $3x3 \text{ mm}^2$ et de longueur 10 mm, dopés à 0,1 % at. en ions Nd³⁺. Le deuxième lot est constitué de cristaux de section $3x3 \text{ mm}^2$, de longueur 5 mm, dopés à 1 % at. en ions Nd³⁺. Tous les cristaux proviennent de CASIX inc. et sont orientés suivant l'axe a (cf. figure III.5.3).



Figure III.5.3 Schéma des axes cristallins d'un cristal uniaxe orienté suivant l'axe a.

Ils ont reçu un traitement antireflet à 1064 nm sur une de leur face. L'autre face est traitée de façon à transmettre la pompe à 808 nm et à se comporter en miroir hautement réfléchissant à 1064 nm. Le schéma expérimental est toujours celui présenté en figure III.3.3. Le cube séparateur de polarisation nous permet de pomper seulement sur la polarisation π , ce qui simplifie les calculs d'absorption.

III.5.3 Mesures sur les cristaux dopés 0,1 % at. en Nd

La puissance de pompe incidente choisie est de 23 W. Le grandissement du banc de pompe est de 0,66, le diamètre du faisceau de pompe est donc d'environ 350 μ m. La pompe est focalisée dans le plan (z = 0), sur la face d'entrée du cristal. Les coefficients d'absorption mesurés et les facteurs α_{NS} .P₀ résultants sont indiqués dans le tableau III.5.2.

Cristaux	$\alpha_{\rm NS}$ (cm ⁻¹)	P _o (W)	$\alpha_{\rm NS}.P_{\rm o}$ (W/m)
0.1% Nd:YVO ₄	1.9	23,2	4408
0.1% Nd:GdVO ₄	2.3	23,2	5336

Tableau III.5.2 Résultats des mesures d'absorption pour les cristaux dopés 0,1%. Note : Les facteurs α_{NS} . P₀ ne sont pas directement utilisés dans les simulations par FEA, mais constituent une bonne évaluation de la « puissance déposée par tranche » dans le cristal. Nous les avons donc inclus ici pour faciliter les comparaisons.

Le miroir M_1 est déposé sur la face pompée du cristal, M_2 est un miroir concave de rayon de courbure 150 mm. La longueur de la cavité est ajustée à 80 mm pour obtenir une émission laser monomode et efficace. Pour tester la qualité des échantillons, nous avons mesuré les puissances laser obtenues avec les deux cristaux avec un miroir de sortie de transmission 15%. Les courbes obtenues sont présentées en figure III.5.4. Les courbes d'efficacité obtenues prouvent la bonne qualité des cristaux utilisés.



Figure III.5.4 Courbes d'efficacité laser des cristaux dopés 0,1% avec un miroir de sortie de transmission 15%

En cavité hautement réfléchissante, le seuil laser obtenu est inférieur à 1 W de puissance de pompe, et la puissance laser intracavité obtenue est estimée grâce aux fuites du miroir M_2 à 250 W avec le cristal de Nd :GdVO₄ et 300 W dans le cristal de Nd :YVO₄, pour une puissance de pompe de 23 W. Les valeurs correspondantes du rendement d'extraction laser en r =0 et en r = w_p sont indiquées ci-dessous, avec la fraction thermique moyennée sur le profil de pompe qui en découle.

Nd :YVO ₄ :	$\eta_l(r=0) = 0.994$	$\eta_l(r=w_p)=0.960$	$\eta_{\rm h}=0.243$
Nd :GdVO ₄ :	$\eta_l(r=0) = 0.993$	$\eta_l(r=w_p)=0.945$	$\eta_{\rm h}=0.244$

Un exemple d'image obtenu est montré en figure III.5.5, avec les profils de température expérimentaux et les ajustements issus du calcul numérique.



Figure III.5.5 Profils de température expérimentaux (points bleus) et simulés (traits rouges) pour les cristaux de Nd :YVO4 et Nd :GdVO4 dopés 0,1%, sur les axes a et c.

Les valeurs de conductivité sur les deux axes venant des ajustements des simulations sont résumées dans le tableau III.5.3. Les incertitudes viennent du calcul effectué dans le paragraphe III.3.5. Les valeurs de conductivité trouvées sont dans la large fourchette des valeurs précédemment publiées dans la littérature. En particulier dans le cas du Nd :GdVO₄, nos résultats sont en très bon accord avec les publications [Petit 04] et [Krankel 04] (cf. tableau III.5.1).

Cristaux	Kc (axe c) (W/m.K)	Kc (axe a) (W/m.K)
0.1% Nd:YVO ₄	6.6 +/-0.6	5.5 +/-0.4
0.1% Nd:GdVO₄	8.0 +/- 0.7	5.6 +/- 0.4

Tableau III.5.3 Récapitulatif des valeurs de conductivités thermiques mesurées pour les cristaux dopés 0,1% at. Nd.

Nous remarquons un avantage de la matrice $GdVO_4$ sur le YVO_4 , en terme de conductivité thermique, qui devrait se concrétiser par une élévation de température environ 20 % plus faible dans le $GdVO_4$ pour la même puissance de pompe absorbée.

III.5.4 Mesures sur les cristaux dopés 1 % at. en Nd

L'idée de faire des mesures avec deux lots de cristaux de dopages différents présente deux intérêts : Le premier est de vérifier que notre méthode est applicable même dans le cas de cristaux fortement dopés, dans lesquels les effets thermiques parasites présentés au chapitre II sont plus probables. Nous espérons que la présence d'un effet laser efficace dépeuple suffisamment le niveau haut de la transition laser pour que ces effets disparaissent et que la fraction thermique reste effectivement proche du défaut quantique, comme nous le supposons. Le deuxième intérêt est de vérifier si nous voyons un effet du dopage sur la conductivité thermique, et de comparer cet effet aux modèles existants sur le sujet.

La puissance de pompe incidente est de 10,2 W, toujours polarisé selon l'axe c des cristaux. Cette puissance de pompe est suffisante pour observer un gradient thermique facilement exploitable sans prendre le risque d'endommager les cristaux. Le grandissement du banc de pompe est choisi proche de 1, il en résulte un faisceau de pompe de diamètre 440 μ m dans le cristal au point de focalisation (dans le plan z = 0).

Les valeurs des coefficients d'absorption et des paramètres α_{NS} .P₀ sont indiquées dans le tableau III.5.4.

Cristaux	$\alpha_{\rm NS}$ (cm ⁻¹)	P _o (W)	<i>α</i> _{NS} . <i>P</i> _o (<i>W/m</i>)
1% Nd:YVO ₄	6.0	10.1	6060
1% Nd:GdVO ₄	6.7	10.1	6767

Tableau III.5.4 *Résultats des mesures d'absorption* pour les cristaux dopés 1%.

La cavité laser est presque identique à celle utilisée pour les cristaux dopés 0,1%, sa longueur étant simplement ajustée à 85 mm pour obtenir une émission laser monomode transverse efficace. Nous avons mesuré les efficacités laser obtenues avec un miroir de sortie de transmission 15% pour vérifier la qualité des cristaux. Ces courbes sont tracées en figure III.5.6 et montrent que les cristaux sont de bonne qualité.



Figure III.5.6 Efficacité laser des cristaux dopés 1% at. avec un miroir de sortie de transmission 15%.

Avec un miroir M_2 hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser, les puissances intracavité obtenues sont estimées à 400 W pour le cristal de Nd :YVO₄ et 350 W pour le cristal de Nd :GdVO₄. Les valeurs correspondantes du rendement d'extraction laser sont indiquées ci-dessous.

$$\begin{split} \text{Nd}:& \text{YVO}_4: \quad \eta_l(r=0) = 0.997 \qquad \quad \eta_l(r=w_p) = 0.975 \qquad \qquad \eta_h = 0.242 \\ \text{Nd}:& \text{GdVO}_4: \eta_l(r=0) = 0.994 \qquad \quad \eta_l(r=w_p) = 0.960 \qquad \qquad \eta_h = 0.243 \end{split}$$

Les profils de température obtenus sont montrés en figure III.5.7, pour les deux cristaux sur leurs deux axes.



Figure III.5.7 Profils de température expérimentaux (points bleus) et simulés avec LASCAD (traits rouges) pour les cristaux de Nd :YVO4 et Nd :GdVO4 dopés 1%, sur les axes a et c.

Les valeurs de conductivité sur les deux axes venant des ajustements des simulations sont résumées dans le tableau III.5.5. Les valeurs obtenues sont très proches de celle mesurées avec les cristaux dopés 0,1 %.

Cristaux	Kc (axe c) (W/m.K)	Kc (axe a) (W/m.K)
1% Nd:YVO ₄	6.5 +/-0.6	5.5 +/-0.4
1% Nd:GdVO ₄	8.0 +/- 0.7	5.6 +/- 0.4

Tableau III.5.5 Récapitulatif des valeurs de conductivités thermiques mesurées pour les cristaux dopés 1% at. Nd.

Nous avons utilisé le modèle présenté par R. Gaumé *et al.* [Gaumé 03], pour calculer l'évolution théorique de la conductivité thermique avec le taux de dopage, en tenant compte des rayons ioniques des différentes espèces mises en jeu. Nous avons tracé figure III.5.8 les prédictions théoriques de ce modèle à partir de nos résultats expérimentaux. Nous n'avons

malheureusement que 2 points à mettre sur ces courbes, mais on remarque la cohérence de nos résultats avec le modèle.



Figure III.5.8 Evolution mesurée de la conductivité thermique avec le taux de dopage (carrés et triangles), ajustement théorique (lignes pleines) par le modèle présenté dans [Gaumé 03].

Plus précisément, dans le cas du GdVO₄, l'ion Gadolinium possède un rayon ionique très proche de celui du Néodyme, ce qui implique que la substitution de celui-ci n'a que peu d'effet sur la matrice. La conductivité du GdVO₄ est donc très peu dépendante de son dopage. Dans le cas du Nd :YVO₄, la petite taille de l'ion Yttrium par rapport au Néodyme provoque une baisse plus sensible de la conductivité avec le dopage. Cela est visible sur les courbes figure III.5.7 Des mesures sur des cristaux plus dopés permettraient de vérifier la validité de ce raisonnement.

III.5.5 Conclusion des mesures sur Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄

Les valeurs de conductivité thermiques du cristal de Nd : YVO_4 sont d'environ 6,5 W/(mK) sur l'axe c et 5,5 W/(mK) sur l'axe a. Ces mesures sont en assez bon accord avec [Petit 04] et [Gaumé 02]. Ces conductivités semblent varier légèrement avec le dopage entre 0,1% at. et 1% at. Notre méthode de mesure n'est pas assez précise pour décrire cette décroissance de façon approfondie, mais les valeurs mesurées sont en accord avec le modèle théorique.

Pour le Nd :GdVO₄, nous obtenons une conductivité thermique de 8 W/(mK) sur l'axe c et de 5,6 W/(mK) sur l'axe a. Ces mesures sont en bon accord avec les résultats de [Krankel 04] et [Petit 04], même si ces auteurs trouvent une anisotropie moins forte entre les axes a et c. La faible variation de la conductivité avec le dopage est en accord avec le modèle théorique et avec certains travaux antérieurs [Ogawa 04].

Il est à noter que les résultats de notre étude sont en désaccord avec certaines études précédentes comme celles de [Sato 06] ou [Qin 03]. Nous voyons deux raisons possibles à ce désaccord :

- Il peut être provoqué par les difficultés qu'il y a à appliquer correctement la méthode Flash aux milieux transparents dans l'infrarouge.

- Une autre cause possible de dispersion des résultats serait la variation de qualité cristalline entre les différents échantillons testés.

III.6. Conclusion sur le banc de mesure de conductivité thermique

Nous avons donc mis au point un banc de mesure de conductivité thermique, par une méthode originale qui se démarque de la méthode « Flash » usuellement utilisée. Le point clé de notre méthode est de réaliser la cartographie thermique de la face pompée du cristal en présence d'un effet laser efficace, avec une grande puissance intracavité. Dans de telles conditions, la fraction thermique, qui est usuellement difficile à calculer, devient en effet très proche du défaut quantique. Les résultats obtenus sur un cristal bien connu, le Nd :YAG, sont en bon accord avec la bibliographie et valident ainsi notre méthode de mesure. Les résultats obtenus sur Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄ sont en accord avec certain des travaux précédemment publiés et apportent des données supplémentaires pour tenter de résoudre la polémique concernant la comparaison de ces deux cristaux.

Nous avons identifié plusieurs avantages à notre méthode :

- Par rapport aux méthodes classiques de mesures de conductivité dans les cristaux laser, celle présentée ici est indépendante de toute donnée physique complexe et difficile à mesurer précisément comme la densité ou la capacité thermique, sachant que ces données peuvent en plus dépendre du dopage et de la température.

- En travaillant avec une caméra IR dans la bande 8-12 μ m, une bande spectrale où la majorité des cristaux laser sont fortement absorbants, nous nous affranchissons de plus des problèmes de transmission des matériaux dans l'IR qui handicapent les mesures de diffusivité thermiques usuelles.

- La méthode a été utilisée ici sur des cristaux dopés Nd, en s'appuyant sur la transition laser 4-niveaux à 1µm de cet ion. Elle n'est néanmoins pas limitée à une utilisation avec des systèmes 4-niveaux et il est possible de l'utiliser dans des cristaux laser fonctionnant en quasi-3 niveaux (comme les cristaux dopés Yb) ou en 3 niveaux, à condition d'adapter les calculs grâce aux formules démontrées dans le chapitre II et dans les annexes 1 et 2.

- La méthode permet de mesurer facilement la conductivité sur les deux axes d'un cristal biréfringent, grâce à la cartographie thermique en 2 dimensions et à l'utilisation des simulations par FEA.

- La mesure ne semble pas affectée par un fort taux de dopage, ceci car le niveau du haut de la transition laser est dépeuplé rapidement dans une cavité ayant très peu de pertes.

- Les résultats ne sont pas tributaires de la qualité du refroidissement du cristal : En effet, seul le gradient de température, entre le bord et le centre du cristal, est utile. La mesure est ainsi indépendante du coefficient de transfert thermique entre le cristal et sa monture (cf encadré).

- Le cristal laser est dans ses conditions usuelles d'utilisation lors de la mesure, ce qui implique que les contraintes qu'il subit lors de la mesure de cartographie thermique sont celles de son régime de fonctionnement. Rappelons que la zone pompée d'un cristal est en compression (cf. Chapitre II), alors que les mesures par Flash sont réalisées sur des cristaux libres de se dilater ! Les quelques études existantes de la variation de la conductivité thermique des cristaux avec les contraintes montrent pourtant que celles-ci ont une influence non négligeable [Abhvani 83]. Nos mesures présentent donc un intérêt particulier pour un concepteur de laser, car elles tiennent naturellement compte des contraintes induites par le pompage.

<u>A propos du rapport entre le gradient de température et la température absolue dans un cristal :</u>

On peut estimer, au premier ordre, que le gradient de température entre le bord et le centre dans un cristal pompé ne dépend que de ses propriétés thermomécaniques et des propriétés de la pompe absorbée. La température absolue du cristal, elle, est dépendante du coefficient de transfert thermique entre le cristal et la monture. Cela a été montré expérimentalement [Chénais 04] et se retrouve également en faisant des simulations par FEA : Nous avons tracé ci-dessous (figure III.6.1) le profil de température radial d'un Nd :YAG recevant 25W de puissance pompe, dans le cas d'un refroidissement idéal et dans le cas d'un mauvais coefficient de transfert thermique (H = 0,1 W.cm⁻²K⁻¹). On constate que le gradient de température entre le centre et le bord du cristal est quasiment identique dans les deux cas.



Figure III.6.1 Comparaison des gradients de température simulés par FEA pour un refroidissement parfait et un mauvais refroidissement.

Nous avons également identifié certaines limitations à notre méthode :

- L'incertitude que nous avons estimée est de l'ordre de 9%. Cela implique que la mesure obtenue est relativement imprécise. Rappelons toutefois que la plupart des mesures concernant les paramètres thermo-mécaniques des matériaux sont accompagnées de barres d'erreur non négligeables.

- Dans le cas de mesures réalisées sur un cristal de mauvaise qualité, le rendement quantique de pompage devient inférieur à 1 à cause de la présence de pièges non radiatifs dans la matrice cristalline. Le calcul de la fraction thermique comme nous l'avons fait dans ce chapitre est alors impossible, et par conséquent il devient difficile de relier la carte de température à la conductivité thermique. Notre méthode est donc limitée aux cristaux laser de bonne qualité cristalline.

- Une condition essentielle pour pouvoir comparer proprement les mesures de cartographie thermique et les simulations (ou les calculs) est la maîtrise de l'homogénéité du refroidissement. En effet, si un côté du cristal est bien mieux refroidi qu'un autre, les profils mesurés deviennent dissymétriques, et l'ajustement de la conductivité devient plus difficile. Les simulations FEA par LASCAD permettent de tenir compte d'une inhomogénéité du refroidissement, mais les différentes valeurs des coefficients de transfert thermique entre le cristal et la monture deviendraient alors des paramètres d'ajustements supplémentaires.

Heureusement, l'observation directe et en temps réel du cristal à la caméra thermique permet de contrôler la symétrie du refroidissement et de l'ajuster en retouchant éventuellement à la monture du cristal (Rajout de graisse thermique, serrage du cristal dans la monture).

Au final, nous pensons que cette méthode de mesure de conductivité thermique peut se révéler utile quand les méthodes usuelles peinent à converger vers des valeurs consensuelles. De plus, le banc de cartographie thermique présenté ouvre la porte à de nombreuses voies de recherche possibles, que ce soit pour tester de nouveaux cristaux laser, ou pour évaluer l'influence du pompage et de l'effet laser sur les paramètres physique des cristaux. Un autre intérêt réside dans la possibilité de vérifier par l'expérience les résultats de simulations thermiques complexes et dépendantes de nombreux paramètres inconnus.

IV. Banc de caractérisation thermique complet : Validation et exemple d'utilisation

Nous avons déjà évoqué l'importance de la maîtrise de la lentille thermique dans les cristaux laser pour réaliser des cavités laser efficaces de fortes puissances. Dans ce chapitre, nous allons tenter, en nous appuyant sur les résultats théoriques obtenus au chapitre II et sur le banc de cartographie thermique présenté au chapitre III, d'aller vers une détermination complète des paramètres de cette lentille thermique.

La formule permettant de calculer la lentille thermique dans un cristal laser isotrope pompé longitudinalement par un faisceau de pompe de rayon w_p ne divergeant pas est rappelée cidessous :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{2\pi w_p^2 K_c} \left[\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1 + \upsilon)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \right] = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi w_p^2 K_c}$$
(IV.1)

Dans cette formule, la puissance de pompe absorbée P_{abs} et la taille du faisceau de pompe w_p peuvent être déterminées expérimentalement. La fraction thermique η_h peut être évaluée précisément dans certaines conditions expérimentales (cf. §III.2.2).

Les deux paramètres restants sont la conductivité thermique et le coefficient thermo-optique : - La détermination de la conductivité thermique des cristaux est sujette, dans de nombreux cas, à une assez large dispersion dans la littérature (cf. §III.5). Cette dispersion peut amener à une erreur importante sur l'estimation de la puissance dioptrique de la lentille thermique.

- L'expression du coefficient thermo-optique fait appel à de nombreux paramètres, qu'il est parfois difficile de connaître avec une bonne précision. Ces paramètres sont mesurés indépendamment, dans des conditions généralement différentes. Les données concernant l'évolution de ces paramètres avec le taux de dopage ou la température du cristal sont souvent rares et fragmentaires.

Nous avons montré au chapitre III qu'il était possible de mesurer la conductivité thermique à partir de mesures de cartographie thermique. Des travaux antérieurs [Chénais 02] ont montré la possibilité de déduire le coefficient thermo-optique de mesures de lentilles thermiques avec un analyseur de front d'onde. Seules, aucune de ces deux mesures ne permet de déterminer complètement les données nécessaires à l'application de la formule (IV.1). **Par contre, en couplant ces deux mesures, il nous sera possible d'évaluer la puissance dioptrique de la lentille thermique, dans toute configuration de pompage longitudinal à symétrie de révolution, à partir de paramètres provenant uniquement de l'expérience. Ceci est résumé sur la figure IV.1.**



Figure IV.1 Schéma résumant les possibilités des deux bancs de caractérisations thermiques à notre disposition, et illustrant l'intérêt du couplage des deux mesures.

Notons que les mesures de cartographie thermique ou de lentilles thermiques, qui peuvent être effectuées avec et sans effet laser, fournissent (chacune à leur manière) un moyen de détermination de la fraction thermique sans effet laser. Ce paramètre peut parfois se révéler utile (cf. § IV.3.2).

<u>A propos de l'intérêt de mesurer une lentille thermique pour pouvoir calculer une lentille thermique :</u>

Pourquoi ne pas nous contenter de la mesure expérimentale directe de la lentille thermique avec l'analyseur de front d'onde ?

Parce que la mesure faite avec l'analyseur de front d'onde ne correspond qu'à un ensemble de conditions expérimentales données, dans une cavité laser qui est modifiée pour permettre cette mesure, et qui n'est pas adaptée à la réalisation d'un laser puissant. Il est donc nécessaire d'extraire de ces mesures des paramètres « invariants » du cristal, comme le coefficient thermo-optique, pour pouvoir calculer la lentille thermique dans toutes les autres configurations expérimentales.

A propos du cadre du domaine de validité du banc de caractérisation proposé :

Le travail présenté ici se limite toujours au cadre initial de notre étude, c'est-à-dire le pompage longitudinal par une source de pompage à symétrie de révolution (soit typiquement par une diode laser fibrée) dans un cristal refroidi radialement. De plus, nous nous appuyons ici sur une formule de calcul de D_{th} qui n'est rigoureusement valable que pour un cristal isotrope. La méthode que nous présentons s'appuie néanmoins sur des appareils de mesure capables de tenir compte d'une éventuelle biréfringence du cristal, et il ne manque qu'un modèle de calcul adapté pour pouvoir tenir compte de cette biréfringence dans la détermination de la lentille thermique.

Nous avons déjà présenté le banc de cartographie thermique dans le chapitre précédent, nous allons donc commencer par présenter le principe de la mesure de lentille thermique par mesure géométrique du front d'onde. Nous présenterons ensuite les choix expérimentaux que nous avons faits et le schéma expérimental du banc de caractérisation complet. Des mesures sur un cristal de Nd :YAG nous permettrons de valider le montage expérimental. Nous présenterons enfin une utilisation du banc de caractérisation dans son ensemble pour comparer des cristaux de fluorures dopés Yb.

IV.1. Principe de la mesure de lentille thermique

Dans ce paragraphe, nous rappelons les principes de base de la mesure de lentille thermique par mesure géométrique d'un front d'onde sonde passant au travers du cristal laser. Des travaux antérieurs ont déjà détaillé ce principe, mais nous avons choisi de le rappeler rapidement ici pour faciliter la compréhension du lecteur.

IV.1.1. Principe de fonctionnement de l'analyseur de Shack-Hartmann

Le principe de cet analyseur, connu depuis plus d'un siècle [Hartmann 1900] est basé sur une des connaissances de base en optique : les rayons lumineux sont orthogonaux au plan d'onde. En mesurant localement la direction de propagation des rayons lumineux, on peut donc en déduire la pente locale du front d'onde. Le principe est détaillé sur la figure IV.1.1.



Figure IV.1.1 Schéma de principe de l'analyseur de Shack Hartmann.

Si on considère un front d'onde plan incliné d'un angle par rapport à l'axe optique, donc des rayons lumineux parallèles entre eux et inclinés par rapport à l'axe optique, on sait bien qu'une lentille fera focaliser ces rayons en un point situé dans le plan focal de la lentille, hors de l'axe optique. La déviation Δx du point de focalisation par rapport à l'axe optique de la lentille est proportionnelle à l'angle d'inclinaison du plan d'onde.

Si on considère une surface d'onde quelconque, la petite surface d'onde autour de chaque point peut être considérée comme plane (on s'intéresse au plan d'onde tangent à la surface à ce point-là), et ce plan fait un angle par rapport à l'axe optique qui peut être mesuré de la même façon que précédemment. On peut ainsi mesurer, grâce à une matrice de microlentilles, les pentes locales en plusieurs points d'un front d'onde, et ainsi obtenir une « cartographie » des pentes locales du front d'onde. Pour remonter à l'allure globale du front d'onde, on le reconstruit en utilisant la continuité entre les pentes locales mesurées.

Dans la pratique, le logiciel développé avec le capteur HASO (Imagine Optic) que nous avons utilisé permet reconstruire le front d'onde dans une zone qu'il définit comme la pupille éclairée, qui peut être définie automatiquement grâce à l'analyse de l'intensité reçue, ou définie par l'utilisateur. Si on utilise une pupille ronde, il est possible de décomposer les déformations obtenues sur les polynômes de Zernike, et ainsi de séparer la contribution relative de la courbure et des différentes aberrations géométriques bien connues.

IV.1.2. Principe de la mesure de lentille thermique par analyse de front d'onde

Plaçons-nous dans le cas d'un cristal laser cylindrique de dimensions (r_0, L_0) dans le repère en coordonnée cylindrique (r,θ,z) . Le cristal est pompé par un faisceau à symétrie de révolution de diamètre $2w_p$. Le mode laser est gaussien, de diamètre $2w_l$. Nous avons vu au chapitre II que le cristal se comporte alors comme une lame de phase. En envoyant un faisceau sonde gaussien de diamètre $2w_s$ au travers du cristal, on pourra donc observer ces déformations de phase grâce à l'analyseur de front d'onde.

Choix du diamètre du faisceau sonde :

Si on choisit $w_s > w_l$, on risque d'observer de l'aberration sphérique induite par la différence de convergence entre le centre et le bord de la zone pompée. Dans l'hypothèse d'un bon recouvrement entre la pompe et le mode laser, Cette aberration n'affecte pas le faisceau laser et risque de fausser la détermination de la lentille thermique vue par celui-ci. Nous éviterons donc une telle configuration.

Si on choisit $w_s < w_l$, on risque de ne prendre en compte qu'une partie de la lentille effectivement vue par le faisceau laser (Rappelons-nous qu'une cavité laser efficace se base généralement sur un mode de cavité de taille similaire à celle de la zone pompée). Nous éviterons donc aussi cette configuration.

Si on choisit $w_s = w_l$, nous mesurerons avec l'analyseur un front d'onde qui s'écarte du front d'onde plan incident d'une quantité Δ que nous appellerons écart total. Celle-ci se décompose en deux écarts distincts : $\Delta_{courbure}$ et $\Delta_{aberrations}$. $\Delta_{courbure}$ représente l'écart entre le front d'onde plan incident et le front d'onde sphérique provoqué par la lentille thermique sans aberrations. $\Delta_{aberration}$ est égal à ce qu'on nomme usuellement l'écart normal, il représente l'écart provoqué entre le front d'onde réel et la sphère de référence. Ce dernier terme contient donc toutes les aberrations de la lentille thermique. Ceci est illustré sur la figure IV.1.2.



Figure IV.1.2 Décomposition de l'écart total Δ en écart de courbure $\Delta_{courbure}$ et écart normal $\Delta_{aberrations}$.

Pour que le faisceau sonde soit le plus similaire possible au faisceau laser lors de sa traversée du cristal, nous avons intérêt à choisir un faisceau sonde gaussien monomode, typiquement celui issu d'une source laser ou celui véhiculé par une fibre optique monomode.

Influence des aberrations de la lentille thermique :

Chenais *et al.* ont montré que dans la majorité des cas, la lentille thermique dans les cristaux laser est peu aberrante [Chénais 06] : $\Delta_{courbure}$ est largement majoritaire devant $\Delta_{aberration}$. Les aberrations non négligeables que nous pouvons observer sont généralement liées à l'une des trois causes ci-dessous :

- Le faisceau de sonde est trop gros par rapport à la zone pompée : on observe de l'aberration sphérique.
- Le cristal n'est pas isotrope, ce qui provoque naturellement l'apparition d'astigmatisme.
- Le cristal n'est pas refroidi de façon homogène, ce qui provoque aussi l'apparition d'un terme d'astigmatisme.

Lors de nos expériences, nous avons travaillé avec des cristaux isotropes, en prenant soin d'adapter la taille du faisceau de sonde à la zone pompée et en vérifiant l'homogénéité du refroidissement grâce au banc de cartographie thermique. Nous avons, en conséquence, constaté que $\Delta_{aberrations}$ était négligeable. Dans la suite, nous nous intéresserons donc principalement à la valeur de focale thermique (donc à $\Delta_{courbure}$), et nous laisserons de côté l'étude des aberrations thermiques.

Relation entre l'écart de courbure mesuré et la focale thermique vue par le faisceau laser :

Les lentilles thermiques mesurées sont généralement peu ouvertes, car le rayon du faisceau sonde w_s est très petit devant la valeur de la distance focale thermique f_{th} . On peut donc approximer la forme de l'onde sphérique résultant du passage au travers de la lentille par une parabole :

$$\Delta_{courbure} = \frac{w_s^2}{2 \cdot f_{th}} \tag{IV.2}$$

On peut donc relier facilement l'écart de phase provoqué par le pompage optique dans la zone traversée par le faisceau de sonde à la valeur de la focale thermique f_{th} vue par ce faisceau. Cette lentille est la même que celle vue par le faisceau laser dans la cavité, à condition d'avoir respecté la condition $w_s = w_1$ et de négliger la dispersion chromatique entre la longueur d'onde la sonde et la longueur d'onde laser.

Choix des conjugaisons optiques pour imager la sonde sur le détecteur :

La résolution de la mesure de front d'onde est limitée par le nombre de microlentilles éclairées dans le détecteur. La taille de la matrice de microlentille est de l'ordre du centimètre, alors que notre faisceau de sonde fait typiquement autour de 500 μ m de diamètre. Il nous faut donc agrandir notre faisceau de sonde avant de l'envoyer dans le détecteur. Ceci pose deux problèmes :

- Il est utile, expérimentalement, de réaliser des mesures de front d'onde référencées. On réalise donc une première mesure sans pompe, le front d'onde ainsi mesuré contenant les éventuelles variations de phases introduites par le montage et indépendante de la lentille thermique du cristal. Ce front d'onde sert de référence et il est soustrait à celui mesuré en présence du pompage optique. Ceci ne peut se faire correctement que si le front d'onde de référence et le front d'onde à caractériser sont mesurés dans une pupille de même diamètre. Il faut donc que la taille du faisceau sonde arrivant sur le détecteur soit la même avec et sans pompage. Pour résoudre ce problème, il est nécessaire que le plan de détection et le plan du cristal soient parfaitement conjugués. Ceci est illustré figure IV.1.3.

- Nous focalisons expérimentalement le faisceau de sonde dans le cristal, pour que le front d'onde incident soit plan en l'absence de lentille thermique (le front d'onde est plan au niveau du waist d'un faisceau gaussien). Si on conjugue le plan de sonde et le plan de détection sans chercher une configuration particulière, on mesurera alors un front d'onde de courbure non nulle dans le plan de détection, même en l'absence de pompage. Il est donc particulièrement astucieux de se placer dans une configuration afocale : dans ce cas, un front d'onde plan dans le cristal sera imagé en un front d'onde plan sur le détecteur. On réalise ainsi une sorte d' « imagerie de front d'onde ». La configuration retenue est présentée en figure IV.1.3 :



Sans conjugaison du plan de sonde et du plan de détection

Avec conjugaison du plan de sonde et du plan de détection par un système afocal



Figure IV.1.3 Exemple de schéma expérimental sans (en haut) et avec (en bas) conjugaison du plan du cristal et du plan du détecteur. Dans la configuration du bas, la courbure du front d'onde sur le détecteur est la même que celle du front d'onde dans le cristal.

On appellera G le grandissement du système d'imagerie :

$$G = \frac{f_2}{f_1} \tag{VI.3}$$

Dans cette configuration, on peut montrer que le rayon de courbure mesuré avec l'analyseur, R_{mes} , vaut :

$$R_{mes} = G^2 \cdot f_{th} \tag{VI.4}$$

La taille du faisceau de sonde est multipliée par G par le système d'imagerie, alors que le rayon de courbure du front d'onde est multiplié par G^2 : On vérifie donc que l'écart $\Delta'_{courbure}$ mesuré dans le plan du capteur est égal à celui mesuré dans le plan de sonde, $\Delta_{courbure}$:

$$\Delta'_{courbure} = \frac{(G.w_s)^2}{2R_{mes}} = \frac{w_s^2}{2f_{th}} = \Delta_{courbure}$$
(VI.5)
La donnée expérimentale que nous mesurerons grâce au détecteur est le rayon de courbure du front d'onde R_{mes} . Nous en déduirons la distance focale thermique f_{th} en connaissant le grandissement G.

IV.2. Schéma expérimental

Le schéma expérimental du banc de caractérisation complet est présenté en figure IV.2.1. Il répond aux besoins que nous avons définis dans le paragraphe précédent à propos de la sonde et de la « conjugaison de front d'onde » nécessaires à une mesure correcte de la lentille thermique.

Le pompage optique :

Il est assuré par une diode laser de puissance fibrée. Les fibres utilisées ont un diamètre de cœur de 400 μ m, et une ouverture numérique de 0,2. Nous avons utilisé des diodes émettant à 808 nm pour pomper les cristaux dopés Nd³⁺, et des diodes à 980 nm pour pomper les cristaux dopés Yb³⁺.

L'extrémité de la fibre est imagée par un banc de pompe composé de deux doublets de 60 mm, qui constitue un système d'imagerie de grandissement proche de 1. Le véritable profil de pompe obtenu au niveau du cristal est identique à celui mesuré dans le chapitre précédent pour le même système d'imagerie : nous savons donc que le profil de l'intensité pompe dans le cristal est bien décrit par une fonction supergaussienne d'ordre 4, et que sa largeur à $1/e^2$ vaut environ 440 µm (en diamètre). Tous les cristaux utilisés pour les mesures présentées dans ce chapitre sont isotropes, nous n'avons donc pas cherché à polariser l'émission de la diode comme cela avait été fait pour les cristaux de vanadate dans le chapitre III.

La cavité laser :

Le résonateur laser utilisé est une cavité plan/concave. Le premier miroir est dichroïque, traité de façon à transmettre le faisceau de pompe et à réfléchir le faisceau laser autour de 1050 nm. Un miroir plan de repli est utilisé pour éviter que le faisceau sonde ne traverse un miroir altérant la courbure de son front d'onde. Ce miroir a reçu des traitements pour être hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser pour une incidence de 45°. Le miroir M₂ de fond de cavité est un miroir concave, dont le rayon de courbure a été adapté suivant les besoins de l'expérience (typiquement R₂ = -200 mm).





Choix de la sonde :

Nous cherchons un faisceau sonde ayant les caractéristiques suivantes :

- Il n'est ni absorbé ni amplifié de façon significative par les cristaux utilisés.

- Il passe au travers de toutes les optiques du montage sans en être trop affecté.

- Sa longueur d'onde est suffisamment proche de celle du laser pour pouvoir négliger la dispersion chromatique.

Au final, nous avons choisi un faisceau de sonde à 660 nm. Il n'y aura pas d'amplification à cette longueur d'onde car les cristaux utilisés sont pompés à 980 nm ou 808 nm. L'absorption résiduelle des cristaux utilisés à cette longueur d'onde est faible. Les traitements des lentilles et des miroirs du montage, prévus pour des faisceaux autour de 1 μ m, ont une transmission

suffisante à cette longueur d'onde. La dispersion chromatique entre 660 nm et une longueur d'onde laser autour de 1 μ m provoque une variation de la valeur de la distance focale thermique de l'ordre de quelques % dans les cristaux considérés [Tsay 73] [Chénais 02].

Nous avons choisi une diode laser rouge à 660 nm couplée dans une fibre monomode, achetée chez Melles Griot. Elle émet environ 25 mW au maximum, son émission est polarisée. L'aspect gaussien du faisceau de sortie a été vérifié avec un analyseur de faisceau. La sortie divergente de la fibre de transport est collimatée grâce à un objectif de microscope de longue focale (f = 7,75 mm, ON = 0,6).

Le rayon du faisceau de pompe focalisé dans le cristal est d'environ 220 μ m. Le rayon de waist du faisceau laser sera très proche de cette valeur si la cavité laser est bien réglée. Nous cherchons donc à obtenir un faisceau de sonde dont le waist fasse environ 220 μ m au niveau du cristal. Nous avons utilisé une lentille de focale 660 mm pour focaliser la sonde dans le cristal et nous avons mesuré un rayon de waist de 210 μ m au point de focalisation.

Lors des réglages, il est important de s'assurer que le front d'onde soit plan au niveau du cristal pour que le front d'onde détecté avec l'analyseur soit plan en l'absence de pompage. Cela simplifie l'analyse des résultats et diminue les incertitudes de mesures.

Choix de l' « imagerie de front d'onde » :

La pupille d'entrée de l'analyseur de front d'onde que nous avons utilisé a un diamètre de 12 mm. Le faisceau de sonde a un diamètre de 420 μ m environ dans le cristal. Nous avons choisi un grandissement G = 11,7 ; ce qui nous permet d'obtenir un faisceau de sonde de diamètre 5,2 mm environ au niveau de l'analyseur.

Ce grandissement est obtenu grâce à une lentille de distance focale $f_2 = 700$ mm. Notons que la lentille f_1 est imposée par le système de pompage, il s'agit du doublet de focalisation de la pompe. On a donc : $f_1 = 60$ mm.

Choix de l'analyseur de front d'onde :

L'analyseur utilisé est un HASO 64 commercialisé par Imagine Optic. La matrice de microlentilles qu'il utilise est composée de 64x64 lentilles de diamètre 160 μ m et de distance focale 6 mm. La fréquence des mesures est de 10 Hz sans moyennage, mais pour améliorer la précision, nous avons effectué des moyennes sur 10 à 20 acquisitions suivant les cas. La précision RMS sur la mesure de front d'onde est de +/- 3 nm en mode relatif pour un faisceau de longueur d'onde 670 nm. Le traitement des données est effectué sur un PC par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition.

Calcul des erreurs systématiques :

La principale cause d'erreur systématique est celle liée à la détermination du grandissement G. Il a été démontré que le positionnement des lentilles n'est pas un paramètre critique, à condition de s'assurer que le plan du cristal et le plan de détection sont bien conjugués [Chénais 02].

Rappelons que la puissance dioptrique est calculée par la formule :

$$D_{th} = \frac{G^2}{R_{mes}}$$
(IV.6)

Les distances focales des lentilles étant connues à environ 1% prés, l'incertitude sur la détermination de G^2 est inférieure à 4% [Taylor 00]. Nous estimons donc que les erreurs systématiques faites sur la détermination de la puissance dioptrique sont de l'ordre de 4 %. Ces erreurs sont prépondérantes quand les puissances dioptriques mesurées sont fortes (Typiquement D_{th} > 20 m⁻¹).

Calcul de l'erreur de répétabilité :

La détermination théorique de l'erreur de répétabilité peut se faire en appliquant la formule suivante [Chénais 02] :

$$\left(\sigma_{D_{th}}\right)_{théorique} = F_{reconstruction} \cdot \frac{d}{f} \cdot \sigma_{X} \cdot \frac{\sqrt{6}}{2 \cdot w_{s}^{2}}$$
(IV.7)

Où d = 180 μ m est le pas des microlentilles, $\sigma_x = 0,1 \mu$ m est l'écart type sur la précision de mesure du point de focalisation d'une microlentille (calculé grâce aux données du constructeur), et f = 6 mm est la focale d'une microlentille. F_{reconstruction} est un facteur tenant compte de l'erreur faite en « recollant » les pentes locales du front d'onde mesurées pour chaque microlentille pour reconstruire le front d'onde global (cf. figure IV.1.1). Dans le cas d'une reconstruction modale basée sur les polynômes de Zernike, on trouve F_{reconstruction} ~ 3.

On trouve
$$(\sigma_{D_{th}})_{théorique} = 0,29 \text{ m}^{-1}$$

La détermination expérimentale de l'erreur de répétabilité a été faite sur une de nos séries de mesure avec un cristal d'Yb :SrF₂. La courbe obtenue est présentée en figure IV.2.2. On trouve une erreur de répétabilité de $0,26 \text{ m}^{-1}$ sur un ensemble de 10 mesures. Chacune de ces mesures est une moyenne sur 20 acquisitions faites par l'HASO.



Figure IV.2.2 Etude de la répétabilité. Chaque mesure est réalisée avec une référence (front d'onde mesuré sans pompage) différente. Les barres d'erreurs de +/- 1,2 m viennent de l'évaluation de la répétabilité des acquisitions faites en gardant la même référence.

On constate un bon accord entre le calcul et la mesure, on considérera donc une erreur de répétabilité de l'ordre de 0,3 m⁻¹ dans la suite de nos travaux. Ces erreurs sont prépondérantes pour les mesures de faibles puissances dioptriques ($D_{th} < 5 \text{ m}^{-1}$).

IV.3. Validation avec un cristal de Nd :YAG, comparaison aux simulations par FEA

Nous allons une fois de plus nous appuyer sur la bonne connaissance qu'a le monde scientifique du cristal de Nd :YAG. Nous connaissons avec une bonne précision la majorité de ses paramètres physiques, nous allons donc chercher à vérifier que la détermination entièrement expérimentale de la lentille thermique que nous proposons est en bonne adéquation avec les résultats des calculs analytiques et des simulations par FEA. Ces dernières sont parfaitement adaptées à notre cas de figure, et ne nécessitent aucune approximation difficilement vérifiable. Elles seront donc notre ultime arbitre sur la qualité des résultats obtenus.

Le cristal de Nd :YAG est le même que celui utilisé pour valider le banc de cartographie thermique. Sa section carrée fait 5 mm de coté et de longueur 4 mm, son taux de dopage est de 1% at. en ions Nd³⁺. Le pompage est réalisé par une diode laser fibrée délivrant une puissance maximale de 60 W de pompe à 808 nm. Les miroirs de la cavité laser sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde laser, ce qui permet de maximiser la puissance intracavité et de calculer facilement la fraction thermique en présence d'effet laser (cf. §III.2.2). Le miroir de fond de cavité possède un rayon de courbure de 200 mm. La courbe d'évolution du coefficient d'absorption non saturé avec la puissance émise par la diode a été donnée dans le chapitre précédent (figure III.4.2). La puissance laser intracavité, estimée grâce aux fuites de la cavité, est tracée en figure IV.3.1.



Figure IV.3.1 Evolution de la puissance laser intracavité avec la puissance de pompe incidente

Nous avons mesuré l'évolution de la lentille thermique avec la puissance de pompe incidente sur le cristal, avec et sans effet laser. Les résultats sont présentés en figure IV.3.2.



Figure IV.3.2 Evolution de la puissance dioptrique mesurée avec et sans effet laser dans un cristal de Nd :YAG

IV.3.1. Etudes des résultats obtenus en présence d'effet laser

En présence d'effet laser, l'évolution de la puissance dioptrique thermique avec la puissance de pompe incidente est quasiment linéaire. Cela s'explique assez logiquement si on se souvient de la formule (IV.8) :

$$D_{th} = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi . w_p^2 . K_c}$$
(IV.8)

La fraction thermique η_h , en présence d'effet laser, est proche du défaut quantique et reste constante. L'absorption est désaturée par la présence de l'effet laser, et on peut donc considérer en première approximation que la puissance absorbée P_{abs} évolue linéairement avec la puissance incidente. L'évolution linéaire observée est donc logique. On constate également que la lentille thermique mesurée est très convergente : Une puissance dioptrique de 20 m⁻¹ correspond en effet à une distance focale d'à peine 50 mm !

Les résultats obtenus ont d'abord été comparés aux simulations par FEA. Les paramètres physiques nécessaires à la simulation sont donnés dans le tableau IV.3.1. Notons que ces simulations ne demandent pas de valeur du coefficient thermo-optique, le logiciel fait ses calculs à partir du dn/dT, de la dilatation thermique, du coefficient de poisson et du module d'Young.

Les paramètres du faisceau de pompe sont choisis conformément aux mesures présentées au chapitre III (profil supergaussien d'ordre 4, waist de pompe $w_p = 220 \ \mu m$). La fraction thermique est choisie égale au défaut quantique. L'évolution du coefficient d'absorption non saturé avec la puissance de pompe est connue grâce à la figure III.4.2.

Le seul paramètre d'ajustement restant est l'abscisse du point de focalisation de la pompe dans le cristal, que nous savons être proche de $z_0 = 0$. Le meilleur ajustement avec l'expérience est obtenu pour $z_0 = 0,2$ mm. La courbe résultante est tracée en figure IV.3.3.

L_0	4 mm
r ₀	2,5 mm
n (indice)	1,82
dn/dT	9,9 10 ⁻⁶ K ⁻¹
α_{T}	7,8 10 ⁻⁶ K ⁻¹
υ (coeff. de poisson)	0,25
E (module Young)	300 GPa
Kc	10,5 W/(mK)
Wp	220 µm
M^{2}_{pompe}	150
$\alpha_{\rm NS}$	330 m-1
$\eta_{\rm h}$	0,2406

Tableau IV.3.1 Paramètres essentiels utilisés pour les calculs analytiques et les simulations par FEA de la lentille thermique avec effet laser dans le cristal de Nd :YAG.

Les calculs analytiques de D_{th} sont basés sur la formule (IV.1). Ils vont nous permettre de déduire le coefficient thermo-optique χ de nos mesures. Il serait préférable de pouvoir utiliser la formule (II.16), qui tient compte de la divergence de la pompe, mais nous sommes ici dans un cas où le facteur dn/dT n'est pas la seule contribution importante à la lentille thermique (les valeurs des différentes composantes de χ dans le Nd :YAG, calculées dans le tableau IV.3.2, permettent de s'en rendre compte), nous ne pouvons donc pas utiliser cette formule (cf. §II.4.4). L'ajustement entre la formule (IV.1) et les mesures est effectué avec les mêmes paramètres que ceux des simulations par FEA (tableau IV.3.1). Le calcul de la puissance absorbée est basé sur les mesures d'absorptions non saturées présentées sur la figure III.4.2. Le seul paramètre d'ajustement est alors le coefficient thermo-optique, que nous cherchons à déterminer. Le meilleur ajustement avec l'expérience est obtenu pour $\chi = 17,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. La courbe obtenue est tracée en figure IV.3.3.



Figure IV.3.3 Ajustement des puissances dioptriques calculées analytiquement (courbe bleue pleine) et simulées par FEA (courbe verte pointillée) avec les résultats expérimentaux (triangles) obtenus en présence d'effet laser.

Les données physiques connues du Nd : YAG nous permettent par ailleurs de calculer la valeur théorique du coefficient χ . Les calculs sont résumés dans le tableau IV.3.2

Cr	0,0032
C_{θ}	-0,011
dn/dT	9,9 10 ⁻⁶ K ⁻¹
χ dilatation	7,9 10 ⁻⁶ K ⁻¹
χ contraintes	$-3,7 \ 10^{-7} \ \mathrm{K}^{-1}$
χ total	17,5 10 ⁻⁶ K ⁻¹

Tableau IV.3.2 Calcul du coefficient thermo-optique du Nd : YAG à partir des valeurs issues de la bibliographie. On rappelle que $\chi_{total} = dn/dT + \chi_{contraintes} + \chi_{dilatation}$.

Les conclusions de ces expériences et de ces calculs sont les suivantes :

- Le bon accord observé entre nos expériences et les simulations par FEA montre la validité de notre montage expérimental.
- La valeur du coefficient thermo-optique χ mesurée est proche de la valeur annoncée par la bibliographie (avec un écart < 3%), ce qui montre la validité de notre méthode de mesure de ce coefficient.

IV.3.2. Etude des résultats obtenus sans effet laser

Sans effet laser, la lentille thermique devient beaucoup plus puissante (ce qui est équivalent à dire que la distance focale thermique est plus courte). Ceci n'est pas surprenant si on considère que nous travaillons ici avec un cristal assez fortement dopé (1% at.). Sans effet laser, les effets non radiatifs sont très présents, et la fraction thermique devient considérablement plus élevée. Les plus puissantes lentilles thermiques mesurées ont une distance focale de l'ordre de 25 mm, presque 10 fois plus courte que rayon de courbure du miroir de fond de cavité !

L'évolution de la lentille thermique sans effet laser avec la puissance incidente n'est clairement pas linéaire. La courbe IV.3.2 présente une inflexion positive, qui fait augmenter très rapidement la puissance dioptrique avec la puissance de pompe incidente.

A la recherche des phénomènes physiques à l'origine de cette inflexion, analysons l'effet de la puissance incidente sur les différents termes de l'équation (IV.8) :

 w_p , le rayon du waist de pompe, a été mesuré avec un analyseur de faisceau pour plusieurs puissances de pompe. Sa taille ne dépend pas de la puissance émise par la diode. Nous tenons compte de la divergence de la pompe dans nos calculs d'absorption, mais cela ne rend pas compte de la variation non linéaire observée.

 χ , le coefficient thermo-optique, regroupe un grand nombre de paramètres physiques, comme la dilatation thermique α_T , et la variation de l'indice de réfraction avec la température dn/dT, qui dépendent *a priori* de la température. L'augmentation de la puissance de pompe s'accompagnant d'une forte élévation de la température, l'évolution de ces paramètres pourrait être une explication.

Remarquons néanmoins que cette évolution devrait alors aussi être visible en présence d'effet laser. (Remarquons aussi que nous manquons hélas de données sur la dépendance de ses grandeurs avec la température, ce qui nous pousse à explorer les autres explications possibles).

 \mathbf{K}_{c} , la conductivité thermique, dépend de la température du cristal. Nous avons mesuré cette variation au chapitre précédent, et montré qu'elle était de l'ordre de 15% entre 30°C et 120 °C. Cette variation va dans le bon sens : l'augmentation de la puissance incidente augmente la température, ce qui diminue la conductivité thermique, avec pour conséquence d'augmenter la puissance dioptrique D_{th}. L'évolution de la conductivité thermique avec la température sera donc prise en compte dans nos calculs.

 P_{abs} , la puissance de pompe absorbée dans le cristal, dépend bien entendu de la puissance incidente. Néanmoins, l'effet observé ne peut être expliqué par la saturation de l'absorption, qui provoquerait au contraire une inflexion négative de la puissance dioptrique avec l'augmentation de la puissance de pompe.

Le candidat le plus probable pour expliquer l'inflexion observée est la fraction thermique η_h . Dans le cas d'un cristal de Nd :YAG assez fortement dopé, le premier phénomène que l'on pense à mettre en cause est l'upconversion, qui dépend fortement de l'inversion de population dans le système. L'influence de l'upconversion sur la lentille thermique sans effet laser a déjà été remarquée par des études précédentes, par exemple par Hardman *et al.* [Hardman 99] sur un cristal de Nd :YLF. Dans le paragraphe suivant, nous allons donc essayer de déterminer l'évolution de η_h avec la puissance incidente, et vérifier si l'évolution obtenue explique bien l'inflexion observée.

IV.3.3. Mesure de l'évolution de la fraction thermique avec la puissance de pompe en l'absence d'effet laser, explication de l'évolution de la puissance dioptrique sans effet laser

Un calcul de la fraction thermique sans effet laser serait complexe, car nous ne savons pas estimer correctement les contributions des différents processus générateurs de chaleur (cf. Chapitre II), nous allons donc plutôt essayer de la mesurer. Pour cela, nous avons utilisé le deuxième outil de notre banc de caractérisation, la caméra thermique. Ces mesures seront ensuite injectées dans notre calcul de lentille thermique, pour vérifier l'accord avec les résultats expérimentaux.

Les profils de température obtenus par mesure de cartographie IR sans effet laser peuvent être ajustés par la formule (II.10), avec pour seul paramètre d'ajustement la fraction thermique η_h . On en déduit η_h sans laser, en fonction de la puissance de pompe. Nous avons alors tous les paramètres pour appliquer la formule (IV.8) et calculer l'évolution de D_{th} en fonction de la puissance de pompe. Tous ces calculs sont effectués en tenant compte de la saturation de l'absorption, calculée numériquement.

La figure IV.3.4 montre un exemple de profil de température obtenu avec et sans effet laser, pour une puissance de pompe incidente sur le cristal de 22,7 W. On remarque l'échauffement bien plus important en l'absence d'effet laser, ce qui corrobore les mesures de lentilles thermiques montrées figure IV.3.2.



Figure IV.3.4 Profils de température expérimentaux (points bleus) et ajustement théoriques (lignes rouges), avec et sans effet laser, dans un cristal de Nd :YAG, pour une puissance de pompe incidente de 22,7 W.

Pour cette puissance de pompe, la fraction thermique monte à environ 50 %, ce qui veut dire que la moitié de la puissance de pompe absorbée disparaît en chaleur !

La méthode menant à la détermination de η_h est très proche de celle utilisée pour calculer la conductivité thermique dans le chapitre III, ce qui nous amène à une incertitude de l'ordre de 10%. Mais il faut au moins ajouter à cette incertitude l'erreur systématique faite sur le calcul numérique de l'absorption saturée. Des comparaisons entre mesures et expériences nous permettent de déduire une erreur de l'ordre de 3 %. Au final, nous ne prétendons pas obtenir une valeur de fraction thermique avec une précision supérieure à 13 %. Cela est tout de même suffisant pour réfléchir sur la physique des phénomènes mis en jeu.

La courbe d'évolution de η_h sans effet laser avec la puissance de pompe absorbée est présentée en figure IV.3.5. On voit que la fraction thermique dépend fortement de la puissance de pompe absorbée. L'explication la plus probable à ce phénomène est l'upconversion, très présente dans les cristaux dopés Nd en l'absence d'effet laser.

Quand l'intensité de pompe est faible, la population du niveau excité est négligeable et les effets non radiatifs évoqués plus haut n'ont plus court. Dans ces conditions, la fraction thermique tend alors vers une valeur proche du défaut quantique de fluorescence :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \approx 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_f} = 0,21$$
(IV.9)

(λ_f vaut environ 1020 nm dans le Nd :YAG).



Figure IV.3.5 Evolution de la fraction thermique sans effet laser avec la puissance de pompe absorbée.

On constate que l'évolution de la fraction thermique avec la puissance absorbée est à peu prés linéaire. Ceci implique que la puissance dissipée thermiquement, P_{th} , qui est égale au produit de la fraction thermique η_h par la puissance absorbée P_{abs} , évolue donc avec le carré de la puissance absorbée ! L'évolution de P_{th} estimée d'après nos mesures est tracée sur la figure IV.3.6.



Figure IV.3.6 Evolution de la puissance thermique dissipée dans le cristal de Nd :YAG sans effet laser avec la puissance de pompe absorbée. L'évolution observée est clairement non linéaire. Les barres d'erreurs tiennent seulement compte de l'erreur relative estimée sur la fraction thermique η_h .

Cette évolution quadratique est tout à fait cohérente avec l'évolution de la puissance thermique dissipée avec la puissance absorbée, en présence d'upconversion, calculée par Guy

et al. [Guy 98], et nous conforte dans l'idée que cette évolution est provoquée par des interactions entre couples d'ions excités.

L'évolution de la puissance dioptrique sans effet laser mesurée est présentée sur la figure IV.3.7, avec le calcul analytique (par la formule III.8), en tenant compte de la variation du η_h avec la puissance de pompe que nous venons de calculer et de la dépendance de la conductivité thermique avec la température évaluée dans la section §III.4.3. On observe un accord remarquable entre le calcul et l'expérience, surtout que le seul paramètre d'ajustement de la simulation est l'abscisse z_0 du point de focalisation de la pompe dans le cristal, qui est fixé à 0,2 mm pour l'ensemble des calculs.



Figure IV.3.7 Evolution de la puissance dioptrique sans effet laser dans le Nd :YAG, expérience (carrés) et calcul analytique (courbe pleine).

La conductivité thermique évolue d'environ 15 % entre les faibles et les fortes puissances de pompe incidentes, alors que la fraction thermique varie d'environ 50 %. L'augmentation de la fraction thermique, provoquée par la multiplication des désexcitations non radiatives avec la puissance absorbée par le cristal, est donc la principale cause de l'inflexion positive de la courbe IV.3.4.

La qualité de l'ajustement obtenu montre l'intérêt qu'il peut y avoir à coupler les deux outils à notre disposition, la cartographie thermique et la mesure de front d'onde :

- Les mesures de cartographie thermique nous ont permis de mesurer l'évolution de la conductivité thermique avec la température au centre du cristal (cf. § III.4.3), et d'estimer l'évolution de la fraction thermique avec la puissance de pompe.

- Les mesures de lentilles thermiques nous ont, quant à elles, permis de mesurer avec précision le coefficient thermo-optique du cristal et l'évolution de la puissance dioptrique avec la puissance de pompe sans effet laser.

IV.3.4 Conclusion des mesures effectuées sur Nd : YAG avec le banc de caractérisation thermique

Ces mesures et les calculs concomitants nous ont permis de valider le banc de mesure de lentille thermique. En présence d'effet laser, les simulations par FEA, que nous avons choisies comme arbitre, sont en bon accord avec l'expérience ce qui valide la qualité de notre montage expérimental. La détermination du coefficient thermo-optique χ en utilisant notre modèle analytique donne des résultats très cohérents avec les données issues de la bibliographie, ce qui nous rassure quant à la qualité de notre modélisation.

En nous appuyant sur ce modèle, nous avons alors pu montrer que l'évolution non linéaire de la puissance dioptrique en l'absence d'effet laser est majoritairement due à l'augmentation de la fraction thermique avec la puissance de pompe absorbée. La qualité de l'ajustement obtenu entre le calcul et l'expérience montre qu'il est possible de modéliser la lentille thermique dans les cristaux laser avec une grande précision en couplant les résultats de cartographie thermique et les mesures de lentilles thermiques.

Maintenant que la qualité de notre banc de caractérisation est acquise, nous pouvons l'utiliser pour comparer et caractériser des cristaux. Nous avons choisi de présenter ici des travaux effectués sur des fluorures dopés Yb, dont les caractéristiques thermo-optiques n'ont jamais été déterminées expérimentalement à notre connaissance.

IV.4. Exemple d'utilisation du banc de caractérisation : Comparaisons des cristaux d' Yb :CaF₂ et Yb :SrF₂

IV.4.1 Objectifs de l'étude

Les lasers dopés Yb présentent un grand intérêt pour réaliser des milieux laser à cause de leur faible défaut quantique et de leurs larges spectres d'émission. Un des intérêts de bénéficier de spectres très large est d'obtenir des impulsions femtosecondes en régime de verrouillage des modes en phase. Parmi les cristaux dopés Yb qui présentent un bon potentiel en tant qu'oscillateurs et amplificateurs, on trouve les fluorures, dont la conductivité thermique élevée est un avantage non négligeable (même si celle-ci chute rapidement avec l'augmentation du dopage). Ces cristaux sont faciles à faire croître en grandes dimensions, ce qui facilite leur utilisation à haute puissance. Les fluorures dopés Yb sont donc des milieux à fort potentiel, étudiés aussi bien au niveau de leurs performances laser [Lucca 04] qu'au niveau de leurs complexes caractéristiques chimiques [Petit 06]. Nous avons bénéficié, grâce à une collaboration avec le laboratoire CIRIL (ENSI-Caen), de la possibilité de comparer deux fluorures dopés Yb : Le CaF₂ et le SrF₂.

<u>A propos des lasers à base de fluorures :</u> Il est à noter que, à notre connaissance, le premier laser solide pompé par diode était basé sur un cristal de U²⁺:CaF₂ [Keyes 64]. Les premières céramiques laser ont également été réalisées en CaF₂ [Hatch 64].

A propos des autres utilisations des fluorures :

Le CaF₂, le SrF₂, et le BaF₂, sont utilisés couramment pour la réalisation d'optique. En effet, ces matériaux possèdent des bandes de transmissions très larges (de l'UV jusqu'à 11 μ m !). Il est important de noter que les cristaux que nous avons utilisés, fortement dopés (3% at. en ions Yb), sont très absorbants dans la bande de fonctionnement de la caméra IR que nous avons utilisée (8-12 μ m). (La transmission résiduelle a par exemple été mesurée à 5% pour une source à environ 200°C placée derrière un cristal d'Yb :CaF₂ dopé 3% at. de 0,5 mm d'épaisseur). Ceci est essentiel pour que notre mesure de cartographie thermique soit exploitable en considérant que la caméra n'enregistre que la cartographie en température de la face d'entrée (cf §III.3.1).

	SrF ₂	CaF₂
n (indice)	1.44	1.43
Densité d	3.181 g.cm ³	4.276 g.cm ³
Masse molaire	125,62 g.mol ⁻¹	78,08 g.mol ⁻¹
Volume de maille	195,11 10 ⁻³⁰ m ³	163,04 10 ⁻³⁰ m ³
dn/dT	-12,0 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	-10,6 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
K _c (non dopé)	8 W/(mK)	10 W/(mK)
ατ	18,4 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	19,0 .10 ⁻⁶ K ⁻¹ (*)
υ	0,26	0,26
Cr	-0,125	-0,098 (*)
C _e	-0,131	-0,1025 (*)
χ (dn/dT)	-12,0 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	-10,6 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
χ (contraintes) = $2n_0^3 . \alpha_T . C_{r,\theta}$	-13,1 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	-11,1 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
χ (Dilatation) = $(n_0 - 1)(1 + v)\alpha_T$	10,2 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	10,3 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
χ total	-15,9 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	-11,4 .10 ⁻⁶ K ⁻¹

Quelques paramètres physiques des fluorures non dopés sont donnés dans le tableau IV.4.1.

Tableau IV.4.1 Valeurs des coefficients thermo-optiques dans les deux cristaux étudiés, issues de la bibliographie. Les valeurs marquées d'une étoile sont sujettes à une importante dispersion dans la bibliographie.

Les spectres d'émission et d'absorption issus de la littérature pour ces deux cristaux sont indiqués en figure IV.4.1.



Figure IV.4.1 Spectres d'émission et d'absorption issus de la litérature pour les cristaux de Yb:SrF₂ [Stebold 07] et de Yb:CaF₂ [Petit 04-2].

Les paramètres spectroscopiques que nous avons utilisés dans ce chapitre sont résumés dans le tableau IV.4.2.

	Yb:SrF₂	Yb:CaF₂
Temps de vie radiatif $ au$	2,9 ms	2,4 ms
σ _{el} (1050 nm)	1,4 .10 ⁻²¹ cm ²	1,8 .10 ⁻²¹ cm ²
σ _{al} (1050 nm)	< 5 .10 ⁻²³ cm ²	< 1 .10 ⁻²² cm ²
σ _{ep} (980 nm)	4,8 .10 ⁻²¹ cm ²	6,5 .10 ⁻²¹ cm ²

Tableau IV.4.2 Paramètres physiques utiles pour les cristaux étudiés

Remarquons qu'il n'existe quasiment aucune donnée disponible concernant les caractéristiques thermo-optiques de ces cristaux une fois dopés aux ions Yb. Or la chute rapide de la conductivité thermique (de 10 W/(mK) non dopé à 4 W/(mK) pour 5% at. en ions Yb) avec le taux de dopage de ces matériaux, constatée par certain auteurs [Lucca 04-2], est symptomatique d'une grande influence du dopant sur les paramètres physiques de ces matériaux. Si la conductivité thermique varie autant avec le taux de dopage, il n'y a aucune raison pour que le coefficient thermo-optique ne fasse pas de même, et nous souhaitons nous en assurer en utilisant notre banc sur des cristaux fortement dopés (3% at. en Yb). De plus, nous souhaitons réaliser des systèmes laser (continus et impulsionnels) de forte puissance (>50W de pompe) avec ces matériaux. Pour cela nous avons besoin d'une part, de comparer ces deux cristaux, et d'autre part de connaître précisément la lentille thermique pour concevoir des cavités adaptées. Notre banc est parfaitement adapté à cette application.

Les travaux que nous présenterons ici ont par conséquent deux objectifs :

- Nous désirons mesurer les conductivités thermiques et les coefficients thermo-optiques de ces deux cristaux pour les comparer entre eux et les comparer aux données pour des cristaux non dopés.

- Nous souhaitons, en nous basant sur le principe de mesure explicité figure IV.1, être capable de donner une expression générale de la lentille thermique venant de données purement expérimentales pour ces deux cristaux. Cette expression sera utilisée dans des travaux ultérieurs pour réaliser des cavités laser efficaces à haute puissance de pompe.

IV.4.2 Protocole expérimental

Les cristaux sont de section carrée de 5 mm de côté. Ils sont longs de 4 mm. Ils ne sont pas traités antireflet, ce qui induit des pertes par face de l'ordre de 4 % sur les faisceaux incidents. Le taux de dopage du cristal d'Yb :CaF₂ est de 2,6 % at., celui du cristal d'Yb :SrF₂ est de 2,9 % at.. La cavité laser utilisée est la même que pour le Nd :YAG. L'effet laser est obtenu aux alentours de 1050 nm pour les deux cristaux. La diode de pompe utilisée émet jusqu'à 110 W à 980 nm, en sortie d'une fibre de diamètre de cœur 400 µm et d'ouverture numérique 0,2. La transmission des différentes optiques sur le trajet du faisceau nous permet de disposer d'un maximum de 83 W de pompe incident sur le cristal.

Le schéma général de l'expérience est celui décrit en figure IV.2.1.

IV.4.3 Résultats expérimentaux

Mesure des coefficients d'absorption non saturée:

Les coefficients d'absorption non saturée ont été mesurés avec une attention particulière, en utilisant le schéma expérimental déjà présenté au chapitre III (figure III.4.1). Les résultats obtenus sont présentés sur la figure IV.4.2, en fonction de la puissance de sortie de la diode laser. L'évolution observée sur ces courbes ne vient pas d'un effet de saturation de l'absorption mais du décalage de la longueur d'onde d'émission de la diode avec son courant d'alimentation.



Figure IV.4.2 Evolution du coefficient d'absorption non saturé avec la puissance de sortie de la diode de pompe.

Mesures de puissances laser intracavité :

Les puissances laser intracavité mesurées grâce à des fuites du miroir concave de fond de cavité sont indiquées sur la figure IV.4.3. Ces puissances sont plus faibles que dans les cristaux dopés Nd, ce qui s'explique principalement par le gain plus faibles des matériaux dopés Yb par rapport aux pertes de la cavité.



Figure IV.4.3 Evolution des puissances intracavité dans les cristaux étudiés avec la puissance de pompe incidente.

L'effet laser est obtenu à 1053 nm dans l'Yb : CaF_2 et à 1051 nm dans l'Yb : SrF_2 . La puissance laser supérieure mesurée dans l'Yb : SrF_2 n'est pas surprenante, vu que ce cristal absorbe plus. La puissance de pompe maximale incidente sur l'Yb : CaF_2 est de 83 W, celle incidente sur l'Yb : SrF_2 est de 46 W. Nous avons volontairement limité la puissance incidente sur le SrF_2 étant donné son absorption plus élevée et son échauffement plus fort.

Le profil radial calculé du rendement d'extraction laser de chaque cristal est montré en figure IV.4.4, pour la puissance laser intracavité maximale estimée pour chaque cristal.



Figure IV.4.4 Evolution radiale du rendement d'extraction laser dans les deux cristaux, pour une puissance laser intracavité d'environ 60 W.

Les rendements d'extractions laser calculés, nettement inférieurs à 1, ont pour cause une puissance laser intracavité faible, provoquée par des pertes intracavité trop importantes. Ces pertes sont dues aux faces non traitées des cristaux, ainsi qu'à la lame de ZnSe.

La valeur moyenne de l'extraction laser, calculée entre $r = -w_p$ et $r = w_p$, vaut, pour chaque cristal :

$\eta_l \left(Yb : CaF_2 \text{ , } P_{laser \text{ intra}} = 57 \text{ W} \right) = 0{,}48$

η_1 (Yb :SrF₂, P_{laser intra} = 60 W) = 0,47

Le calcul de la fraction thermique ne sera donc pas aussi simple qu'avec les cristaux utilisés dans le chapitre III, ou nous avons pu démontrer qu'elle était très proche du défaut quantique du laser. Il va donc nous falloir considérer la fraction thermique sous sa forme générale :

$$\eta_{h} = 1 - \eta_{p} \left[(1 - \eta_{l}) \eta_{r} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{F}} + \eta_{l} \frac{\lambda_{p}}{\lambda_{l}} \right]$$
(IV.10)

Si nous supposons $\eta_p = 1$, c'est-à-dire que les cristaux ont peu de défauts, la seule inconnue de cette formule est le rendement quantique de fluorescence η_r . Si nous parvenons à mesurer ce rendement, alors calculer la fraction thermique devient possible et l'exploitation des mesures sera alors envisageable.

Pour cela, nous allons faire deux hypothèses :

- Le rendement quantique de fluorescence est une constante dans l'échantillon considéré. En particulier, il ne varie pas avec la puissance de pompe absorbée. Dans des matériaux dopés Yb, où peu d'effets non radiatifs sont présents, cette approximation semble raisonnable (Nous avons vu §VI.3.3 qu'il en était tout autrement dans les matériaux fortement dopés en ions Nd !).
- Le modèle de variation de la conductivité thermique avec le taux de dopage développé par Gaumé *et al.* [Gaumé 03] est proche de la réalité pour les deux cristaux que nous étudions. Ceci va nous permettre de donner une valeur approximative des conductivités thermiques que nous voulons mesurer précisément.

Notre démarche sera la suivante : Nous allons nous appuyer sur une estimation grossière de la conductivité thermique de ces cristaux pour montrer que le rendement quantique de fluorescence est proche de l'unité dans les deux cas. Nous exploiterons ensuite ce résultat pour déduire des valeurs expérimentales des conductivités thermiques et des coefficients thermo-optiques, en vérifiant la cohérence de l'ensemble et l'accord avec les calculs analytiques.

Vérifier que les différents résultats obtenus étaient cohérents les uns avec les autres a été pour nous un souci permanent. Pour cela, l'ensemble des résultats présentés ici ont été déterminés en supposant que le faisceau de pompe est focalisé en $z_0 = 0$, et que le mode laser est adapté au mode de pompe : $w_{laser} = w_{pompe} = 220 \ \mu m$. Ces deux paramètres 'd'ajustement' sont donc les mêmes pour l'ensemble des calculs.

Evaluation du rendement quantique de fluorescence par cartographie thermique:

Les résultats de cartographie thermique sans effet laser nous permettent de remonter à la fraction thermique sans effet laser. On peut dans ce cas écrire :

$$\eta_h = 1 - \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \tag{IV.11}$$

Où η_r est le rendement quantique de fluorescence et λ_f est la longueur d'onde moyenne de fluorescence. Celle-ci vaut $\lambda_f = 1008$ nm dans l'Yb :CaF₂ et , $\lambda_f = 989$ nm dans l'Yb :SrF₂. Sans effet laser, la saturation de l'absorption est très présente, en particulier sur la face où nous faisons les acquisitions d'images IR, qui est la face du cristal recevant le plus de puissance de pompe. On voit alors l'intérêt particulier des calculs numériques d'absorption évoqués en annexe 1, qui nous permettent de calculer le facteur dP/dz (z = 0) nécessaire à l'application de la formule II.10.

Les profils présentés en figure IV.4.5 correspondent aux mesures de cartographie thermique sans effet laser aux puissances de pompe maximales utilisées pour chaque cristal. Le paramètre d'ajustement des calculs est la fraction thermique. Les conductivités thermiques des cristaux sont estimées par le calcul, à partir des valeurs de conductivité mesurées sans dopage et données dans le tableau IV.4.1. Nous avons utilisé Kc (Yb :SrF₂) ~ 3,5 W/(mK) et Kc (Yb :CaF₂) ~ 6 W/(mK) (cf. figure IV.4.7) pour les calculs présentés ici.



Figure IV.4.5 Profils de température horizontaux expérimentaux (points bleus) et théoriques (lignes rouges) sans effet laser dans les deux cristaux.

On constate que l'accord entre les résultats expérimentaux et les calculs est correct. On en déduit une valeur approchée de la fraction thermique et donc du rendement quantique de fluorescence pour chaque cristal.

 η_h sans laser (Yb :CaF₂ 3% at.) = 0,031 => η_r (Yb :CaF₂ 3% at.) = 0,996

η_h sans laser (Yb :SrF₂ 3% at.) = 0,015 => η_r (Yb: SrF₂ 3% at.) = 0,995

Ces valeurs ne sont que des estimations, puisque nous ne connaissons pas de façon précise les conductivités thermiques. Néanmoins, elles permettent de se rendre compte que le rendement quantique de fluorescence de ces deux cristaux est très proche de 1, ce qui constitue en soi une information intéressante. Cela signifie que l'immense majorité des ions excités qui ne sont pas utilisés par l'émission laser participeront à l'émission spontanée, et dissiperont ainsi une grande quantité de leur énergie sous forme radiative. Ceci semble assez crédible quand on remarque que la fraction thermique sans effet laser est extrêmement faible : le gradient de

température mesuré est d'à peine 12°C dans le cristal d'Yb : CaF_2 , qui reçoit pourtant une puissance de pompe de 83 W!

Mesure de la conductivité thermique par cartographie thermique:

Les valeurs du rendement quantique de fluorescence et la valeur moyenne de l'extraction laser entre $r = -w_p$ et $r = w_p$ peuvent être injectées dans la formule (IV.10) pour calculer la fraction thermique en présence d'effet laser.

Les résultats sont indiqués ci-dessous :

 η_{h} avec laser (Yb :CaF₂) = 0,0497

η_h avec laser (Yb :SrF₂) = 0,0390

On constate que cette fraction thermique est plus faible que celle imposée par le défaut quantique du laser, qui est de 6,9 %. Ceci est dû à l'importance du débit par émission spontanée, qui se traduit de plus par une perte de chaleur plus faible que l'émission d'un photon laser : les longueurs d'onde moyennes de fluorescence sont plus faibles que les longueurs d'onde laser dans les deux cristaux. Les profils de température obtenus sont montrés en figure IV.4.6 pour les deux cristaux.



Figure IV.4.6 Profils thermiques horizontaux expérimentaux (points bleus) et théoriques (lignes rouges) dans les cristaux d'Yb :CaF₂ et Yb :SrF₂.

Les profils de température mesurés sont comparés aux calculs théoriques avec la conductivité thermique Kc comme paramètre d'ajustement. On obtient alors :

Kc (Yb:CaF₂ 3% at.) = 5,4 +/- 1,0 W/(mK)

Kc (Yb:SrF₂ 3% at.) = 3,1 +/- 0.6 W/(mK)

Les barres d'incertitudes indiquées sont de l'ordre de 15%. Elles sont supérieures à celle calculée dans le chapitre III pour les cristaux dopés Nd, car nous devons ici tenir compte de l'erreur possible sur la détermination du rendement quantique de fluorescence.

Nous avons regroupé en figure IV.4.7 l'évolution de la conductivité thermique avec le dopage estimée par le modèle développé par Gaumé *et al.* pour les deux cristaux étudiés, en ajoutant des points issus de la littérature. Pour les deux cristaux, on observe un bon accord entre nos mesures et les résultats obtenus précédemment, même si la valeur trouvée sur le CaF_2 est légèrement inférieure à celle attendue. Notons que les valeurs trouvées sont cohérentes avec

celles utilisées pour le calcul qui nous permis d'estimer le rendement quantique de fluorescence. D'après nos mesures, le CaF_2 bénéficie d'une conductivité 1,7 fois plus importante que l'Yb :SrF₂.



Figure IV.4.7 Comparaison des mesures de conductivités thermique avec la littérature et un modèle théorique de variation de la conductivité avec le dopage [Gaumé 03].

Mesures des coefficients thermo-optiques grâce aux mesures des lentilles thermiques:

Les mesures à l'analyseur de front d'onde, avec et sans laser, sont exposées sur la figure IV.4.8. On constate, pour les deux cristaux, que la lentille observée est divergente. Ceci est principalement lié à l'évolution de l'indice avec la température : le coefficient dn/dT des deux cristaux est annoncé dans la littérature comme fortement négatif.

On remarque également une très forte différence entre les mesures avec et sans effet laser. Sans effet laser, les effets themo-optiques semblent négligeables. Ceci s'explique par la très faible fraction thermique sans effet laser et par la saturation de l'absorption. Dans le cas de l'Yb:CaF₂ par exemple, pour une puissance de pompe incidente de 83 W, η_h passe de 4,97% avec laser à 3,1% sans effet laser, et la puissance absorbée maximale dans le cristal passe de 47 W avec effet laser à 31 W sans effet laser.



Figure IV.4.8 Puissances dioptriques mesurées (points) et ajustés par le calcul (lignes), pour les deux cristaux. Toutes les lentilles thermiques mesurées sont divergentes.

L'ajustement des courbes de puissance thermique est fait en utilisant la formule (II.15), qui tient compte de la divergence de la pompe dans le cristal (cf. encadré ci-dessous). Le seul paramètre d'ajustement est la valeur du coefficient thermo-optique χ pour chaque cristal. On trouve:

χ (Yb :CaF₂ 3% at.) = - 17,8 .10⁻⁶ K⁻¹ +/- 2,0 .10⁻⁶ K⁻¹

χ (Yb: SrF₂ 3% at.) = -20,5 .10⁻⁶ K⁻¹ +/- 2,7 .10⁻⁶ K⁻¹

Les barres d'erreur sont calculées grâce à la dérivée logarithmique de la formule (IV.13) et aux calculs présentés dans le §II.3.5 :

$$\frac{d\chi}{\chi} = \frac{dD_{th}}{D_{th}} + 2.\frac{dW_p}{W_p} + \frac{dK_c}{K_c} + \frac{dP_{abs}}{P_{abs}} \approx 0.16$$
(IV.12)

On constate que l'utilisation des valeurs tabulées présentées dans le tableau IV.4.1 pour calculer la lentille thermique amènerait à une sous-estimation d'environ 36% de sa puissance dans le cas de l'Yb : CaF_2 , et à une sous-estimation de 22% dans le cas de l'Yb : SrF_2 ! Nous pensons que cet écart peut être provoqué par deux effets :

- La variation des paramètres des cristaux avec le dopage peut logiquement affecter leurs coefficients thermo-optiques.
- Ces cristaux étant très sensibles thermiquement (Kc assez faible pour des cristaux dopés fortement) et mécaniquement (dilatation thermique très forte), leurs paramètres physiques peuvent grandement varier en situation de pompage optique par rapport à des cristaux « au repos ».

A propos de l'ajustement des courbes de Dth :

La saturation de l'absorption, effet très important dans les systèmes laser basés sur l'ion Yb, nous oblige à prendre en compte la divergence de la pompe dans notre calcul de lentille thermique, et donc à employer la formule (IV.13) :

$$D_{th} = \frac{\eta_h}{2\pi K_c} \cdot \chi \cdot \int_0^L \frac{-1}{w_p^2(z)} \cdot \frac{dP_{pompe}(z)}{dz} dz$$
(IV.13)

Or nous avons vu que cette formule n'est rigoureusement applicable que dans le cas où la contribution majoritaire à la lentille thermique est le facteur dn/dT. Ceci ne pose heureusement pas de problèmes dans le cas qui nous intéresse, car le terme de contrainte et le terme de dilatation, de signes opposés dans les deux cristaux considérés, se compensent presque entièrement (cf. Tableau IV.4.1). Le terme de variation de l'indice avec la température dans le cristal est donc celui qui va majoritairement décider de la lentille thermique, ce qui nous permet de vérifier l'hypothèse nécessaire à l'utilisation de cette formule.

A propos des valeurs de dn/dT :

Certains auteurs [Chénais 02] ont suggéré que le dn/dT à prendre en compte dans les calculs du coefficient thermo-optique n'était pas celui mesuré par les méthodes classiques, mais un facteur ne prenant en compte que la polarisabilité du matériau. Un tel facteur dn/dT serait positif dans l'immense majorité des cas [Tsay 73].

Nos mesures sur le CaF_2 et le SrF_2 , qui ont tous les deux un coefficient dn/dT mesuré fortement négatif, sont clairement en désaccord avec cette théorie : En prenant un coefficient dn/dT nul ou positif, il est impossible de retrouver nos résultats expérimentaux par le calcul : la lentille thermique résultante serait quasiment nulle ou convergente !

IV.4.4 Conclusion : Comparaisons des fluorures étudiés

Le banc de caractérisation thermique nous a permis de mesurer simultanément la conductivité thermique et le coefficient thermo-optique des cristaux d'Yb : CaF_2 et Yb : SrF_2 , en condition d'utilisation laser. Il s'agit, à notre connaissance, des premières mesures de coefficient thermo-optique réalisées sur ces cristaux dopés ytterbium. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau IV.4.3.

	Yb:SrF ₂	Yb:CaF ₂
Кс	3,2 W/(mK)	5,4 W/(mK)
χ	-20,5 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	-17,8 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
η,	0,99	0,99

Tableau IV.4.3 Récapitulatif des résultats obtenus

Ces résultats nous permettent de remplir les deux objectifs fixés en début de chapitre.

- Premièrement, Nous avons mesuré les valeurs des coefficients thermo-optiques et des conductivités thermiques. Les valeurs des coefficients thermo-optiques que nous avons mesurées, pour des cristaux fortement dopés et soumis au pompage optique, sont assez nettement supérieures aux valeurs calculées à partir des données bibliographiques pour des cristaux non dopés. Ces résultats montrent également l'avantage thermique de l'Yb :CaF₂ par rapport à l'Yb :SrF₂, grâce à une conductivité thermique plus élevée et un coefficient thermo-optique plus faible.

- Deuxièmement, ces résultats nous permettent de calculer la lentille thermique dans ces deux cristaux dans toute configuration de pompage longitudinal à symétrie de révolution, à l'aide de la formule (IV.13), uniquement par le biais de mesures expérimentales.

De plus, nous avons découvert que le rendement quantique de fluorescence de ces deux cristaux est très proche de 1 ($\eta_r > 0.99$), ce qui se traduit par une très grande différence entre la charge thermique avec et sans effet laser. Cela explique par exemple qu'il soit possible de casser ces cristaux simplement en coupant brusquement l'effet laser dans la cavité.

Dans un futur proche, nous comptons nous appuyer sur ces résultats pour réaliser des cavités laser corrigées de la lentille thermique, et atteindre ainsi de fortes puissances laser (> 20 W de puissance laser en régime continu) avec ces cristaux en gardant une bonne qualité de faisceau.

IV.5. Conclusion sur le banc de caractérisation

Dans ce chapitre, nous avons présenté un banc de caractérisation thermique des cristaux laser pompés longitudinalement par diode laser fibrée. Ce banc permet de mesurer la distribution de température sur la face pompée, et de mesurer la lentille thermique du cristal étudié. Ces deux mesures peuvent se faire avec et sans effet laser.

Nous avons validé les résultats obtenus par ce banc sur un cristal de Nd :YAG, en vérifiant l'accord obtenu entre les mesures, les calculs analytiques, et les simulations par éléments finis. Nous avons également montré qu'il était possible de quantifier l'importance des effets non radiatifs sur la charge thermique en absence d'effet laser.

Le banc a ensuite été utilisé pour permettre le calcul de la lentille thermique dans des cristaux de fluorures dopés Yb, l'Yb :CaF₂ et l'Yb :SrF₂, à partir de données uniquement expérimentales. Nous avons ainsi montré que les coefficients thermo-optiques calculés à partir des valeurs des paramètres thermo-mécaniques issues de la bibliographie sous-estiment nettement les lentilles thermiques divergentes obtenues expérimentalement. Ces mesures nous ont également permis de montrer que l'Yb :CaF₂ possèdent une meilleure conductivité thermique et un coefficient thermo-optique plus faible que l'Yb :SrF₂. Il s'agit, à notre connaissance, des premières caractérisations des effets thermo-optiques de ces cristaux en cavité laser.

Notons que ce banc nous a permis de mesurer des lentilles thermiques divergentes, et donc des coefficients thermo-optiques négatifs, alors que de nombreuses autres méthodes de mesure ne sont pas capables de mesurer une lentille thermique non convergente.

Les améliorations possibles de ce montage concernent principalement la cavité laser. Pour éviter que la lame de ZnSe ne soit à l'intérieur de la cavité laser, où elle engendre des pertes, il serait nécessaire d'utiliser systématiquement des cristaux avec une face traitée pour être hautement réfléchissante à la longueur d'onde laser, comme nous l'avons fait pour l'étude des cristaux de vanadate au chapitre III. Pour des cristaux n'ayant pas reçu un tel traitement, l'utilisation d'un ménisque à la place du miroir plan dichroïque laissant passer le faisceau de pompe constituerait déjà une amélioration en permettant placer le waist du mode laser de la cavité au niveau du cristal.

Nous espérons, grâce à ce montage, arriver à une modélisation plus fine de la lentille thermique dans les cristaux laser que nous étudions et faciliter la conception de cavités laser adaptées aux fortes puissances de pompe. Le banc de caractérisation présenté ici sera également très utile pour caractériser les nouveaux cristaux réalisés en partenariat avec des laboratoires de Chimie du Solide et dont les propriétés physiques sont souvent méconnues.

V. Conclusion sur les caractérisations thermiques de cristaux laser

Nous avons vu en introduction de cette partie que, malgré les nombreuses publications concernant les mesures de conductivités thermiques ou les mesures de lentilles thermiques, il subsistait des lacunes dans les études expérimentales des effets thermiques dans les cristaux laser. En effet, à notre connaissance, très peu d'études thermiques expérimentales directes de la répartition de température dans les cristaux laser pompés par diode ont été réalisées à ce jour ([Chénais 04] [Pavel 06] et ce travail). De plus, les mesures de lentille thermique présentées dans la littérature permettent sa détermination dans une configuration expérimentale donnée mais ne permettent pas de remonter à la valeur du coefficient thermo-optique, sauf avec des hypothèses sur la conductivité thermique du cristal étudié. Enfin, à notre connaissance, aucune étude n'avait jusqu'à présent couplé des mesures de répartition de température et de lentille thermique, en simultané, dans les cristaux laser.

Notre étude s'est limitée au cadre des cristaux laser massifs pompés longitudinalement par diode laser fibrée. Dans ce cadre, nous avons rappelé au chapitre II des modèles analytiques de calcul de la répartition de température et de la lentille thermique. Ces modèles ne sont rigoureusement valables que dans le cas de cristaux isotropes. Ceci est dû à la difficulté des calculs et au manque de données thermo-optiques disponibles sur les cristaux biréfringents. Nous avons également présenté un logiciel de simulation par éléments finis, LASCAD, qui nous a été très utile dans notre étude. Ces outils analytiques et numériques constituent les piliers des analyses que nous avons présentées, car ils permettent de remonter aux paramètres physiques du matériau (conductivité thermique, coefficient thermo-optique) à partir des données brutes issues des mesures.

Au point de vue expérimental, deux bancs de caractérisation thermiques ont été présentés :

Le premier est un banc de mesure de la conductivité thermique des cristaux laser, en condition de fonctionnement laser.

Intérêt de cette mesure :

- Elle constitue une méthode alternative aux mesures usuelles de diffusivité thermique, qui sont parfois difficilement applicables aux cristaux laser, et qui mènent à une large dispersion des résultats.

- Elle tient compte de la mise en situation du cristal laser. En particulier, cette méthode tient compte de la température du cristal pompé et contraintes mécaniques qu'il subit dans sa monture.

- Elle est applicable très directement aux matériaux biréfringents, puisqu'elle permet de faire une mesure simultanée de température sur les 2 axes perpendiculaires à l'axe de pompage. *Principaux résultats obtenus :*

- La validation de la méthode a été menée sur un cristal de Nd :YAG. Nous avons trouvé Kc (Nd :YAG 1% at.) variant de 12,5 à 10,5 W/(m.K) pour une température au centre du cristal variant de 30 °C à 120 °C.

- La méthode a été appliquée à la comparaison du Nd : YVO_4 et du Nd : $GdVO_4$, dont les valeurs de conductivités thermiques sont sujettes à polémique. Nous avons trouvé :

Kc (axe c Nd :YVO₄) = 6,5 W/(m.K) , Kc (axe a Nd :YVO₄) = 5,5 W/(m.K) et Kc (axe c Nd :GdVO₄) = 8,0 W/(mK), Kc (axe a Nd :GdVO₄) = 5,6 W/(m.K). Ces mesures, en bon

accord avec certains résultats précédents, montrent un léger avantage du Nd :GdVO₄ en terme de conductivité thermique sur l'axe c.

Le deuxième outil conçu lors de ce travail est un banc de caractérisation complet, incluant la mesure de conductivité thermique présentée précédemment et un banc de mesures de lentilles thermiques.

Intérêt de ce banc de caractérisation :

- Il permet de mesurer à la fois la conductivité thermique et le coefficient thermo-optique. Ces deux paramètres permettent d'estimer la valeur de la lentille thermique dans toute configuration de pompage longitudinal par un faisceau à symétrie de révolution, sans avoir à s'appuyer sur des valeurs tabulées.

- Il permet de caractériser de façon très complète les caractéristiques thermiques de nouveaux cristaux laser, pour lesquels peu de paramètres physiques sont connus.

- Les deux mesures, faites avec et sans effet laser, permettent de déduire un certain nombre de paramètres physiques intéressants comme le rendement quantique de fluorescence des cristaux.

Principaux résultats obtenus :

- Nous avons validé ce banc de mesure avec un cristal de Nd :YAG. Le coefficient thermooptique mesuré est $\chi = 17,0.10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Cette valeur est très cohérente avec les calculs analytiques et les simulations par FEA. Nous avons de plus analysé l'évolution de la charge thermique sans effet laser avec la puissance de pompe, mettant ainsi en évidence d'importants effets non radiatifs qui font monter la valeur de fraction thermique jusqu'à $\eta_h = 0,5$.

- Deux cristaux de fluorites dopés aux ions ytterbium, Yb : CaF_2 et Yb : SrF_2 , ont été testés sur ce banc. Nous avons mesuré les valeurs suivantes :

Kc (Yb :CaF2) = 6,0 W/(mK) χ (Yb :CaF2) = -14,8 . 10⁻⁶ W/(mK)Kc (Yb :SrF2) = 4,3 W/(mK) χ (Yb :SrF2) = -19,0 .10⁻⁶ W/(mK)Les lentilles thermiques mesurées étaient divergentes, cas rarement mesuré dans la littérature.

Les lentilles thermiques mesurées étaient divergentes, cas rarement mesuré dans la littérature. Ces mesures montrent que l'utilisation des valeurs tabulées pour calculer les lentilles thermiques de ces cristaux mènerait à une sous-estimation de la valeur absolue de leur puissance dioptrique de 15% à 20%. Elles nous permettent aussi de montrer l'avantage de l'Yb :CaF₂ en terme de gestion de la charge thermique.

Les améliorations envisagées sur ce banc de caractérisation sont de deux types. La première, expérimentale, est l'amélioration de la cavité laser, pour diminuer les pertes et mieux adapter la forme du mode laser à celle du faisceau de pompe au niveau du cristal. La deuxième est théorique. En effet, nous disposons d'outils expérimentaux capables de tenir compte de la biréfringence des cristaux, que ce soit par une cartographie thermique en deux dimensions ou par la mesure des aberrations de la lentille thermique, alors que nous ne disposons pas d'un formalisme suffisamment puissant pour traiter complètement ce cas de figure par le calcul. En améliorant ce formalisme, il serait possible de traiter de façon très complète et très fine les effets thermiques dans les cristaux biréfringents.

Le banc de caractérisation que nous avons présenté ici peut être utilisé à plusieurs autres fonctions que celles présentées dans ce manuscrit. L'étude comparative d'architectures de refroidissement publiée par [Chenais 04] en est un bon exemple.

En conclusion, notre équipe de recherche dispose à la fin de ce travail d'un banc de caractérisation qui lui sera utile pour faciliter la conception de cavités laser efficaces à haute puissance et tester les qualités thermiques de nouveaux cristaux. Il est aussi mis à la disposition de tout utilisateur potentiel (laboratoires ou industriel) qui en fera la demande dans le cadre de la plateforme de métrologie PRISME mise en place par Optics Valley et qui a financé une partie des équipements nécessaires (caméra thermique et analyseur de front d'onde).

Troisième partie :

Réalisation de lasers à base de fibres monocristallines

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art de ce manuscrit, le monde des cristaux et celui des fibres tendent à converger l'un vers l'autre, créant des architectures hybrides. La tendance est aussi à la réduction des dimensions des milieux actifs, pour améliorer leur refroidissement. Une approche logique, dans la continuité des travaux que nous venons de voir, serait d'utiliser un cristal dont les dimensions se rapprocheraient de celle d'une fibre, c'est-à-dire un cristal de petit diamètre et de grande longueur. Ces « fibres cristallines » permettent de profiter de nombreux avantages des fibres tout en conservant le caractère cristallin du milieu actif. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la méthode de réalisation de ces objets (I), à leur caractérisation (II), à la simulations de leur potentiel laser (III) et à la démonstration expérimentale de leurs capacités laser en régime continu et impulsionnel (IV), avant de conclure sur les perspectives de ces recherches (V).

I. Etat de l'art et problématique des lasers à fibres monocristallines

Faire croître des cristaux de haute qualité et de grandes dimensions est un véritable challenge technologique, qui a occupé et occupe toujours aujourd'hui de nombreux chercheurs et industriels. De nombreuses méthodes ont été développées, chacune ayant ses avantages et ses inconvénients. Nous allons dans ce petit état de l'art nous intéresser aux différentes méthodes utilisables pour obtenir des monocristaux longs et fins, ce que nous avons appelé ci-dessus des fibres cristallines. Nous détaillerons les résultats laser obtenus grâce à ces différentes méthodes de croissance, avant d'exposer le concept détaillé de notre futur laser à fibre cristalline.

I.1. Méthode de croissance Czochralski

Méthode reine de la production industrielle de cristaux laser, utilisée par des fournisseurs bien connus comme CASIX ou Northrop Grumman, la méthode de croissance Czochralski a été inventée en 1918 [Czochralski 18]. Son principe est le suivant :

- Placer la matière première nécessaire à la formation du cristal, fondue, dans un creuset
- Connecter un germe cristallin, avec la bonne orientation cristallographique, au liquide.
- Amorcer le tirage du germe vers le haut, en le faisant tourner pour équilibrer la température et obtenir un format rond

Le tout devant se faire avec un bon contrôle de la température du liquide et de la vitesse de tirage. Le schéma I.1.1 présente l'ensemble du système.



Figure I.1.1 Schéma de principe de la technique de croissance Czochralski.

Cette méthode permet typiquement d'obtenir des « boules » cristallines de plusieurs centimètres de diamètre et plusieurs dizaines de centimètres de long (cf. figure I.1.2).



Figure I.1.2 Photo de cristaux obtenus par croissance Czochralski (site NASA).

Le centre des boules obtenues présente parfois des fissures et devient diffusant (en particulier pour le Nd :YAG), l'ensemble de la boule n'est donc pas toujours utilisable optiquement. Les cristaux utilisables sont alors obtenus en carottant dans la périphérie de la boule. Les barreaux de Nd :YAG utilisés dans les systèmes laser pompés par flashs sont un bon exemple de ce qu'on peut obtenir avec cette méthode : un cristal de dopage plutôt élevé (typiquement 1% at. en Nd), de plus de 10 cm de long, et de diamètre de l'ordre du centimètre, le tout ayant une excellente qualité optique.

Obtenir des cristaux plus fins, de l'ordre du millimètre de diamètre, est plus difficile et demandera un travail de remise en forme (découpe, polissage) important, avec une perte de matière conséquente et donc un coût assez élevé. Il est donc possible d'obtenir des fibres monocristallines à partir de croissance Czochralski, mais ce n'est clairement pas la méthode la plus rentable.

Ceci n'a pas découragé les chercheurs, et un certain nombre de publications démontrent le potentiel du format « long et fin » des monocristaux, en réalisant des oscillateurs de haute puissance (plus du kW en régime continu!) avec des qualités de faisceau intéressantes. Honea *et al.* ont ainsi démontré en 1999 un système en régime déclenché basé sur un barreau d'Yb :YAG, qui a permis d'obtenir une puissance moyenne de 180 W à 5 kHz, avec une bonne qualité de faisceau ($M^2 = 2.4$). Cette performance a été obtenue dans un barreau de 2 mm de diamètre et de 50 mm de long, dans une cavité spécialement prévue pour améliorer la qualité de faisceau en limitant le nombre de modes pouvant osciller [Honea 99] (cf figure I.1.3). Ce travail s'est poursuivi en 2000, avec l'obtention d'une puissance de 1 kW en régime continu, avec une efficacité de 27% et une qualité de faisceau similaire, en utilisant 2 barreaux identiques [Honea 00].



Figure I.1.3 Oscillateur en régime déclenché avec un cristal d'Yb : YAG [Honea 99].

S. Kawato et al ont démontré l'utilisation d'un barreau de $0,85 \times 0,85 \times 50 \text{ mm}^3$ d'Yb :YAG, pompé par diode, pour réaliser un oscillateur permettant d'obtenir une puissance 40 W avec un faisceau monomode, avec une efficacité optique-optique de 22%. Un amplificateur régénératif fournissant une puissance moyenne de 30 W à 30 kHz a également été démontré [Kawato 04]. Le schéma de leur montage est présenté en figure I.1.4.



Figure I.1.4 Amplificateur régénératif utilisant un monocristal d'Yb :YAG de 0.85*50 mm [Kawato 04].

Une équipe du Laser Zentrum Hannover a démontré une puissance continue de 240 W avec une qualité de faisceau très mauvaise ($M^2 = 80$) en sortie d'un barreau de Nd :YAG de 5 mm de diamètre. La partie dopée du barreau fait 40 mm de long, auquel un cristal non dopé de 7 mm a été ajouté de chaque coté pour améliorer l'évacuation de la chaleur [Frede 06]. Un système similaire leur a également permis de démontrer une puissance de 115 W avec 300 W de pompe, grâce à un système de compensation de la biréfringence induite thermiquement dans le barreau [Frede 04]. Le faisceau de sortie obtenu est limité par diffraction. Le schéma du système utilisé est présenté en figure I.1.5. Une telle qualité de faisceau est très surprenante, vu que rien ne permet *a priori* dans leur expérience d'assurer une sélection des modes transverses. Même si ce n'est pas explicitement précisé dans la publication, il est possible que le faisceau de pompe ne soit pas guidé dans le barreau mais remis en forme pour passer sans en toucher les bords.



Figure I.1.5 Schéma expérimental présenté dans [Frede 04].

Une puissance moyenne de plus de 1 kW a été obtenue en régime déclenché à une cadence de 6 kHz par Furuta *et al.* en 2005 [Furuta 05], grâce à deux barreaux de Nd :YAG de 6 mm de diamètre et 80 mm de long, pompé transversalement par diode. Il s'agit d'une configuration MOPA (Master Oscillator, Power Amplifier) : Le premier barreau sert d'oscillateur, le second sert d'amplificateur de puissance. Le facteur de qualité du faisceau est $M^2 = 9$. Cette qualité de faisceau est plutôt bonne pour un système en pompage transverse, surtout à une puissance aussi élevée. Le schéma des têtes laser utilisées est présenté en figure I.1.6.



Figure I.1.6 Schéma d'une des têtes laser utilisées par Furuta et al. [Furuta 05].

I.2. Les céramiques laser en forme de fibres

Les céramiques optiques, composées de grains monocristallins pressés ensemble pour former un matériau transparent, sont en plein essor aujourd'hui. Il y a quelques années encore, elles étaient rares, chères, et difficiles à produire. De grands progrès ont été faits, et aujourd'hui plusieurs producteurs de céramiques commerciales existent. Ces céramiques gardent la plupart des qualités des cristaux massifs : la transmission, le comportement laser, la conductivité thermique et la résistance mécanique sont identiques au cristal massif, voire supérieures. La plus grosse limitation des céramiques vient des matériaux utilisables : seuls des matériaux centro-symétriques peuvent être réalisés, ce qui limite grandement le choix des cristaux laser.

Les céramiques sont particulièrement bien placées pour réaliser des milieux actifs longs et fins. En effet, la méthode de réalisation laisse une grande liberté dans le choix de la forme du cristal, il est possible d'obtenir de grandes dimensions avec une bonne homogénéité. On peut également bien maîtriser la répartition du dopant dans le milieu, ce qui permet de prévoir des extrémités non dopées ou une structure cœur/gaine.

Les travaux de D. Kratch et al. sont très représentatifs de cela : une céramique de Nd :YAG de 40 mm de long, avec des extrémités non dopées et une structure cœur dopé (diamètre 1,5 mm)/gaine non dopée (diamètre 3 mm), a ainsi permis d'obtenir une puissance laser de 144 W

en régime continu, avec une efficacité de 60% [Kracht 06]. Rien n'est dit quant à la qualité du faisceau obtenu dans la publication, mais *a priori* la structure cœur gaine devrait permettre d'approcher une émission monomode. Un schéma de la fibre utilisée est présenté en figure I.2.1



Figure I.2.1 Schéma d'une fibre céramique avec une structiure cœur gaine et des extrémités non dopées [Kracht 06].

Des travaux présentés à CLEO 2004 par J. Lu *et al.* démontrent plus de 100 W à 1064 nm dans une céramique Nd :YAG, avec une efficacité de 40% et un M^2 de 6. Le barreau utilisé fait 4 mm de diamètre et 105 mm de long [Lu 04].

Une autre équipe Japonaise a présenté à CLEO 2006 des fibres de diamètre très faible (de l'ordre de 100 μ m), avec une structure cœur/gaine et un gradient de concentration longitudinal. Les performances sont néanmoins pour l'instant limitées à 1 W pour 10 W de pompe [Ikesue 06].

Ces publications montrent un potentiel prometteur du coté des céramiques pour la réalisation de fibres cristallines, avec comme matériau phare le YAG, qui a l'avantage d'avoir une maille cristalline cubique et d'être par conséquent utilisable en céramique.

I.3. La méthode de croissance « Laser Heated Pedestal Growth » (LHPG)

Comme nous l'avons vu, réaliser des fibres monocristallines à partir des boules Czochralski demande un usinage important, et les céramiques sont limitées dans le choix des matériaux. Pour aller plus loin, des méthodes permettant la croissance de monocristaux ayant directement la forme de fibres ont été développées. La méthode la plus représentée dans la bibliographie est celle dite de Laser Heated Pedestal Growth (LHPG). Elle est basée sur la réduction du diamètre d'un barreau cristallin source, qui est fondu puis recristallisé par un laser CO_2 haute puissance. Le principe est présenté sur le schéma de la figure I.3.1.

L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir des cristaux ayant directement une forme de fibre. Par contre, elle nécessite de partir d'un barreau source cristallin, et d'utiliser un laser CO_2 de haute puissance.

On peut ainsi trouver une abondante bibliographie de cristaux divers réalisés par cette méthode. On remarque néanmoins que peu de travaux aboutissent à une émission laser, et que dans bien des cas celle-ci est peu efficace et limitée en puissance. Avant de citer les meilleurs résultats obtenus récemment, citons déjà les précurseurs des fibres cristallines. J. Stone et C.A. Burrus, du célèbre Bell laboratory, publièrent en 1976 le premier laser à fibre cristalline en Nd :YAG, pompé par une diode électroluminescente ! La fibre utilisée faisait 80 µm de diamètre et 0,5 cm de long [Stone 76].



Figure I.3.1 Principe de croissance par LHPG (à gauche), exemple de dispositif expérimental de croissance (à droite). L'extrémité supérieure du barreau source est fondue par le laser CO₂, le germe est amené au contact puis tiré vers le haut par la canne de tirage.

M.J.F. Digonnet s'est aussi beaucoup intéressé aux fibres cristallines, comme le prouve une publication de 1986, qui montre la réalisation d'un laser d'une puissance de 30 mW pour 150 mW de pompe venant d'un laser à Argon à 514 nm [Digonnet 86].

Plus récemment, de nombreuses publications montrent la volonté de nombreux laboratoires de réaliser des cristaux en forme de fibre par LHPG.

En 2002, C.Y. Lo *et al.* ont rapporté la démonstration d'un laser efficace à partir d'une fibre de Nd :YAG, de diamètre 250 μ m et de longueur de l'ordre de 8 mm. La fibre est entourée d'un capillaire en pirex, et présente un gradient de concentration radial. Une puissance de 145 mW est ainsi démontrée, pour un pompage par diode de 650 mW et avec un faisceau limité par diffraction [Lo 02].

Un travail remarquable a également été publié par C.Y. Lo *et al.* en 2005, à propos d'une fibre laser Cr :YAG présentant une structure « double-clad » similaire à celle des fibres laser en silice dopée. Les fibres ont un cœur de 25 μ m de diamètre, une gaine interne en silice de 100 μ m et enfin une gaine extérieure de 320 μ m. Ces structures complexes sont obtenues par plusieurs processus de tirage successifs. Cette structure a démontré des gains petit signal de plus de 10 dB en amplification [Lo 05].

V.B. Tsvetkov et al. ont présenté à ASSP 2005 un laser de 380 mW continu, pour un pompage de 3 W par une diode laser. Les fibres utilisées faisaient 500 μ m de diamètre et jusqu'à 30 mm de long. La technique de croissance permet d'obtenir une concentration du dopant au centre de la fibre en Nd :YAG, qui agit alors comme un guide d'onde. Aucune mention n'est faite de la qualité spatiale du faisceau obtenu [Tsvetkov 05].

Une fibre de Nd :YVO₄, matériau laser anisotrope bien connu pour ses excellentes performances laser, a été obtenue par A.S.S. de Camargo *et al.* en 2004. En pompage par laser Titane Saphir, une fibre de 400 μ m de diamètre et de 1 mm de long a démontré une puissance de 200 mW à 1064 nm pour une puissance de pompe de 500 mW. Ces cristaux, de fort dopage et de petite longueur, ne sont pas vraiment comparables avec les autres systèmes présentés ici. Cette publication a néanmoins le mérite de démontrer la possibilité de faire croître des fibres dans un des matériau laser les plus populaires de ces dernières années [Camargo 04].
I.4. La méthode de croissance par « Edge Define Growth » (EFG)

La méthode de croissance par EFG est une amélioration de la méthode Stepanov. Le principe est de stocker la matière première fondue dans un capillaire et de venir accoler un germe, que l'on tire vers le haut (cf figure I.4.1). Cette méthode permet de tirer des cristaux directement en forme de plaquette. Cette méthode a en particulier été utilisée pour réaliser du silicium et du saphir.



Figure I.4.1 Principe de la méthode EFG.

Une amélioration de cette méthode a récemment permis d'obtenir des fibres cristallines en Nd : $GdVO_4$, de 5 mm de diamètre et de 50 mm de long, présentant une structure cœur/gaine [Matsukura 07]. Le schéma de la technique et une photo de la fibre sont présentés en figure I.4.2.



Figure I.4.2 Schéma expérimental de la méthode de croissance et photo de la fibre de Nd :GdVO₄ obtenue.

La qualité des fibres obtenues n'est apparemment pas suffisante pour les rendre utilisables sous ce format, et c'est avec une pastille de faible épaisseur que les premières démonstrations laser ont été faites. La puissance obtenue est pour l'instant faible, 14 mW à 1064 nm pour 650 mW de pompage par Titane Saphir, mais cette technique de croissance a un potentiel important.

I.5. La méthode de croissance par micro-pulling-down (µPD)

Comme nous venons de le voir, la croissance de fibre cristalline de grande longueur utilisable en tant que milieu laser est loin d'être triviale, et le LHPG n'est pas la seule solution envisageable. Le tirage par micro-pulling-down (aussi appelé méthode de la goutte pendante) est une méthode alternative au LHPG qui a été inventée en 1975 par J. Ricard [Ricard 75], et qui présente un certain nombre d'avantages. Cette méthode est en quelque sorte un tirage Czochralski avec la tête en bas. Un schéma explicatif est présenté en figure I.5.1. La matière première est placée dans un creuset chauffé, et le liquide en fusion peut s'écouler par une petite ouverture en bas du creuset. On vient accoler un germe cristallin à la goutte ainsi formée, puis l'ensemble est tiré vers le bas. Après sa sortie du creuset, le liquide refroidit et cristallise sous la forme souhaitée, imposée par la forme de la sortie du creuset.



Figure I.5.1 Principe de la croissance par micro-pulling-down.

Cette méthode a l'avantage, par rapport au LHPG, de partir de la matière première plutôt que d'un autre barreau cristallin. De plus, il n'y a qu'une seule interface liquide-solide, au lieu de deux interfaces (une de fusion et une de cristallisation) dans le cas du LHPG. Ces interfaces constituant des points délicats du processus de croissance, limiter leur nombre est particulièrement intéressant. La croissance est rapide, et permet de tirer plusieurs mètres de fibre si la contenance du creuset est suffisante.

Malgré ces avantages, peu de travaux utilisant cette méthode ont été publiés jusqu'à ce jour. A notre connaissance, seuls quelques laboratoires dans le monde ont le matériel nécessaire pour réaliser cette croissance : Le laboratoire de T. Fukuda au Japon, le LPCML en France, ainsi qu'un laboratoire en Italie et un autre en Allemagne. Les échantillons monocristallins obtenus jusqu'au début de notre collaboration avec le LPCML étaient plutôt décevants : La croissance de fibres en Nd :YAG [Chani 99] et en Yb :YAG [Chani 00] a été reportée par l'équipe de Fukuda en 1999 et en 2000, mais aucune démonstration laser n'a été effectuée avec ces échantillons.

I.6. Conclusion sur les méthodes de croissance des fibres monocristallines

Ce panorama des différentes façons d'obtenir des cristaux de forme fine et allongée nous permet de dégager plusieurs conclusions. Utiliser des barreaux de Czochralski recoupés et repolis permet d'obtenir des monocristaux de haute qualité au format souhaité. De très bons résultats laser ont été obtenus grâce à cette méthode, mais elle restera probablement limitée au monde de la recherche : la remise en forme nécessaire est coûteuse, fastidieuse, difficilement reproductible, et comporte un risque de casse important. Les céramiques sont une alternative intéressante mais limitée dans le choix des matériaux. De plus, les méthodes classiques de réalisation des céramiques laser ne permettent pas d'obtenir d'échantillon de petit diamètre (inférieur au millimètre).

Il est alors naturel de chercher à faire croître directement le cristal sous forme fibrée, ce que permettent des méthodes comme le LHPG ou l'EFG. Les résultats laser obtenus avec ces méthodes sont néanmoins très limités, symptôme d'une qualité cristalline moyenne. La méthode du micro-pulling-down, de par ses avantages sur la croissance LHPG, nous a paru être une voie prometteuse, relativement peu explorée jusqu'à aujourd'hui. Notre collaboration avec l'entreprise Fibercryst (dirigée par Jean-Marie Fourmigué), et le LPCML (en particulier K. Lebbou) a abouti à une amélioration de la qualité des échantillons obtenus par cette méthode de croissance prometteuse, grâce aux travaux de thèse de Didier Pérrodin. Cette collaboration a été initiée dans le cadre d'un contrat avec la DGA (fiche exploratoire). Les premiers résultats publiés concernaient des fibres de Nd :YAG de 1 mm de diamètre et de 2 cm de long, dans lesquelles nous avons démontré l'oscillation laser [Lebbou 06]. Les premiers résultats laser étaient bien médiocres (quelques milliwatts pour plusieurs dizaines de watts de pompe !) mais la croissance a depuis été largement améliorée, et Fibercryst a été rapidement capable de nous fournir des fibres de diamètre entre 500 µm et 1 mm, et de longueur de plus de 10 cm avec une excellente qualité optique.

Quelques exemples de fibres obtenues sont montrés sur les photos figure I.6.1.



Figure I.6.1 Photo de fibres cristallines en Ce : YAG et Nd : YAG obtenues par croissance μ PD.

I.7. Concept des lasers à fibres monocristallines, Dimensionnements des fibres obtenues par micro-pulling-down

Il nous faut maintenant décider de la façon dont nous allons utiliser ces fibres cristallines en laser. Nous cherchons pour cela une configuration qui permette de profiter de leur géométrie et de leur nature particulière.

I.7.1 Un milieu cristallin aux bonnes propriétés thermo-optiques

Tout d'abord, nous bénéficions d'un milieu cristallin. Le tableau I.7.1 présente une comparaison des caractéristiques typiques du verre dopé Nd et du Nd :YAG.

	Nd :YAG (Barreau Cz)	Nd :YAG (fibre µPD)	Nd :Verre
Conductivité thormique	11.10//(m//)	11 \\//mK)	1)/////////////////////////////////////
Conductivite thermique			
Section efficace d'émission stimulée à 1064 nm	4,2 10 ⁻¹⁹ cm ²	4,2 10 ⁻¹⁹ cm ²	0,2 10 ⁻¹⁹ cm ²
Seuil moyen d'endommagement laser	15 W/µm ²	15 W/µm²	1 W/µm²
Longueur typique	1 cm	10 cm	10 m
Diamètre typique	5 mm	1 mm	10 µm

Tableau I.7.1 Comparaison des milieux laser amorphes et cristallins dopés Nd

Comme on peut le voir, un milieu très ordonné comme une matrice cristalline nous permet de bénéficier d'un matériau plus résistant et qui évacue mieux la chaleur qu'une matrice amorphe comme celle utilisée dans les lasers à fibres. De plus, les ions terres rares possèdent des sections efficaces beaucoup plus élevées dans un cristal massif adapté que dans un matériau amorphe. Ceci nous permet d'espérer des gains laser importants, même dans des milieux laser très courts. Au lieu d'utiliser un milieu actif de plusieurs mètres de long comme le font les lasers à fibres, nous allons donc limiter la longueur des fibres cristallines à quelques centimètres. Ceci est un avantage en régime impulsionnel déclenché, où la durée des impulsions dépend du temps de vie du photon dans la cavité. Un milieu actif plus court permet d'espérer des impulsions plus courtes et donc des puissances crêtes supérieures en limitant également les effets non linéaires.

I.7.2 Un milieu de petit diamètre et de grande longueur

Par rapport aux cristaux massifs, qui font généralement plusieurs millimètres de diamètre, nous allons utiliser un milieu actif de diamètre inférieur ou égal au millimètre. Cette différence est importante au niveau de la propagation du faisceau de pompe dans le milieu actif. Le schéma I.7.1 résume les deux cas.



Figure I.7.1 Comparaison de la propagation de la pompe dans un cristal massif et dans une fibre cristalline.

Dans le cas du cristal massif, la pompe est focalisée puis diverge librement dans le cristal. La partie non absorbée est « perdue » pour le laser. Dans le cas de la fibre cristalline, vu que les faisceaux issus des diodes de pompe sont très divergents, avec des ouvertures numériques de l'ordre de 0,2, la pompe va être guidée dans la fibre par réflexion totale interne. La différence d'indice entre le milieu cristallin et l'air est largement suffisante pour assurer un guidage très fort, avec une ouverture numérique très grande. Dans le cas du YAG, on bénéficie d'un indice n_{YAG} = 1,82, ce qui nous donne :

$$ON_{fibre} = \sqrt{n_{fibre}^2 - n_{air}^2} = 1.52 > 1 !!!$$

En théorie, tous les rayons entrant dans la fibre, quel que soit leur angle d'incidence, sont guidés par réflexions totales internes (dans la pratique, les défauts et les irrégularités du cylindre limitent l'ouverture réelle). Ce guidage nous permet de garder le faisceau de pompe dans le milieu actif. Il devient alors possible d'allonger le cristal et de baisser son dopage en ions actifs pour répartir l'absorption de la pompe sur une grande longueur.

Si on part sur la base d'une absorption exponentielle (sans saturation de l'absorption), on peut écrire l'équation suivante :

$$P_{abs} = P_o.(1 - \exp(-\alpha L))$$

Où P_{abs} est la puissance absorbée en Watts par le cristal de coefficient d'absorption α (en m⁻¹) et de longueur L (en m). Le coefficient d'absorption peut s'écrire comme le produit de la section efficace effective d'absorption σ_p par la densité volumique d'espèce active N_0 , ce qui donne :

$$P_{abs} = P_o.(1 - \exp(-\sigma_p.N_0.L))$$

On peut donc garder constante la puissance absorbée en gardant constant le produit « dopage x longueur ». Répartir l'absorption sur une grande longueur permet de mieux répartir la charge thermique, les fibres cristallines deviennent ainsi capables de supporter des puissances de pompe supérieures à celles utilisables dans un cristal massif classique. De plus, la concentration de la puissance de pompe dans un petit diamètre augmente la densité de puissance, ce qui augmente le gain.

Utiliser un milieu actif de petit diamètre à un autre avantage déjà largement utilisé dans la bibliographie présentée dans première partie : cela permet de rapprocher le refroidissement de la zone qui subit l'échauffement le plus fort (cf. schéma I.7.2).



Cristal massif

Fibre cristalline

Figure I.7.2 Comparaison du refroidissement d'un cristal massif et d'une fibre cristalline.

L'évacuation de la chaleur se fait ainsi de façon beaucoup plus efficace, ce qui permet encore une fois d'utiliser des puissances pompe plus élevées.

Pour toutes ces raisons, on peut souhaiter utiliser un milieu le plus fin possible. Il y a néanmoins une limite technologique : la réalisation de monocristaux de moins d'1 mm de diamètre est difficile ! De plus, utiliser dans une cavité laser un objet de rayon inférieur au millimètre et de plusieurs centimètres de long pose un évident problème de pertes par diffraction, sans parler de la solidité du cristal et de la difficulté du réglage.

I.7.3 Un mode laser non guidé, imposé par la cavité

Utiliser le guide d'onde que constitue une fibre cristalline pour guider le signal laser serait problématique. En effet, pour une longueur d'onde d'environ $1\mu m$, un guide d'onde de l'ordre du millimètre de diamètre, avec une ouverture numérique très grande, est fortement multimode spatialement.

Estimation du nombre de modes transversaux pouvant se propager dans une fibre :

Si on considère une fibre de 1 mm de diamètre, d'indice 1,8, entourée d'air d'indice 1, et un signal laser à 1064 nm, on obtient un guide avec une fréquence réduite V = 4500, ce qui correspond à un nombre de modes $N_{modes} = V^2/2 > 10^7$! Ce calcul n'est pas rigoureux, car il utilise des approximations valables uniquement le cas d'un guidage faible. Il donne néanmoins une idée du comportement très multimode des fibres cristallines si elles sont utilisées en guide d'onde.

Les nombreux modes transversaux qui pourraient alors apparaître dégraderaient considérablement le facteur de qualité M^2 du faisceau de sortie. Ceci est confirmé par les mesures que nous présenterons ultérieurement (§ IV.4.3). Les fibres et les cavités laser ont donc été dimensionnées de façon à ce que le faisceau laser soit en propagation libre, sans être fortement affecté par le diamètre fini de la fibre. Dans une telle configuration, la forme du

mode laser dans la cavité est imposée par la géométrie de la cavité, et non par la fibre. Le schéma I.7.3 détaille ce principe.



Figure I.7.3 Comparaison entre une fibre cristalline utilisée en tant que guide pour le signal laser (schéma du haut), et une fibre où le signal passe en propagation libre (schéma du bas).

Par rapport aux lasers à fibres amorphes dopées, un avantage de cette configuration est de pouvoir imposer un mode laser fondamental de gros diamètre, ce qui limite la densité de puissance et permet donc de s'éloigner des seuils des effets non linéaires si gênants en régime impulsionnel.

Cette configuration impose toutefois certaines limitations sur les dimensions de la fibre et la forme du mode laser. Premièrement, les faces de la fibre agissent comme deux ouvertures diffractives, à chaque passage du faisceau. Pour limiter les pertes par diffraction, et éviter le guidage, il est donc nécessaire de limiter le diamètre du mode laser.

Deuxièmement, la longueur maximale de la fibre cristalline va être limitée par la divergence du mode laser, calculable par les lois de l'optique gaussienne. Si la fibre est trop longue, le mode laser « touchera les bords » au cours de sa propagation dans la fibre et se couplera dans les modes guidés de celle-ci. Dans la pratique, nous avons limité la longueur des fibres à environ 5 cm.

Calcul de la distance de Rayleigh du laser dans le YAG

Si on considère un laser à $\lambda_0 = 1064$ nm, avec un rayon de col (waist) de $w_0 = 250 \ \mu m$, se propageant dans une fibre en YAG d'indice n = 1.8, on peut calculer une distance de Rayleigh

$$Z_R = \frac{\pi . \omega_0^2}{\lambda} = \frac{\pi . n . \omega_0^2}{\lambda_0} = 33 \text{ cm}$$
(I.1)

Dans une fibre de moins de 10 cm, on peut donc considérer que le faisceau diverge peu lors de sa propagation. Notons que le profil radial de l'intensité laser s'étend à l'infini, et qu'il est donc toujours affecté par le diamètre fini de la fibre. Les pertes par diffraction qui en découlent seront néanmoins négligeables si le waist laser reste suffisamment petit (cf. Calculs de diffraction chapitre III).

I.7.4 Schéma global du principe des lasers à fibres cristallines

Le schéma I.7.4 récapitule le principe que nous allons développer pour réaliser des lasers à fibres monocristallines.



Figure I.7.4 Schéma de principe des lasers à fibre monocristalline.

La technique de tirage par micro-pulling-down est capable de produire des objets dont le diamètre varie entre 400 μ m et 1 mm. Des diamètres plus élevés dilueraient le gain apporté par la pompe dans un diamètre trop important, et des diamètres trop faibles rendraient impossible la conception d'une cavité adaptée. La longueur de la distance de Rayleigh nous impose des longueurs de fibre l'ordre de la dizaine de centimètres. Dans la pratique, nous avons toujours utilisé des fibres cristallines de longueur inférieure à 6 cm.

Le faisceau de pompe issu d'une ou plusieurs diodes laser de puissance est injecté dans la fibre. Cette dernière est entourée d'une cavité résonante dont le mode fondamental se propage sans être guidé. Un des miroirs possède une transmission non nulle et sert de miroir de sortie à l'oscillateur.

Dans l'état de l'art de ce travail, nous avons déjà évoqué les grandes qualités des cristaux massifs en régime pulsé pour de faibles puissances moyennes, ainsi que les avantages des lasers à fibres amorphes en régime continu. L'intérêt du concept présenté ici se situe donc dans le régime pulsé, pour des puissances moyennes élevées :

- Par rapport à un cristal massif, ce concept permet d'augmenter la longueur d'interaction entre la pompe et le signal, de réduire le dopage et d'améliorer le refroidissement. On peut donc espérer supporter des puissances de pompe supérieures et donc atteindre des puissances moyennes plus élevées.

- Par rapport à une fibre amorphe, ce concept permet d'augmenter la taille du mode fondamental tout en gardant une bonne qualité spatiale, de profiter des qualités spectroscopiques et thermo-mécaniques d'un milieu cristallin, et de réduire la longueur du milieu actif et donc celle de la cavité. On peut ainsi espérer atteindre des puissances crêtes plus élevées, avec des durées d'impulsions plus courtes.

I.8. Choix du matériau laser, réalisation des échantillons

La méthode de croissance du micro-pulling-down est au moins aussi versatile que la méthode Czochralski, ce qui nous permet de choisir parmi une très grande variété de matériaux laser, tant au niveau des ions terres-rares dopant qu'au niveau de la matrice cristalline.

I.8.1 Choix du dopant

Les deux ions dont la spectroscopie s'adapte le mieux à la réalisation de lasers puissants pompés par diode sont à l'heure actuelle le Nd^{3+} et l'Yb³⁺.

L'ion Nd³⁺ est le plus utilisé des ions terres-rares pour les systèmes commerciaux. Il présente la possibilité de réaliser des systèmes laser 4 niveaux, avec une émission autour de 1 μ m, et des sections efficaces d'émission de l'ordre de 10⁻¹⁹ cm². Il est possible de le pomper avec des diodes laser de puissance autour de 808 nm, disponibles commercialement. Parmi ces inconvénients, on notera un défaut quantique assez élevé (autour de 25%), et sa spectroscopie complexe qui favorise certains phénomènes non radiatifs générant de la chaleur aux dépends de la puissance laser. Ces problèmes ont déjà été évoqués plus en détail dans la deuxième partie de ce manuscrit.

L'ion Yb³⁺ est un milieu qui suscite beaucoup d'intérêt depuis quelques années car il présente un défaut quantique faible, typiquement de l'ordre de 10%. Sa structure électronique est de plus très simple, ce qui limite les effets non radiatifs complexes. Ces deux avantages limitent la quantité de chaleur générée par le cristal. Cet ion permet de réaliser des systèmes laser quasi-3 niveaux, avec une émission autour de 1 μ m, tout en étant adapté au pompage par des diodes laser de puissance commerciales à 940 nm ou 980 nm. Le fonctionnement en laser quasi-3 niveaux pose par contre un problème bien connu : il faut dépasser le seuil de transparence pour éviter la réabsorption de l'onde laser dans le cristal et avoir du gain. De plus, les sections efficaces d'émission de l'ion Yb dans les diverses matrices cristallines sont typiquement un ordre de grandeur en dessous de celles observées avec l'ion Nd.

Notre but étant de démontrer la faisabilité des lasers de puissance à base de fibres monocristallines, nous n'allons pas nous imposer les difficultés inhérentes au fonctionnement laser 3-niveaux, et nous allons préférer le dopant présentant les gains les plus élevés. Notre choix se portera donc sur l'ion Nd³⁺. Il n'en reste pas moins qu'une fois les concepts démontrés, l'ion Yb³⁺ présentera peut-être à l'avenir une voie de recherche intéressante.

I.8.2 Choix de la matrice

Nous ne sommes pas limités aux matériaux à maille cubique comme le sont les céramiques, ce qui nous laisse un très large choix de matrices cristallines. Commercialement, le Nd :YAG et le Nd :YVO₄ sont parmi les matériaux phares de l'industrie laser actuelle. De nombreux autres matériaux ont été utilisés dans des travaux de recherche, mais avec des performances globales souvent inférieures et sans la même maturité au niveau de la qualité des cristaux. Le tableau I.8.1 détaille les caractéristiques comparées de ces deux cristaux.

Cristal	Nd :YAG	Nd :YVO ₄
Type de cristal	Grenat	Zircon
Maille cristalline	Cubique	Tétragonal
Biréfringence	Isotrope	Uniaxe
λ_{laser}	1064 nm	1064 nm
λ _{pompe}	808 nm	808 nm
Section efficace d'émission à λ_{laser}	2,8 .10 ⁻¹⁹ cm ²	25,0 .10 ⁻¹⁹ cm ²
Temps de vie du niveau métastable	240 µs	100 µs
Section efficace d'absorption à λ_{pompe}	0,7 .10 ⁻¹⁹ cm ²	2,7 .10 ⁻¹⁹ cm ²
Emission polarisée ?	Non	oui
Conductivité thermique (matrice non dopée)	~10 W/(mK)	~ 6 W/(mK)
Dilatation thermique	7,8 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	~7 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
dn/dT	9,1 .10 ⁻⁶ K ⁻¹	~ 5 .10 ⁻⁶ K ⁻¹
Difficulté de croissance par µPD	facile	difficile

Tableau I.8.1 Comparaisons des cristaux candidats pour les fibres monocristallins.

Comme on peut le voir, le Nd :YVO₄ présente certains avantages, en particulier une section efficace d'émission à 1064 nm très élevée. Néanmoins, sa conductivité thermique est nettement plus faible, et sa croissance est beaucoup plus difficile du fait de son anisotropie. Finalement, il a été jugé préférable d'utiliser le YAG comme matrice cristalline, du fait de ses bonnes propriétés thermomécaniques et de la relative facilité de sa croissance par micro-pulling-down. Utiliser un cristal très bien connu comme le Nd :YAG a de plus l'avantage de faciliter les comparaisons entre notre méthode de croissance et les autres méthodes comme le Czochralski. Le Nd :YAG ne représente pas forcément, à terme, le meilleur choix pour réaliser des lasers à fibres monocristallines de haute puissance moyenne et haute puissance crête. Néanmoins, il apparaît comme une étape incontournable pour valider le concept proposé et identifier les problèmes avec un milieu laser universellement reconnu pour ses qualités, et relativement facile à faire croître.

I.9. Les échantillons à notre disposition

L'ensemble des groupes d'échantillons que nous avons utilisés est résumé dans le tableau I.9.1, page suivante. Les premiers échantillons (lot L0) venant de Fibercryst ont un diamètre environ 1 mm et une longueur variable. Ils représentent les résultats préliminaires de l'optimisation de la croissance. Les échantillons du lot L1 sont de plus grande longueur, leur croissance est mieux maîtrisée mais pas encore optimisée.

Les échantillons L2 sont réalisés à partir d'une matière première de meilleure qualité. Ce lot contient les échantillons qui ont donné le plus de résultats intéressants, et la plupart ont reçu des traitements AR sur leurs faces pour être utilisés en cavité laser.

Les échantillons du lot L3 représentent la dernière évolution récente de la technique de tirage de Fibercryst, qui permet de descendre à des diamètres de fibre de l'ordre de 500 μ m. Ces fibres ont néanmoins des problèmes de pollution par d'autres ions dopants.

Les échantillons du lot L4 sont des barreaux issus du lot L2 coupé et repolis en section carrée de côté 400 μ m.

Le barreau et les allumettes Cz sont des échantillons de référence élaborés par la technique Czochralski puis découpés et polis.

Lots d'échantillons	Nombre d'échantillons	Matière initiale	Longueur (mm)	Forme	Diamètre/Coté (mm)	Dopage	Traitements AR	Méthode de croissance
LO	10	Oxydes	20-40	rond	1	0,10%	non	μPD
L1	4	Oxydes	50	rond	1	0,20%	non	μPD
L2	15	Matière améliorée	50	rond	1	0,20%	oui	μPD
L3	10	Matière améliorée	50	rond	0,5	0,40%	non	μPD
L4	4	Matière améliorée	50	carré	0,4	0,20%	oui	μPD
Barreau Cz	1	-	60	rond	1	0,70%	oui	Cz
Allumettes Cz	4	-	50	carré	0,4	0,25%	non	Cz

Tableau I.9.1 Résumé des lots d'échantillons utilisés.

II. Caractérisation des fibres monocristallines obtenues par micro-pulling-down

II.1. Polissage et traitements des faces des fibres cristallines

Les fibres cristallines issues de la technique μ PD sont plus facilement utilisables que les cristaux massifs issus d'une boule Czochralski, car la croissance donne directement une géométrie très allongée au cristal. Cela n'empêche pas que les faces de la fibre doivent être polies, avec une qualité suffisante pour ne pas gêner l'émission laser. La qualité à atteindre est typiquement de $\lambda/10$, soit une surface plane à environ 100 nm prés sur l'ensemble du diamètre de la fibre pour un laser émettant à 1064 nm. Obtenir une telle qualité surfaces de l'ordre du millimètre de diamètre, avec des matériaux durs comme le YAG, est un réel challenge technique. Le polissage des fibres utilisées dans ce travail a été réparti entre le CEA/LETI de Grenoble et l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique.

Les figures II.1.1 et II.1.2 montrent des contrôles de rugosité et de planéité réalisés sur les faces d'une fibre cristalline après polissage, par microscopie interférométrique.



Figure II.1.1 Contrôle de la rugosité de la face d'une fibre cristalline au microscope interférométrique.

La rugosité d'une surface optique est bien mesurée par l'écart RMS encadré dans la figure II.1.1. Une rugosité de moins de 5 Angströms correspond à une excellente qualité de polissage pour travailler à une longueur d'onde autour de 1 μ m.



Figure II.1.2 Contrôle de la planéité de la face d'une fibre monocristalline au microscope interférométrique.

La tombée de bords visible dans la figure II.1.2 est prévisible, et malheureusement difficile à éviter au vu des techniques de polissage accessibles. L'écart Pic-to-Vallée, qui représente l'écart mesuré entre le point le plus bas et le point le plus haut de la surface, vaut environ 60 nm. Cette valeur est largement inférieure à la longueur d'onde laser autour de 1 μ m mais tout de même suffisante pour pouvoir induire une légère déformation du front d'onde, comme nous le verrons dans le paragraphe II.6.

Des traitements antireflets, centrés autour de la longueur d'onde $\lambda = 1\mu m$, sont déposés sur les faces des fibres de façon classique. Le cylindre des fibres est protégé pendant le processus, de façon à conserver leurs capacités à guider la pompe. Le traitement est donc uniquement appliqué sur les faces des fibres.

II.2. Caractérisations spectroscopiques et chimiques

Nous présentons dans ce paragraphe une sélection des caractérisations spectroscopiques et chimiques réalisées par Fibercryst et le LPCML pour vérifier la qualité des échantillons obtenus. Ces mesures, dont la plupart sont empruntées à la thèse de Didier Pérrodin, ne font pas partie intégrante de mes travaux, mais les complètent de façon intéressante. Nous nous limiterons donc à donner les résultats de ces mesures et à les expliquer, sans détailler les réalisations expérimentales.

II.2.1 Caractérisations structurales du matériau obtenu

Pour vérifier la qualité du cristal obtenu, des mesures ont été effectuées par Fibercryst et le LPCML au centre de diffractométrie Henri Longchambon de l'Université Lyon 1, sur un diffractomètre 4 cercles. Ces mesures ont été réalisées sur des fibres issues du micro-pullingdown réduites en poudre, et comparées sur la figure II.2.1 à la référence JCPDS (Joint Committee Powder Diffraction Standard) concernant le YAG.



Figure II.2.1 Mesures au diffractomètre sur des fibres en YAG, comparaison à la référence tabulée.

Comme on peut le voir, l'accord entre la référence et les données expérimentales confirme l'obtention de la phase $Y_3Al_5O_{12}$ pure. Ces mesures sont complétées par les mesures d'indice de réfraction faites au LPCML de Lyon. L'indice mesuré expérimentalement est $n_{Fibre\ cristalline} = 1,8293$ pour une valeur théorique de $n_{YAG} = 1,8288$.

Une méthode basée sur le traitement de clichés de diffraction des rayons X, appelée méthode de Laue, a également été utilisée pour vérifier que l'orientation des fibres cristallines obtenues était bien celle du germe, tout au long du tirage. Il a ainsi été vérifié que les fibres obtenues par croissance micro-pulling-down étaient bien orientées suivant l'axe <111>, conformément au germe utilisé pour démarrer la croissance. Cet axe correspond à l'axe de croissance naturel du YAG, et c'est dans cette orientation que sont commercialisés les cristaux massifs élaborés par Czochralski. Le YAG étant isotrope, l'orientation des axes cristallins n'a de toute façon pas une importance capitale.

Un problème bien connu de la méthode de croissance cristalline Czochralski est l'apparition d'un centre diffusant, au sein des boules cristallines obtenues. Ce centre est inutilisable pour la réalisation des cristaux. Dans la technique du micro-pulling-down, ce centre diffusant n'apparaît que lorsqu'on essaye de tirer des fibres de diamètre supérieur à 1,2 mm. Pour des diamètres de l'ordre de 1 mm, il est absent et la qualité optique au centre est excellente, comme on peut le voir figure II.2.2.



Figure II.2.2 Image des faces d'une fibre cristalline de 1 mm de diamètre (à gauche) et d'une boule Czochralski de 18 mm de diamètre (à droite). Le cœur diffusant est nettement visible dans le cristal massif.

Un autre aspect très important pour l'utilisation laser de nos fibres cristallines est la bonne répartition des ions dopants Nd³⁺ dans la fibre. En effet, les phénomènes de ségrégation bien connus des chimistes peuvent empêcher le dopant de se répartir uniformément radialement ou longitudinalement dans les fibres. Nos partenaires de Fibercryst et du LPCML ont donc réalisé des mesures de dosage par ICP (Induction Coupling Plasma) pour vérifier l'évolution de la concentration en néodyme au cours du tirage, et des mesures de microluminescence pour connaître la répartition radiale des ions dopants.

Dosage par ICP pour la ségrégation longitudinale :

Les courbes d'évolution de la concentration au cours du tirage sont montrées figure II.2.3. La droite horizontale rouge indique le niveau de la concentration de la matière première. On constate une nette ségrégation longitudinale : le dopage de la fibre est bien plus faible que celui de la matière première au début du tirage, puis augmente progressivement jusqu'à le dépasser au bout de 50-60 cm de tirage. Ceci indique que le dopant a des difficultés à rentrer dans la fibre, et essaye de rester dans le creuset.



Figure II.2.3 Concentration en ions Nd³⁺ mesurée par dosage ICP le long de plusieurs fibres monocristallines, pour différentes valeurs de vitesse de tirage.

Il faut noter que cette ségrégation est peu sensible sur les échantillons utilisés en laser, qui font seulement 5 cm de long. On peut aussi remarquer qu'en jouant sur la vitesse de tirage des fibres, il est possible de contrôler cette ségrégation.

Mesure de micro-luminescence pour la ségrégation radiale :

Cette caractérisation est basée sur la luminescence du néodyme lorsqu'il est excité à 514 nm. En déplaçant le point de focalisation du faisceau d'excitation le long d'un diamètre de la fibre, on mesure l'intensité de fluorescence et on en déduit la concentration locale en Nd³⁺. La courbe résultante des mesures sur une fibre Nd :YAG dopée 0,2% at. en Néodyme est montrée figure II.2.4.



*Figure II.2.4 Profil de concentration radial en ions Nd*³⁺ *dans une fibre issue de la croissance par micro-pulling-down.*

La ségrégation radiale est ici clairement visible : le dopant se concentre sur les bords de la fibre, le centre est 2 à 3 fois moins dopé que la périphérie. Ceci risque de nous gêner dans la réalisation de lasers efficaces : La périphérie de la fibre absorbera plus de puissance de pompe, alors que nous souhaitons que l'onde laser passe au centre de la fibre, sans toucher les bords. Nous n'utiliserons donc, pour l'effet laser, que la zone centrale de la fibre, qui n'est pas celle bénéficiant du gain le plus élevé. Ceci risque de résulter en une perte de rendement. Il est par contre intéressant de noter que le dopage reste environ constant entre 300 et 900 μ m, donc que nous devrions bénéficier d'un gain uniforme dans la zone où passera l'onde laser.

II.2.2 Caractérisations spectroscopiques des fibres obtenues

Les caractéristiques spectroscopiques du Nd :YAG sont très bien connues, ce qui nous permet de nous appuyer sur une base comparative solide. Des caractéristiques comme le spectre d'émission, d'absorption ou la durée de vie du niveau du haut de la transition laser sont particulièrement importantes pour réaliser des lasers efficaces, et nous devons vérifier que les ions Néodyme dans les fibres cristallines en YAG obtenues en micropulling down ont bien le même comportement que dans les barreaux de YAG obtenus par croissance Czochralski.



Le diagramme d'énergie du Nd :YAG :

Le pompage par diode des cristaux dopés Nd s'effectue typiquement entre le niveau fondamental ${}^{4}I_{9/2}$ et les niveaux ${}^{4}F_{5/2}$ et ${}^{2}H_{9/2}$. Après désexcitations non radiatives, les ions tombent dans le niveau $4F_{3/2}$, qui est le niveau du haut de la transition laser 4 niveaux à 1064 nm. Le niveau du bas de la transition laser est le ${}^{4}I_{11/2}$, les ions retombent ensuite dans le niveau fondamental par des processus non radiatifs.

II.2.3 Mesure du spectre d'absorption

Les diodes laser de puissance que nous allons utiliser pour pomper optiquement les fibres cristallines émettent autour de 808 nm, ce qui correspond en particulier aux transitions ${}^{4}I_{9/2} =$ ${}^{4}F_{5/2}$ et ${}^{4}I_{9/2} =$ ${}^{2}H_{9/2}$ du Nd :YAG, qui présentent des sections efficaces d'absorption particulièrement intenses. Nous avons vérifié que les spectres d'absorption des fibres monocristallines correspondent bien à ceux attendus sur un cristal de Nd :YAG. Pour cela, un spectromètre à double faisceau Perkin Elmer Lambda 900 a été utilisé pour enregistrer le spectre transmis par les fibres éclairées par une lampe halogène.

Les spectres obtenus pour plusieurs échantillons sont présentés figure II.2.7. Les transitions mises en jeu à chaque pic d'absorption sont aisément identifiables, et correspondent bien à ce qu'on attend du cristal de Nd :YAG.



Figure II.2.7 Mesure du spectre d'absorption des fibres monocristallines.

II.2.4 Mesure de la durée de vie du niveau ⁴F_{3/2}

La durée de vie du niveau du haut de la transition laser est un paramètre essentiel qui va conditionner le gain de notre laser. Plus cette durée est courte, moins les ions actifs passeront de temps dans le niveau excité, et plus la probabilité que ces ions participent à l'émission stimulée diminuera. On observe typiquement une chute de cette durée de vie dans les cristaux fortement dopés, causée par l'apparition de nombreux processus de relaxations non radiatifs. Dans le cas de l'ion Nd inséré dans la matrice de YAG, on peut considérer que le temps de vie reste à peu prés constant, autour de 230 à 250 μ s, pour des cristaux dont le dopage reste inférieur à 1% at. [Doc VLOC]. Pour des cristaux plus fortement dopés, le temps de vie chute rapidement (autour de 150 μ s pour un cristal dopé 4% !).

Dans notre cas, le dopage reste aux environ de 0,2 % at., le temps de vie devrait donc être autour de 250 µs. Ceci est tout à fait cohérent aux résultats présentés figure II.2.6, où on compare le déclin de fluorescence observé dans une fibre cristalline et un barreau Czochralski après excitation par un laser à 532 nm.



Figure II.2.6 Mesure de temps de vie du niveau ${}^{4}F_{3/2}$ dans une fibre monocristalline et dans dans un cristal massif.

Les temps de déclin mesurés sont de l'ordre de 250 μ s, en bon accord avec la littérature [Doc VLOC].

II.2.5 Comparaison des spectres d'émission autour de 1064 nm

La figure II.2.5 présente les spectres d'émission obtenus après excitation par une source laser dans le vert à 532 nm. Un monochromateur Jobin et Yvon à réseau (600 traits/mm) sert à analyser l'émission observée autour de la transition laser 4-niveaux du Nd :YAG à 1064 nm. La courbe bleue correspond au spectre mesuré sur une fibre cristalline issue d'un tirage μ PD, la courbe rouge correspond au spectre d'un barreau Nd :YAG obtenu par croissante Cz. Comme on peut le voir, les 2 spectres sont identiques, et correspondent bien à ce qu'on peut trouver dans la bibliographie [Guyot 93]. Ceci nous rassure quant à l'absence d'éventuelles impuretés qui auraient pu perturber le spectre autour de la transition qui nous intéresse.



Figure II.2.5 Spectres d'émission autour de 1064 nm d'une fibre monocristalline en Nd : YAG comparé à celui d'un cristal massif.

II.3. Caractérisations optiques (propagation, guidage, absorption)

Pour tester la faisabilité d'un laser « pompe guidé / signal non guidé » dans une fibre cristalline, nous devons tester la transmission des fibres à la longueur d'onde laser, ainsi que leur guidage et leur absorption à la longueur d'onde de pompe. Pour cela, nous avons mis en place 3 expériences simples.

II.3.1 Mesures de transmissions directes à 1064 nm

Le schéma de l'expérience est présenté en figure II.3.1. Le faisceau d'une source laser à 1064 nm commerciale (DualChip Nanolase) est focalisé par une lentille dans la fibre cristalline à tester en mode non guidé. On mesure la puissance incidente sur le détecteur avec et sans la fibre pour connaître sa transmission. La distance focale de la lentille est choisie de façon à obtenir un waist de 125 μ m dans la fibre, avec une grande distance de Rayleigh. La taille du faisceau sonde est vérifiée en différents points de la propagation grâce à une camera CCD haute sensibilité. La fibre est placée dans une monture avec les trois axes de rotation et les trois axes de translation, pour pouvoir optimiser son positionnement. Le détecteur est placé suffisamment loin pour que la lumière éventuellement diffusée par la fibre ne fausse pas la mesure.



Figure II.3.1 Schéma expérimental pour les mesures de transmission dans les fibres.

Les résultats sont présentés dans le tableau II.3.1 pour plusieurs lots échantillons. Les valeurs présentées correspondent aux moyennes obtenues sur tous les échantillons testés de chaque lot. Dans le cas des fibres dont les faces n'ont pas reçu de traitements antireflets, la valeur des pertes est corrigée des réflexions de Fresnel, qui sont de l'ordre de 8% par face, et ne tient donc pas compte des pertes induites par ces réflexions.

Lots d'échantillons	Longueur	Pertes moyennes en %	Pertes moyennes en dB/cm	
LO	20 – 40 mm	22 % +/- 4%	0,4 +/- 0,1	
L1	50 mm	10 % +/- 3%	0,1 +/- 0.03	
L2	50 mm	1,6 % +/- 1%	0,014 +/- 0.01	

Tableau II.3.	l Résumé	des	résultats	en	transmission
---------------	----------	-----	-----------	----	--------------

L'évolution de la qualité des fibres est ici particulièrement visible. Les échantillons du lot L0, les plus anciens, présentent beaucoup plus de pertes, même pour une longueur plus faible. Les échantillons les plus récents présentent des pertes en transmission directe de l'ordre de 1.5%, ce qui est négligeable par rapport aux autres pertes de la future cavité laser, en particulier par rapport à la transmission du coupleur de sortie, qui sera de l'ordre de 50% (cf Chapitre V). Pour les meilleurs échantillons du lot L2, la transmission mesurée dépasse 99%, et la mesure est alors limitée par la précision des détecteurs utilisés. L'amélioration observée entre les

échantillons L1 et L2 montre l'importance de la qualité de la matière première utilisée pour la technique du micro-pulling down, ainsi que l'évolution de la maîtrise du tirage au cours du temps.

II.3.2 Mesures des pertes par guidage

Le but de ces expériences est de mesurer la capacité de la fibre à guider la radiation de pompe. Malgré la différence d'indice très élevée entre le YAG et l'air, le guidage risque de ne pas être parfait pour plusieurs raisons. Dans le cas des fibres issues de la technique micro-pulling down, on utilise le cylindre tel qu'il est en sortie de creuset, sans le repolir. Par conséquent, les défauts de surface et les variations de diamètre de la fibre qui peuvent survenir lors de la croissance risquent de provoquer des pertes. Pour estimer correctement ces pertes par guidage, il faut pouvoir les séparer du phénomène d'absorption de la radiation de pompe par les ions actifs, donc il faut travailler à une autre longueur d'onde que 808 nm. Nous avons donc choisi de faire ces tests avec une diode laser de puissance fibrée, très proche de celles que nous allons effectivement utiliser pour pomper les fibres cristallines, mais avec une émission à 980 nm. A cette longueur d'onde, les ions Nd³⁺ n'absorbent pas, la perte mesurée entre la puissance injectée et la puissance récupérée en sortie ne sera due qu'aux pertes par guidage. Le schéma expérimental utilisé pour ces mesures est présenté en figure II.3.2.



Figure II.3.2 Schéma expérimental pour les mesures des pertes par guidage

La diode laser utilisée est une diode LIMO (Gmbh) délivrant 15W à 980 nm en sortie d'une fibre de diamètre 200 μ m et d'ouverture numérique 0,2. Les résultats obtenus pour différents lots de fibres sont présentés dans le tableau II.3.2, en corrigeant les valeurs obtenues des pertes de Fresnel pour les fibres sans traitements antireflets.

Loto				
LOIS				
d'échantillons	Longueur	Diamètre	Pertes par guidage en %	Pertes par guidage en dB/cm
LO	20 - 40 mm	1 mm	38% +/- 10%	0,9 +/-0,2
L1	50 mm	1 mm	18% +/- 5%	0,17+/-0,06
L2	50 mm	1 mm	12% +/- 4%	0,11 +/- 0,04
L4	50 mm	0,4 mm	22% +/- 5%	0,21 +/- 0,5
Barreau Cz	60 mm	1 mm	10 % +/- 3%	0,07+/-0,03
Allumettes Cz	50 mm	0,4 mm	23 % +/- 5%	0,22 +/- 0,5

Tableau II.3.2 Résultats des mesures de perte par guidage. Les valeurs indiquées sont des moyennes sur les résultats des échantillons testés de chaque lot de fibre

Encore une fois, la progression de la qualité des échantillons entre les lots L0 et L2 est fortement sensible. Les échantillons du lot L2 ont en moyenne des pertes par guidage de 12%, mais les meilleurs échantillons de ce lot présentent moins de 10% de pertes. Pour des fibres de diamètre plus petit, le nombre de réflexions totales internes augmente, et par conséquent le

guidage est plus sensible aux irrégularités du cylindre. Les valeurs trouvées pour les échantillons du lot L4, autour de 20% de pertes, ne sont donc pas surprenantes.

A part le lot L4, dont les échantillons étaient de section carrée polie après la croissance de la fibre, et les échantillons issus de la croissance Czochralski, toutes les mesures présentées ici concernent des fibres dont le cylindre est celui obtenu directement en sortie du processus de croissance. Des mesures de rugosité par interférométrie ont été effectuées par Fibercryst sur quelques échantillons pour juger de la qualité du cylindre. Un exemple de résultat est montré en figure II.3.3.



Figure II.3.3 Mesure de la rugosité du cylindre d'une fibre cristalline en sortie de croissance

La rugosité RMS du cylindre est de l'ordre de 500 nm, elle est donc du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de notre faisceau de pompe... Il est donc même surprenant d'atteindre des efficacités de guidage de 88 % !

Ceci est en fait expliqué par la très grande différence d'indice entre le YAG et l'air autour de la fibre, qui nous assure une très grande ouverture numérique du guide et empêche la pompe de sortir facilement du cylindre.

Il est donc possible d'obtenir un guidage efficace sans avoir à repolir le cylindre. Ceci est un gain de temps et de moyens, car polir une surface cylindrique est une opération difficile, qu'il faudrait reproduire sur chaque échantillon, avec un fort risque de casse. Dans l'optique d'une industrialisation des fibres cristallines, c'est un avantage important.

II.3.3 Mesures d'absorption

Si on fait le bilan des pertes subies par un faisceau issu d'une diode de puissance traversant une fibre cristalline, on peut séparer les pertes subies sur la face d'entrée (diffraction et pertes de Fresnel), les pertes par guidage, et l'absorption. Cela nous donne la formule suivante :

$$P_{sortie} = P_{entrée} \cdot (1 - R_{face})^2 \cdot (1 - P_{diffraction})^2 \cdot (1 - P_{guidage}) \cdot e^{-\alpha \cdot L}$$
(II.3.1)

 $P_{entrée}$ = puissance en sortie de la fibre (en W)

 $P_{sortie} = puissance en sortie de la fibre (en W)$

 $R_{face} = coefficient de réflexion des faces$

 $P_{diffraction} =$ pertes par diffraction sur les faces

 $P_{guidage} = pertes par guidage$

 α = coefficient d'absorption de la fibre (en m⁻¹)

L = Longueur de la fibre (en m)

Le coefficient de réflexion des faces vaut 8% dans le cas de fibres sans traitements AR. Il est d'environ 0,5 % dans le cas des fibres traitées AR. Les pertes par diffraction sont faibles, car le faisceau de pompe est focalisé sur un diamètre largement inférieur à celui de la face de la fibre. Les pertes par guidage subies par un faisceau d'une diode laser fibrée ouverte à 0,2 ont été mesurées dans la manipulation précédente. On en déduit donc :

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln[\frac{P_{entrée}}{P_{sortie}} (1 - R_{face})^2 . (1 - P_{guidage})]$$
(II.3.2)

Pour mesurer le coefficient d'absorption des fibres, il suffit donc de faire la même manipulation que précédemment, mais cette fois-ci avec une diode de pompe à 808 nm. Pour la plupart des mesures d'absorption présentées ici, nous avons utilisé une diode émettant 30 W en sortie d'une fibre de diamètre 400 μ m avec une ouverture numérique de 0,2. Les résultats sont présentés dans le tableau II.3.3.

Lots			
d'échantillons	Longueur	Diamètre	Coefficient d'absorption (cm ⁻¹)
LO	20 – 40 mm	1 mm	0,32+/-0,1
L1	50 mm	1 mm	0,27+/-0,1
L2	50 mm	1 mm	0,74 +/-0,04
Barreau Cz	60 mm	1 mm	1,2 +/- 0,05
Allumettes Cz	50 mm	0,4 mm	0,9 +/-0,05

Tableau II.3.3 Résultats des mesures d'absorption

La figure II.3.4 montre l'évolution du rapport entre la pompe à une valeur de z donnée et la pompe injectée dans la fibre, en fonction de z, pour plusieurs valeurs du coefficient d'absorption α .



Figure II.3.4 Calcul de l'évolution théorique de la puissance de pompe dans des fibres cristallines de 50 mm de long pour différents coefficients d'absorption.

On voit que pour un coefficient d'absorption de $0,3 \text{ cm}^{-1}$, l'absorption est trop faible : moins de 80% de la pompe est absorbée. Une absorption de $1,2 \text{ cm}^{-1}$ est par contre trop forte, toute la puissance est absorbée en environ 30 mm, la répartition de la charge thermique n'est pas optimum. Le coefficient d'absorption optimal en terme de répartition de la charge thermique est d'environ de $0,7 \text{ cm}^{-1}$, et correspond à un dopage néodyme d'environ 0,2 % at. dans nos conditions de pompage.

A propos des coefficients d'absorption... :

Les coefficients d'absorptions mesurés sont affectés par la largeur spectrale de la diode laser de pompe autour de 808 nm, qui est de l'ordre de 3 nm et qui est beaucoup plus large que le pic d'absorption de Néodyme à cette longueur d'onde. Si on utilisait une source de pompe très fine spectralement, comme un laser Titane : Saphir, les coefficients d'absorptions mesurés seraient bien sûr beaucoup plus importants.

II.4. Etude thermique : simulations et mesures

Comme nous l'avons déjà dit, nous espérons que la meilleure répartition de la charge thermique dans les fibres cristallines va les rendre plus résistantes aux hautes puissances de pompe que les systèmes classiques à cristaux massifs. Pour tester cela, nous avons réalisé plusieurs expériences avec une camera thermique ainsi que des simulations par éléments finis.

Les échantillons sont montés dans un bloc de cuivre, refroidi par une circulation d'eau. La fibre est placée dans un « V » découpé dans une plaque de cuivre. Le V est tapissé de graisse thermique et la fibre est pressée dedans pour écraser la graisse et assurer sa bonne répartition. Un schéma de l'ensemble est montré en figure II.4.1.



Figure II.4.1 Schéma du système de refroidissement des fibres.

Pour faire des acquisitions de la température sur la face des fibres, on utilise un protocole présenté en figure II.4.2, très proche de celui utilisé dans la deuxième partie de cette thèse. Pour faire des acquisitions par le dessus, on injecte la pompe directement dans la fibre, et la camera IR est maintenue au dessus de l'échantillon, comme présenté en figure II.4.2. La diode de pompe utilisée délivre 60 W de pompe à 808 nm, dans une fibre de diamètre de cœur 400 μ m d'ouverture numérique 0,2.



Figure II.4.2 Schéma expérimental pour la cartographie thermique des fibres cristallines. Le schéma de gauche correspond aux mesures par-dessus, le schéma de droite a été utilisé pour les mesures sur les faces des fibres.

Tout comme expliqué dans la deuxième partie de ce manuscrit, on réalise des calibrations pour connaître la correspondance entre la température mesurée par la caméra et la température réelle. Tous les résultats présentés ici sont traités pour que la température de la fibre soit la température réelle.

Nous avons également réalisé des simulations par éléments finis, en utilisant le logiciel LASCAD. Pour ces simulations, nous avons utilisé les paramètres suivants pour modéliser les fibres :

<u>Dimensions du cristal</u> Longueur : 50 mm Diamètre : De 400 µm à 1 mm

<u>Paramètres de pompe</u> Puissance de pompe incidente : Entre 0 et 500 W. Divergence de la pompe : 0 mrad Diamètre du spot de pompe : égal au diamètre de la fibre, entre 400 µm et 1 mm.

(Le guidage de la pompe ne peut pas être simulé simplement sous LASCAD. Pour contourner cette difficulté, on le simule par un faisceau de pompe de diamètre égal à la fibre, avec une divergence nulle.)

 $\label{eq:parameters} \begin{array}{l} \underline{Parameters\ du\ cristal}\\ Conductivité thermique : 10,7\ W/(mK)\\ Variation\ de\ l'indice\ avec\ la\ température\ dn/dT : 9,86\ .10^{-6}\ K^{-1}\\ Module\ d'Young : 300000\ N/mm^2\\ Coefficient\ de\ Poisson : 0,25\\ Indice\ de\ réfraction\ : 1,823\\ Dilatation\ thermique : 6,9\ .10^{-6}\ K^{-1}\\ Coefficient\ d'absorption\ de\ la\ pompe\ :\ Typiquement\ de\ 0,05\ a\ 0,1\ mm^{-1}\\ Fraction\ thermique\ \eta_h:\ 0,4\ sans\ effet\ laser,\ 0,3\ avec\ effet\ laser.\\ \end{array}$

 $\frac{Paramètre du refroidissement}{Température de Référence : 25^{\circ}C}$ Température de la monture : 35^{\circ}C Coefficient de transfert thermique entre la monture et la fibre H : 0,4 à 1 W/cm²K

Paramètres des éléments finis Pas longitudinal des éléments finis : 200 μm Pas radial des éléments finis : 60 μm Nombre total d'éléments finis : Entre 50.000 et 60.000 Nombres d'itérations du calcul : 20

II.4.1 Mesure de la température sans effet laser

Les cartes de température obtenues de face et par-dessus sans effet laser en utilisant des fibres du lot L2 sont montrées en figure II.4.3, pour une puissance de pompe de 60 W à 808 nm. Le dopage de l'ordre de 0,2% assure que la quasi-totalité de la puissance de pompe est absorbée dans la fibre.



Figure II.4.3 Images thermiques de la longueur et de la face pompée d'une fibre cristalline.

La température maximale mesurée est de l'ordre de 120 °C pour un pompage à 60 W, avec un gradient de température entre le centre et le bord de la fibre de l'ordre de 20 °C. On peut donc supposer un mauvais transfert thermique radial entre la fibre et sa monture. Ce transfert thermique peut se quantifier, comme nous l'avons vu dans la deuxième partie, par la loi de Newton concernant les flux de chaleur :

$$K_c \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = H \cdot (T(r_0) - Tc) \tag{II.4.1}$$

Où Kc est la conductivité thermique, H le coefficient de transfert thermique, $T(r_0)$ la température en bord de cristal, et Tc la température de la monture. Notre mesure nous permet d'estimer un coefficient de transfert H de l'ordre de 0,6 +/- 0,2 W/(cm².K). Cette valeur a été calculée grâce à un programme développé sur Matlab, basé sur le calcul de la formule II.4.1. Elle correspond effectivement à un mauvais transfert thermique, comparé aux valeurs de plus de 2 W/(cm².K) déjà obtenues sur des montures de cristaux laser massifs [Chénais 04].

On remarque sur la vue de dessus que la température, d'environ 120 °C en début de fibre, descend à 100 °C au bout de 3 mm de propagation, puis remonte à 110 °C. Cette légère

déclivité trouve son explication dans la répartition de la pompe dans les premiers millimètres de la fibre. Des simulations réalisées sous Apilux, un logiciel de calcul de tracé de rayons, nous permettent de mieux comprendre ce phénomène. Un exemple de simulation est présenté en figure II.4.4.



Figure II.4.4 Simulation sous Apilux de la répartition de la pompe injectée dans les fibres cristallines pour un doublet de focalisation de focale 100 mm.

Le faisceau de pompe, convergent en sortie du doublet de focalisation, focalise à l'intérieur de la fibre cristalline, avant de diverger et d'atteindre finalement le cylindre de la fibre pour y subir une première réflexion totale interne, au bout d'environ 5 mm de propagation. La diminution de température observée en début de fibre correspond bien à ce comportement : En début de fibre, la puissance de pompe est maximale, et le diamètre du faisceau de pompe convergent est proche de celui de la fibre : La température s'élève donc fortement à la surface de la fibre. Quelques millimètres à l'intérieur de la fibre, la puissance a diminué et le diamètre passe par son minimum : cela se traduit par une baisse de la température visible en surface. Enfin, la pompe divergente vient épouser les bords de la fibre et la température recommence à décroître lentement au cours de la propagation, au fur et à mesure de son absorption.

Il faut ajouter à ceci que la fibre déborde légèrement hors de sa monture pour des raisons pratiques (en particulier pour ne pas badigeonner les faces de graisse thermique). On peut donc estimer que sur les 100 premiers microns, la fibre n'est en contact qu'avec l'air, très mauvais conducteur thermique. Cette absence de refroidissement correct en début de fibre contribue à rendre le premier millimètre plus chaud que le reste du milieu actif.

II.4.2 Evolution de la température avec l'effet laser

En anticipant un peu sur les résultats qui vont suivre concernant les expériences laser, nous allons ici parler des mesures faites sur l'évolution de la température d'une fibre cristalline vue de dessus, avec et sans effet laser. La cavité laser utilisée sera présentée plus loin dans ce travail (Chapitre IV). La puissance laser obtenue est de l'ordre de 10 W à 1064 nm, pour une puissance de pompe de 60 W, avec un coupleur de 50% de transmission (soit une puissance laser intracavité de 40 W environ). Comme nous l'avons déjà vu dans la deuxième partie de cette thèse, la température d'un cristal laser peut beaucoup varier avec l'apparition de l'effet laser, ceci étant lié à la variation de la fraction thermique ηh et éventuellement à la variation

de la saturation de l'absorption, si ce phénomène est présent. On n'observe pas de saturation de l'absorption significative dans nos fibres de Nd :YAG, mais la fraction thermique peut par contre diminuer fortement grâce à l'effet laser. On peut estimer l'influence de l'effet laser sur la fraction thermique η_h en calculant η_l , l'extraction laser (cf. Deuxième partie, chapitre II) La formule II.4.2 donne le calcul de η_l et le résultat pour une fibre de 1 mm de diamètre fournissant une puissance intracavité de 40 W.

$$\eta_{l} = \frac{\sigma_{e}I}{\sigma_{e}I + 1/(\eta_{r}.\tau)} = 0.88 = 88\%$$
(II.4.2)

On peut donc s'attendre à une diminution importante de la fraction thermique, qui vaudra environ 40% sans effet laser, et autour de 30% avec effet laser.

Les images thermiques et les profils présentés en figure II.4.5 montrent effectivement une nette dépendance de la température avec l'effet laser.



Figure II.4.5 Cartographie thermique par-dessus d'une fibre cristalline avec et sans effet laser. La puissance de pompe est de 60 W, injecteé en z = 0. L'intensité laser intracavité est d'environ 20 W.

Pour cette manipulation, le faisceau de pompe était focalisé par un doublet de focalisation moins convergent, de distance focale 100 mm. Ceci explique que le décrochement de la température observé en début de fibre soit moins visible que dans le cas précédent (fig. II.4.3).

La fibre utilisée pour ces manipulations, légèrement plus dopée ou moins bien refroidie que la précédente, atteint des températures maximales un peu plus élevées que sur les images montrées précédemment, autour de 140 °C sans effet laser. Le gradient de température longitudinal est fort, la température passant de 140 °C en début de fibre à 45 °C en fin de fibre. En présence d'un effet laser efficace, la température maximale chute à 90 °C, et le gradient de température longitudinal est beaucoup plus faible, la température baissant jusqu'à 35 °C en fin de fibre.

On peut noter que ces températures sont remarquablement basses pour un cristal massif qui absorbe jusqu'à 60 W de puissance de pompe. La figure II.4.6 montre des simulations faites sous LASCAD, comparant un cristal massif de Nd :YAG dopé 1% at. à une fibre cristalline dopée 0,2% at. absorbants la même puissance de pompe, dans des conditions similaires. Les paramètres importants de ces simulations sont précisés dans la table II.4.1. La fraction thermique de 0,4 représente l'absence d'effet laser.

Cristal	Fibre cristalline	Cristal massif
Diamètre du cristal	1 mm	10 mm
Longueur du cristal	50 mm	10 mm
Puissance de pompe	60 W	60 W
Diamètre du spot de pompe	1 mm	1 mm
Divergence de la pompe	0 mrad	200 mrad
Absorption	0,07 mm ⁻¹	0,35 mm ⁻¹
Fraction Thermique	0,4	0,4
Coefficient de transfert H	0,5 W/(cm ² K)	0,5 W/(cm ² K)

Tableau II.4.1 Paramètres essentiels des simulations par éléments finis comparant les profilsde température dans un cristal massif et une fibre cristalline.



Figure II.4.6 Simulation par FEA de l'évolution longitudinale de la température dans un cristal massif et dans une fibre cristalline, sans effet laser, avec la courbe expérimentale correspondante.

Comme on peut le voir, la température maximale atteinte dans les fibres est bien plus basse que celle atteinte dans les cristaux, comme le concept nous le laissait espérer. La courbe expérimentale de la température montre un assez bon accord avec la courbe théorique pour un coefficient H de 0,5 W/(cm²K). Le léger désaccord observé est dû au fait que nous mesurons expérimentalement la température en surface de la fibre, et que nous ne simulons pas la focalisation de la pompe dans la fibre.

II.4.3 Amélioration du refroidissement

Pour essayer d'améliorer notre coefficient de transfert thermique, nous avons envisagé et testé plusieurs solutions. Toutes les mesures présentées ici ont été faites en l'absence d'effet laser. Le principal problème de notre système de refroidissement est qu'il ne couvre que la moitié du cylindre de la fibre et que l'emplacement coupé dans le cuivre pour y placer la fibre a une forme en V, qui ne s'adapte que très mal à la forme cylindrique (Il y a seulement deux points de contact).

Notre première tentative d'amélioration a consisté à réaliser un bloc de cuivre de 50 mm de long, perforé de plusieurs trous de diamètres proche de 1 mm. La fibre est insérée dans le trou qui lui convient le mieux, recouverte de graisse thermique. Le schéma de principe est présenté en figure II.4.7.



Figure II.4.7 Schéma d'une architecture testée pour améliorer le refroidissement des fibres, constitué d'un capillaire dans un bloc de cuivre dans lequel la fibre est glissée

Les mesures de thermiques ne peuvent plus se faire par-dessus, donc nous sommes limités à faire la cartographie thermique de la face de la fibre, toujours avec le schéma expérimental présenté en figure II.4.2. Un exemple de résultat est montré en figure II.4.8.



Figure II.4.8 Cartographie thermique et profil radial de température de la face d'une fibre insérée dans le capillaire et recevant 60W de pompe.

La température maximale obtenue est à peu prés inchangée. Elle baisse à 105 °C pour certains échantillons, et reste au voisinage de 120 °C avec la majorité des fibres testées. Cet essai n'est pas concluant, le coefficient de transfert est estimé aux environs de 0,6 +/- 0,1 W/(cm²K) dans les meilleurs cas.

Le problème auquel nous nous sommes confrontés ici est le manque de pression sur l'échantillon permettant d'écraser la graisse thermique et de diminuer la résistance thermique entre la fibre et sa monture. Il a été montré [Chénais 04] que serrer correctement un cristal massif entouré d'indium permettait d'améliorer considérablement le refroidissement, et nous sommes ici dans un parfait contre-exemple.

Toujours dans l'idée de refroidir la fibre de plusieurs côtés en même temps, mais en recherchant la possibilité de serrer la fibre dans sa monture, nous avons simplement ajouté une plaque de cuivre au dessus de la monture en V utilisée précédemment, serrée sur la plaque du dessus par des vis, permettant donc d'enserrer la fibre entre les deux plaques couvertes de graisse thermique. Un schéma de principe est montré en figure II.4.9.



Figure II.4.9 Schéma du meilleur système de refroidissement testé sur les fibres. La fibre est prise entre deux plaques de cuivres serrées l'une sur l'autre.

Les résultats obtenus avec cette configuration sont plus concluants, comme le montre la figure II.4.10.



Figure II.4.10 Cartographie thermique et profil radial de température de la face d'une fibre prise entre deux plaques de cuivre et recevant 60W de pompe.

La température maximale atteinte reste inférieure à 80 °C pour 60 W de pompe, le coefficient de transfert est amélioré, $H = 1,1 + 0,2 \text{ W/(cm}^2\text{K})$. L'excentrement du point de température maximal sur le profil de température n'est pas explicable simplement. Il ne s'agit pas d'un mauvais alignement de la pompe et cet effet a été remarqué sur la plupart des fibres testées. Parmi les explications possibles, on peut imaginer une répartition inhomogène du dopant, ou un refroidissement meilleur d'un côté qui déséquilibre le profil de la charge thermique. Aucune de ces explications n'est complètement satisfaisante...

Ce qui est par contre certain, c'est l'intérêt qu'il y a à refroidir les fibres entre deux plaques serrées l'une sur l'autre, et nous avons donc adopté ce type de refroidissement pour obtenir un effet laser efficace et monter en puissance de pompe au-delà de 100 W.

Une expérience très préliminaire...:

La mesure présentée ici sur la monture prenant la fibre entre deux plaques est en fait un essai préliminaire, improvisé avec les moyens du bord. Pour les manipulations laser, une monture bien meilleure a été utilisée, basée sur le même principe, mais coupée spécialement pour accueillir les fibres. La graisse thermique utilisée a également été améliorée, nous sommes passés d'une graisse d'électronique avec une conductivité thermique de l'ordre de 1 W/mK à une pâte d'argent utilisée pour les microprocesseurs avec une conductivité de plus de 10 W/mK. Ces améliorations ont certainement encore amélioré le coefficient de transfert H, mais nous n'avons pas eu la possibilité de refaire ces mesures pour quantifier cette amélioration.

II.5. Mesure de déformation du front d'onde

La transmission des fibres est prometteuse, mais cela ne suffit pas à nous rassurer sur la possibilité de réaliser un laser. En effet, une onde laser est non seulement sensible aux pertes en intensité mais aussi aux déformations de phase. Si la phase de l'onde laser est totalement déformée lors de son passage dans la fibre, aucune oscillation laser utilisable ne sera obtenue. Pour mesurer ces déformations, nous avons utilisé un banc de mesure de front d'onde, à l'aide d'un analyseur de front d'onde Shack Hartmann (HASO 64 commercialisé par ImagineOptic). Nous avons déjà présenté le principe de cet analyseur dans la deuxième partie de cette thèse.

Pour mesurer les déformations de phase subies par une onde laser traversant une fibre cristalline, nous allons envoyer un faisceau sonde, en propagation libre, au travers de la fibre à tester, et mesurer la phase en sortie de la fibre. Cela demande tout de même d'être conscient de certaines difficultés.

La conjugaison de front d'onde :

Nous avons déjà montré (cf. Chapitre IV de la deuxième partie) que la taille de la pupille d'analyse doit être indépendante de la déformation introduite par l'échantillon. Cela n'est possible que dans deux configurations :

- La fibre n'introduit quasiment aucune déformation : la taille de la pupille ne change alors presque pas. Ce cas a peu d'intérêt pour nous.

- Le plan d'onde que nous voulons mesurer est conjugué avec le plan de détection. Dans cette configuration les lois du stigmatisme nous assurent que tous les rayons venant de l'objet (le faisceau sonde dans le plan mesuré) passeront par l'image (la pupille de mesure sur la CCD

de l'HASO). Le schéma II.5.2 montre en image une bonne et une mauvaise configuration de mesure :



Figure II.5.2 Exemples d'utilisation de l'HASO sans conjugaison de front d'onde (à gauche) et avec conjugaison du front d'onde par une lentille mince (à droite).

Dans le premier cas, l'HASO et sa pupille d'analyse ne sont pas conjugués avec la surface à analyser. La déformation du front d'onde fait sortir les rayons porteurs de l'information de la pupille d'analyse choisie, la mesure sous-estimera les déformations subies.

Dans le second cas, on conjugue le plan analysé (la face de sortie de la fibre) avec la pupille d'analyse à l'aide d'une lentille (ici en montage 2f/2f, donc un grandissement -1). L'ensemble des rayons perpendiculaires au front d'onde déformé passent dans la pupille d'analyse et seront pris en compte dans l'analyse des déformations.

Nous avons donc utilisé un système d'imagerie nous permettant de conjuguer le plan de sortie des échantillons avec l'analyseur de front d'onde.

La mesure des défauts haute fréquence :

Nous ne mesurerons pas les défauts de phase à haute fréquence, la résolution de l'analyse étant limitée par la taille des microlentilles utilisées. Dans notre cas, les microlentilles font 190 μ m de côté, et le système d'imagerie présente un grandissement de 22, ce qui donne une résolution de 9 μ m au niveau de la face de sortie de la fibre. Les défauts induisant une variation de phase localisée sur une surface de diamètre inférieur à la dizaine de microns n'auront pas d'influence mesurable sur le front d'onde. On peut heureusement aussi espérer que ces éventuels défauts de phase de petite taille soient de faible amplitude et qu'ils aient peu d'influence sur le mode laser.



Le schéma expérimental est montré en figure II.5.3.

Figure II.5.3 Schéma expérimental utilisé pour les mesures de front d'onde dans les fibres cristallines.

L'analyseur de front d'onde utilisé est un HASO 64, qui comporte donc une matrice de 64*64 microlentilles.

Une critique que l'on pourrait porter sur cette expérience est que la mesure est faite en sortie de fibre, ce qui pourrait masquer les éventuelles déformations subies par le front d'onde en début de fibre et suffisamment fortes pour faire sortir l'énergie de l'axe de propagation du faisceau sonde, rendant ainsi invisible une déformation pourtant très importante. Nous avons néanmoins toujours pris garde de mesurer l'énergie transmise par la fibre cristalline, pour nous assurer que la quasi-totalité du flux injecté à l'entrée passait bien par la face de sortie de la fibre.

Le but général de nos caractérisations étant de vérifier la qualité cristalline du Nd :YAG obtenu par micro-pulling-down et de la comparer aux excellents cristaux obtenus par croissance Czocharlski, nous avons également effectué une mesure de front d'onde sur un barreau massif de Nd :YAG, de 5x5x50 mm³, obtenu par croissance Czochralski.

Nous avons observé expérimentalement que certaines fibres introduisaient un terme de « focus » important, et agissaient comme des lentilles divergentes, de distance focale de l'ordre de 5 cm. La fibre étant ici testée en absence de tout pompage optique, les problèmes de lentilles thermiques ne sont évidemment pas à mettre en cause. Ce phénomène peut avoir trois causes :

- un creusement des faces, provoqué par un polissage avec une remontée au bord. Dans les échantillons testés par inteférométrie, on observait plutôt une tombée de bord, soit un effet inverse. Cette hypothèse est donc peu probable.

- une variation radiale de l'indice de réfraction, provoquée par exemple par une ségrégation radiale des ions des Nd³⁺ qui les pousserait vers le bord de la fibre. En effet, la présence de ces ions augmente localement l'indice de réfraction du matériau. Les mesures de micro-luminescence faites sur nos échantillons montrent clairement que la ségrégation pousse les ions dopants vers le bords des fibres, ce qui va dans le sens de cette hypothèse.

- un effet de la diffraction du faisceau sonde par la face de sortie de la fibre. Cette diffraction aurait en effet tendance à éclater le faisceau de sonde en sortie en un faisceau divergent, ce qui ferait croire à un effet de lentille.

Cet effet n'est néanmoins pas présent sur tous les échantillons testés à l'HASO, ce qui fait que sa nature exacte reste difficile à déterminer.

Les résultats des mesures sont exposés dans le tableau II.5.1. Les tailles de pupilles sont indiquées. Un point important à prendre en compte est la déformation du faisceau de sonde lors de son passage dans un milieu d'indice plus élevé que l'air, qui change la taille et la divergence du faisceau, et qui affecte la taille de la pupille, malgré la « conjugaison de front d'onde » effectuée. Ce problème est ici visible, la taille de la pupille de mesure passant de 5 mm sans échantillon à 4 mm avec les échantillons. Ceci n'est pas très grave car le front d'onde de référence est plan à mieux $\lambda/50$ sur toute son étendue, et donc *a fortiori* sur la pupille de 4 mm utile lors de la mesure.

Echantillons	Diamètre de la pupille d'analyse (en mm)	Déformation RMS (en λ)	Déformation RMS (en nm)	Remarques
Sans échantillon	5.0	0,018	12	Référence pour les autres mesures
Barreau Cz	4,3	0,024	15	
L2/1	4,5	0,089	56	Astigmatisme
L2/3	3.5	0.056	35	Astigmatisme
L2/6	3,9	0,070	44	Astigmatisme

Tableau II.5.1 Résultats des mesures	de front d'onde.
--------------------------------------	------------------

Les déformations mesurées dans le barreau Czochralski sont de l'ordre de $\lambda/40$ RMS, correspondant à un front d'onde presque parfaitement plan. Les déformations mesurées dans les fibres monocristallines obtenues par croissance micro-pulling-down sont de l'ordre de $\lambda/10$ RMS. Ces déformations sont plus importantes que dans le barreau Czochralski, mais elles sont comparables à celles annoncées par des producteurs de cristaux laser de qualité industrielle (Déformation de phase d'environ $\lambda/8$ pour un cristal de Nd :YAG de 2,5 cm d'épaisseur [Site Casix]). Les pertes apportées par ces déformations dans une cavité laser devraient donc être négligeables. Deux exemples de fronts d'onde mesurés sont présentés sur la figure II.5.4.



Figure II.5.4 Exemples de fronts d'onde mesurés en sortie d'un barreau Czochralski et d'une fibre monocristalline

Le front d'onde mesuré en sortie de certaines fibres cristallines présente une forme en « selle de cheval », caractéristique de l'aberration d'astigmatisme du 3° ordre. Cette aberration tourne avec la fibre quand on la tourne atour de son cylindre, elle est donc bien introduite par l'échantillon. Etant donné que nous travaillons dans un milieu isotrope, et parallèlement à l'axe optique, la présence de cette aberration peut paraître surprenante. Néanmoins, il ne faut pas oublier que les faces des fibres ne sont pas nécessairement parfaitement perpendiculaires à la génératrice du cylindre, et que par conséquent le faisceau de sonde est injecté avec une inclinaison non nulle. Cette aberration peut donc être la conséquence du caractère prismatique des fibres. Une autre explication, qui concerne aussi les faces des échantillons, serait un défaut de polissage. Une dernière explication possible serait l'existence d'une biréfringence induite par des contraintes subies lors de la croissance par micro-pulling-down. Ceci serait consistant avec la dépolarisation observée lors de nos expériences d'amplification (cf. §IV.3).

II.6. Mesures des pertes équivalentes en cavité laser

Maintenant que nous sommes rassurés sur la transmission des fibres et leur capacité à transmettre une onde laser sans trop déformer sa phase, nous devons les tester en cavité laser. Plutôt que nous lancer tout de suite dans la réalisation d'une cavité utilisant les fibres cristallines comme milieu à gain, nous avons jugé intéressant de mesurer les pertes induites par l'insertion d'une fibre cristalline dans une cavité laser déjà opérationnelle.
Dans une cavité laser efficace et correctement optimisée, on mesure la puissance de pompe au seuil pour différents coupleurs de sortie. Plus la transmission du coupleur augmente, plus le seuil est élevé, ce qui nous donne une courbe d'évolution du seuil avec les pertes de la cavité.

On remplace ensuite le coupleur de sortie par un miroir hautement réfléchissant, et on insère la fibre cristalline dans la cavité. On optimise le réglage de la fibre (sur 3 axes de rotation et 3 translations) dans la cavité en cherchant à baisser le seuil de la cavité au minimum. Quand le réglage de la fibre est optimal, on relève la valeur du seuil laser, on la reporte sur la courbe obtenue précédemment, pour connaître à quel coupleur cette fibre est équivalente.

Le schéma de la manipulation est présenté en figure II.6.1. Le mode de la cavité est peu affecté par la présence de la fibre, car celle-ci est placée prés d'un waist laser.



Figure II.6.1 Schéma expérimental utilisé pour la mesure des pertes équivalentes des fibres en cavité laser.

La cavité laser initiale est constituée d'un cristal commercial de Nd :YVO₄ dopé 0,1% en Nd, de longueur 10 mm. Ce cristal en placé dans une cavité à 5 miroirs en « W ». Il est pompé par une diode laser LIMO délivrant 10 W à 808 nm en sortie d'une fibre de diamètre 100 μ m. On image la pompe en un spot de 200 μ m de diamètre dans le cristal laser. La cavité laser est conçue de sorte que le mode laser entre les miroirs M3 et M4 ait un rayon d'environ 100 μ m au niveau du waist.

Le miroir servant de coupleur de sortie est le miroir de repli entre les miroirs concaves M3 et M4. Nous avons choisi de positionner le miroir de sortie à cet endroit pour provoquer plus de pertes dans la cavité : la plupart des coupleurs à notre disposition ont des transmissions de l'ordre de 5 à 20%, et les pertes d'insertion qui nous intéressent montent parfois jusqu'à 40%. Utiliser le miroir de repli comme miroir de sortie nous permet de doubler les pertes introduites dans la cavité (il y a deux sorties) et de nous rapprocher de celles introduites par une fibre.

Les transmissions des miroirs de sortie utilisés ont été vérifiées en tenant compte de l'angle d'utilisation du miroir, pour ne pas aboutir à de faux résultats.

La courbe d'évolution de la puissance de pompe au seuil avec le coupleur de sortie est montrée sur la figure II.6.2, avec un exemple de mesure sur un échantillon du lot L1.



Figure II.6.2 Exemple de détermination du coupleur équivalent d'une fibre cristalline. Les marques bleues représentent l'évolution mesurée du seuil de la cavité laser du Nd : YVO₄ avec la transmission du coupleur de sortie.

Le tableau II.6.1 présente les valeurs des pertes en simple passe, après correction des pertes de Fresnel. Ces valeurs sont donc représentatives des pertes subies à l'intérieur de la fibre par une onde laser la traversant une fois.

Echantillons	Longueur	Pertes d'insertion simple passage
L0/1	20 mm	21%
L0/2	20 mm	11%
L0/3	40 mm	34%
L1/1	50 mm	21%
L1/2	50 mm	24%
L1/3	50 mm	21%
L1/4	50 mm	24%
L2/1	50 mm	11%
L2/2	50 mm	3%

Tableau II.6.1 Résultats des mesures de pertes équivalentes.

Ces mesures sont assez peu précises, car le petit nombre de miroirs de sortie à notre disposition nous oblige à extrapoler l'évolution du seuil avec les pertes intracavité, et car le seuil n'est pas toujours facile à mesurer et à optimiser expérimentalement. La précision de ces mesures ne dépasse donc pas +/-20%, mais elles donnent tout de même un ordre de grandeur des pertes à prendre en compte lors de l'insertion d'une fibre cristalline dans une cavité laser. Ces mesures nous permettent d'espérer l'effet laser dans de bonnes conditions avec les meilleurs échantillons du lot L2. Très utiles au début de notre étude, ces tests sont devenus moins intéressants à partir du moment où l'effet laser est devenu facile à obtenir dans les fibres. Il est en effet plus représentatif de comparer directement les puissances laser obtenues.

On remarque un bon accord entre ces pertes et les pertes mesurées en transmission directe dans le paragraphe II.3.1 pour les échantillons du lot L2. Nous avions mesuré des pertes en transmission de l'ordre de 2% dans les échantillons du lot L2, et nous mesurons ici des pertes de 3% dans les meilleurs échantillons. Ceci est une preuve supplémentaire que le front d'onde passant au travers des fibres du lot L2 est peu déformé, conformément à ce que nous avons mesuré au paragraphe II.5.

En ce qui concerne les échantillons du lot L1, on remarque que les pertes d'insertion sont supérieures à 20 %, alors que les pertes en transmission étaient d'environ 10%. Ceci est probablement dû à une déformation importante du front d'onde laser lors de son passage dans la fibre, qui perturbe de façon importante la stabilité de l'oscillation laser.

II.7. Organigramme du processus d'optimisation

Nous avons eu la chance, lors de notre travail sur les fibres cristallines, de réunir un certain nombre de partenaires et de progresser avec eux. Cette collaboration s'est effectuée majoritairement dans le cadre d'un contrat avec la DGA, et se poursuit aujourd'hui dans le cadre d'un projet soutenu par l'ANR. L'organigramme simplifié des relations entre les partenaires est indiqué en figure II.7.1



Figure II.7.1 Organigramme de la méthode de travail adoptée.

L'élaboration des fibres, clé de voûte de l'ensemble du travail, est le domaine de Fibercryst, qui maîtrise la technique de tirage du micro-pulling-down, avec l'aide du LPCML. Le polissage et les traitements des fibres sont sous-traités à des professionnels. Les tests optiques avancés et les tests laser font parties intégrantes du travail que nous présentons dans ces pages. Les flèches qui remontent vers le haut du diagramme symbolisent les nombreux « retours » effectués vers la croissance ou la préparation des fibres en cas de problèmes repérés lors des étapes de test. L'ensemble du diagramme est rebouclé par une étape de discussion avec l'ensemble des partenaires, pour exposer les résultats et redéfinir les besoins de chacun.

Cette chaîne d'optimisation a montré une grande efficacité, ce qui nous a permis de converger rapidement vers des résultats laser dignes d'intérêt.

III. Simulations laser, Choix de la cavité

III.1. Introduction : Objectifs des simulations

Maintenant que nous avons caractérisé et optimisé les fibres monocristallines à notre disposition, nous sommes prêts à les utiliser en cavité laser. Néanmoins, nous ne savons pas quelle cavité choisir, quelles performances laser peuvent être attendues, et comment prendre en compte la forme inhabituelle de notre milieu à gain. Pour cela, des simulations ont été réalisées, avec les objectifs suivants :

- Nous travaillons dans une configuration où le mode laser n'est pas guidé dans la fibre mais imposé par la cavité. Il est donc nécessaire de calculer le mode laser optimal, celui qui maximisera la puissance de sortie tout en gardant une bonne qualité de faisceau.

- Le calcul du gain dans les fibres cristallines va nous permettre de quantifier les performances optimales attendues de notre système, et de calculer la transmission optimale du miroir de sortie.

- Pour des puissances de pompe élevées, les effets thermo-optiques ne seront certainement pas négligeables, nous devons donc calculer la lentille thermique présente dans les fibres et chercher une cavité laser peu sensible à ses effets.

Ceci va nous permettre de définir complètement une cavité optimale, qui sera le point de départ de nos expériences laser.

Les calculs de puissance laser ont été effectués avec le logiciel Mathematica. La définition des cavités et le calcul de lentille thermique ont été effectués grâce au logiciel LASCAD.

III.2. Problématique : Particularités des lasers à fibres cristallines

Les systèmes laser que nous allons simuler présentent des particularités concernant la répartition de la pompe et la propagation du mode laser, que nous allons présenter ici.

III.2.1. Un aspect inhabituel de la répartition du gain

Dans un système à cristal massif peu épais pompé longitudinalement, le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal, et on peut le considérer comme un faisceau avec un facteur de qualité M^2 très élevé, typiquement entre 50 et 100. Un exemple de l'aspect radial et la propagation de ce genre de faisceau est montré en figure III.2.1.



Figure III.2.1 Schéma de la propagation de la pompe dans un cristal massif.

Dans les fibres cristallines, le faisceau de pompe est focalisé dans la fibre puis diverge avant d'être finalement guidé par réflexion totale interne le long de la fibre, comme le montre la simulation réalisée sous Apilux montrée en figure III.2.2. Cet aspect inhabituel de la répartition de la puissance de pompe, et donc du gain, doit être pris en compte.



Figure III.2.2 Simulation Apilux de la propagation du faisceau de pompe dans les premiers centimètres d'une fibre cristalline.

III.2.2. Conséquences sur le mode laser

Dans les sources laser classiques à cristaux massifs pompées par diode, pour obtenir une émission monomode spatiale, la principale condition est de s'assurer que le mode laser fondamental épouse la forme du faisceau de pompe se propageant dans le milieu à gain. On obtient alors une émission laser TEM_{00} , avec un facteur M² proche de 1. Cela est illustré par la figure III.2.3. Si le mode laser fondamental est plus petit, des modes d'ordres supérieurs apparaîtront et l'émission deviendra multimode spatialement. Si le mode laser fondamental est plus gros, l'efficacité du système sera réduite.



Figure III.2.3 Schéma d'un recouvrement optimisé entre le mode laser le faisceau de pompe dans un système laser à cristal massif.

Dans un laser à fibre monocristalline tel que nous l'avons décrit dans notre concept paragraphe I.7.4, il n'est pas possible d'obtenir un recouvrement idéal entre le faisceau de pompe et le mode laser fondamental gaussien de la cavité. Cela est illustré figure III.2.4.



Figure III.2.4 Schéma illustrant le problème de recouvrement entre la zone de gain et le mode laser dans les lasers à fibres cristallines.

Le faisceau de pompe, guidé dans la fibre, se répartit uniformément dans tout le cylindre. Il y a donc du gain dans tout le diamètre de la fibre. Or, le diamètre du mode laser de notre cavité est limité par les pertes par diffraction au niveau des faces de la fibre qui agissent comme deux diaphragmes dans la cavité. Ceci a deux conséquences sur notre mode laser :

<u>- Il existe un optimum pour la taille du mode laser.</u> Un mode trop petit ne sera pas gêné par les pertes par diffraction mais aura un mauvais recouvrement avec la zone de gain. Un mode laser trop gros exploitera mieux le gain dans la fibre, mais il sera fortement affecté par les pertes par diffraction. Ces deux cas de figure sont exposés sur la figure III.2.5.

	Cas d'un mode laser de petit diamètre	
Faisceau de Pompe	Zone utile au gain du mode laser Faisceau la	ser
V	Cas d'un mode laser de grand diamètre Diffraction	
Faisceau de Pompe	Zone utile au gain du mode laser	iser

Figure III.2.5. Deux cas de figures opposés illustrant la présence d'un optimum entre pertes par diffraction et recouvrement avec la zone de gain.

<u>- Une émission monomode transverse efficace est impossible.</u> Le profil gaussien présente en effet des ailes étendues, il est donc très sensible aux pertes par diffraction. Nous ne pouvons donc pas espérer que le mode laser fasse le même diamètre que la fibre, et par conséquent le gain déposé prés du bord du cylindre restera inutile au mode fondamental du laser. Un faisceau laser constitué d'un mélange de modes laser d'ordres supérieurs aura un meilleur recouvrement avec le profil de gain, comme cela est montré figure III.2.6. La courbe en rouge

représente le profil transverse du mode fondamental gaussien de waist $\omega_0 = 320 \ \mu m$, recouvrant le diamètre de 1 mm de la fibre cristalline. Le recouvrement avec la zone de gain calculé par le rapport des intégrales est de 47%. La courbe en bleue représente le profil transverse du mode résultant de la somme des 4 premiers modes transverses calculés pour un waist du mode fondamental de 180 μm . Le calcul des intégrales indique un recouvrement de 70% avec la zone de gain, bien meilleur que dans le cas précédent.



Figure III.2.6 Comparaison du recouvrement avec la zone de gain entre un mode gaussien et une somme de modes d'ordre supérieur.

Ceci implique que naturellement, l'émission laser de nos systèmes sera multimode spatialement. Si un dispositif de filtrage spatial est ajouté dans la cavité (comme un diaphragme), il permettra effectivement d'améliorer le mode du faisceau, mais au prix d'une importante chute d'efficacité.

III.2.3. Hypothèses sur la forme du mode laser

Les problèmes que nous venons d'évoquer ne rendent pas facile la détermination du mode laser attendu dans nos cavités laser. Une façon très complète mais fastidieuse de déterminer l'onde laser serait d'utiliser un algorithme de type « Fox et Li » [Fox 61] simulant complètement le comportement du système, nous n'avons néanmoins pas développé un tel calcul pour l'instant. Nous avons donc besoin de faire des hypothèses sur la forme du mode laser dans nos cavités.

Les paramètres importants du faisceau sont son profil radial d'intensité, qui ne sera probablement pas gaussien, sa divergence (ou, de façon "équivalente", son facteur M_1^2), et son rayon à $1/e^2$. Il est important de constater que ces paramètres sont fondamentalement liés : l'augmentation du facteur M_1^2 traduit l'apparition de modes d'ordre supérieurs, qui vont modifier le profil d'intensité.

Expérimentalement, nous montrerons (cf Chapitre IV) que les facteurs M_1^2 obtenus pour nos faisceaux se situent entre 5 et 10. Ces valeurs sont tout à fait cohérentes avec celles obtenues dans la bibliographie [Lu 04][Honea 00] dans des milieux actifs similaires au nôtre.

Le facteur M_1^2 peut être relié au nombre de modes oscillants dans la cavité par la relation (III.20). Si le mode TEM m,l oscille dans la cavité, alors on peut dire que :

$$M_l^2 > 2m + l + 1$$
 (III.1)

Un M_1^2 entre 5 et 10 correspond donc à un petit nombres de modes (typiquement 3 ou 4) oscillants dans la cavité. Le profil d'intensité correspondant à la superposition de ces quelques modes peut être calculé [Honea 00], nous allons pour notre part l'approximer par une supergaussienne, ce qui rendra plus facile le calcul des pertes par diffraction. Un exemple de comparaison entre le profil d'intensité correspondant à la superposition des modes et une supergaussienne adaptée est présenté en figure III.2.7.



Figure III.2.7 Comparaison entre les profils radiaux d'intensité calculés pour une somme de $4 \mod \text{TEM}_{ml}$ et pour une supergaussienne d'ordre 3.

La courbe bleue représente une somme de 4 modes transverses. Le mode fondamental a un rayon à $1/e^2$ de $\omega_{00} = 150 \,\mu\text{m}$. La courbe rouge représente la supergaussienne. Elle est d'ordre 3, son rayon à $1/e^2$ est de $\omega_{10} = \sqrt{M_1^2} \cdot \omega_{00} = 340 \,\mu\text{m}$, pour un facteur de qualité du faisceau laser $M_1^2 = 5,0$.

Des mesures présentées dans le chapitre IV nous ont permis de valider ce profil d'intensité (cf. § IV.4). L'ordre de la supergaussienne est un paramètre d'ajustement de nos simulations, en pratique le meilleur accord entre théorie et expérience a été obtenu pour une fonction d'ordre 3.

Dans la suite de ces simulations, nous avons donc travaillé avec un mode laser dont le profil radial est décrit par une supergaussienne d'ordre 3, et dont l'évolution longitudinale est caractérisée par un facteur $M_1^2 = 5$.

En ce qui concerne l'évolution longitudinale du faisceau, nous avons tracé figure III.2.8 l'évolution du mode laser à 1064 nm, avec $M_1^2 = 5$, à l'intérieur de notre fibre d'indice de réfraction 1,82 pour plusieurs tailles de waist, conformément à l'équation (I.3).



Figure III.2.8 Evolution longitudinale du mode laser dans la fibre cristalline en fonction du rayon du waist.

On constate que, pour des waists laser de plus de $250 \ \mu m$, le faisceau laser évolue peu à l'intérieur de la fibre, gardant un diamètre quasiment constant. Cet effet sera encore accentué par une éventuelle lentille thermique convergente, qui aura tendance à empêcher le faisceau de diverger.

III.3. Calcul du gain petit signal dans les fibres

Les données utilisées pour les calculs présentés dans cette partie sont résumées ci-dessous :

 $R_0 = Rayon$ de la fibre cristalline = 0.5 mm $L_0 =$ Longueur de la fibre = 50 mm N_0 = Densité d'ions dopants = 2,78 .10²⁵ m⁻³ n_{YAG} = indice de réfraction du YAG = 1,82 P_{p0} = Puissance de pompe = de 0 à 120 Watts ω_{p0} = Rayon du faisceau de pompe au point de focalisation = 250 µm M_{p}^{2} = Facteur de qualité du faisceau de pompe = 150 λ_p = Longueur d'onde de pompe = 808 nm z_{p0} = Abscisse du point de focalisation de la pompe = 2,5 mm α = coefficient d'absorption linéique de la pompe = 0,7 cm⁻¹ (Valeur typique mesurée pour les fibres dopées 0,2 %, cf. Chapitre II) α_{g} = coefficient linéique de pertes par guidage = 0,03 cm⁻¹ σ_p = Section efficace effective d'absorption = 2,6 .10⁻²⁴ m² σ_1 = Section efficace d'émission à 1064 nm = 2.8.10⁻²³ m² ω_{10} = Rayon du faisceau laser à $1/e^2$ au point de focalisation M_1^2 = Facteur de qualité du faisceau laser

$$\begin{split} \lambda_{l} &= \text{Longueur d'onde laser} = 1064 \text{ nm} \\ A &= 1/\tau = \text{Inverse du temps de vie du niveau }^{4}\text{F}_{3/2} = 4348 \text{ s}^{-1} \\ h &= \text{Constante de Planck} = 6,62 \ 10^{-34} \text{ J.s} \\ C &= \text{Vitesse de la lumière} = 3.10^{8} \text{ m.s}^{-1} \end{split}$$

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, l'allure du faisceau de pompe dans la fibre cristalline, montrée en figure III.2.4, amène à une répartition non homogène du gain. Pour calculer ce gain, nous utiliserons les hypothèses suivantes :

- Le faisceau de pompe présente un profil radial « en chapeau haut de forme » (ou « top-hat » en anglais), c'est-à-dire que son profil est rectangulaire, de rayon $\omega_p(z)$.

- Le faisceau de pompe se propage selon l'axe longitudinal z comme un faisceau gaussien avec un facteur M^2 très élevé, aux alentours de 150, tant qu'il n'est pas guidé.

Nous allons utiliser des diodes laser de puissances fibrées, le diamètre de cœur de ces fibres multimodes étant de 400 μ m. Le faisceau de pompe sera injecté dans la fibre d'indice 1,82 par un système de grandissement proche de 1.

Le rayon du faisceau peut donc être calculé par la formule (III.2) (cf encadré p.7) :

$$\begin{cases} \omega_p(z) = \sqrt{\omega_{p0}^2 + \frac{(M_p^2 \cdot \lambda_p)^2}{(\pi \cdot n_{YAG} \cdot \omega_{p0})^2} \cdot (z - z_{p0})^2} & \text{si } \omega_p(z) < \mathsf{R}_0 \\ \omega_p(z) = R_0 & \text{sinon} \end{cases}$$
(III.2)

L'abscisse z_{p0} du waist du faisceau de pompe dans la fibre vaut quelques millimètres et sera un paramètre d'ajustement de nos simulations. Ce n'est pas un paramètre critique des calculs, la valeur typiquement utilisée est $z_{p0} = 2,5$ mm.

Le profil de pompe calculé sous Mathematica avec ces données est montré en figure III.3.1.



Figure III.3.1 Profil longitudinal théorique du faisceau de pompe

Ce profil est cohérent avec les simulations de tracé de rayon faites sous Apilux (cf. figure III.2.2). En considérant un profil de pompe « top hat », on peut alors en déduire l'intensité de pompe le long de la fibre, Ip(z), en photon par seconde :

$$I_{p}(z) = P_{p0} \cdot e^{-\alpha_{z}} \cdot e^{-\alpha_{g} \cdot z} \cdot \frac{\lambda_{p}}{h.C} \cdot \frac{1}{\pi \cdot \omega_{p}^{2}(z)}$$
(III.3)

Cette formule n'est vraie qu'en supposant une absorption exponentielle de la puissance, soit un coefficient α constant le long de la fibre. Nous n'avons expérimentalement pas observé de phénomènes de saturation de l'absorption dans nos échantillons lors de nos mesures d'absorption (cf. § III.5.3), cette hypothèse est donc justifiée. Le coefficient α_g représente les pertes par guidage réparties le long de la fibre. Ce coefficient est estimé à 0.03 cm⁻¹ grâce aux mesures réalisées dans le paragraphe II.5.2.

L'inversion de population Δn_0 entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{11/2}$, provoquée par l'absorption de la pompe en l'absence d'effet laser, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Delta n_0(z) = N_0 \cdot \frac{\sigma_p \cdot I_p(z)}{A + \sigma_p \cdot I_p(z)}$$
(III. 4)

On considère ici que N_0 ne dépend pas de z, c'est-à-dire qu'on néglige la ségrégation longitudinale du dopant dans les échantillons. Cette approximation est tout à fait raisonnable vu les courbes expérimentales de la figure II.4.3, qui montrent que cette ségrégation est faible à l'échelle de nos échantillons.

<u>A propos du calcul de N₀...:</u>

La question qui se pose ici, pour nous, utilisateurs de cristaux laser, est de passer de la donnée macroscopique fournie par le constructeur, le dopage en % atomique, à la densité d'ions actifs par unité de volume. Ceci peut se faire par la formule suivante :

$$N_0 = \frac{n.C_{(\%)}.Z}{V_{maille}}$$

où n est le nombre d'atomes pouvant être substitué par l'ion dopant par unité formulaire, C le dopage en % at., Z le nombre d'unité formulaire par maille, V_{maille} est le volume d'une maille.

<u>A propos du calcul de σ_p effective... :</u>

La section efficace d'absorption que nous indiquons ici est bien plus faible que celle qu'on peut obtenir par spectroscopie. Il s'agit en effet d'une section efficace corrigée, qui tient compte de la largeur spectrale des diodes laser utilisées. Pour la calculer, on utilise simplement l'absorption mesurée expérimentalement dans la partie III.5.3, et la formule suivante :

$$\sigma_p = \frac{\alpha}{N_0}$$

Le gain linéique petit signal dans les fibres cristallines peut alors se calculer par la formule suivante :

$$g_0(z) = \sigma_l \Delta n_0(z) \tag{III.5}$$

Où σ_1 est la section efficace d'émission du Nd : YAG à 1064 nm. On en déduit le gain petit signal en simple passage, définit par :

$$G_0 = e^{\int_0^{L_0} g_0(z);dz}$$
(III.6)

Le paramètre G_0 traduit, par définition, l'amplification subie par un faisceau d'intensité très faible lors de son passage dans la fibre cristalline pompée. Dans notre cas, la courbe d'évolution de G_0 est donnée en figure III.3.2.



Figure III.3.2 Evolution avec la puissance de pompe et le diamètre de la fibre du gain petit signal simple passage calculé dans les simulations.

Comme on peut le constater, G_0 atteint rapidement des valeurs très élevées. On calcule ainsi $G_0 > 20$ pour une puissance de pompe de 60 W à 808 nm, et $G_0 > 150$ pour 120 W de puissance de pompe dans une fibre de diamètre 1 mm. Plus le diamètre de la fibre est petit, plus le gain augmente rapidement avec la puissance de pompe. Ces gains sont très prometteurs pour la réalisation des lasers et des amplificateurs à fibre cristalline, même si ces calculs restent théoriques et doivent être confrontés à l'expérience.

Ces valeurs de gains très élevés vont nous permettre de supporter des pertes importantes dans les cavités laser réalisées, eu égard à la condition d'oscillation bien connue en cavité linéaire:

$$G_0^2 \cdot R_1 \cdot R_2 = 1$$
 (III.7)

Où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexions des deux miroirs de la cavité. Nous allons donc utiliser des miroirs de sortie avec une transmission élevée (typiquement de l'ordre de 50%), pour extraire correctement la puissance de nos cavités. Les calculs de puissances laser dans des cavités avec des pertes aussi élevées nécessitent un formalisme particulier, que nous allons développer dans la section suivante.

III.4. Application du formalisme de Rigrod

Dans son ouvrage de référence [Siegman 86], Siegman détaille une méthode de calcul pour les cavités dont le miroir de sortie possède une transmission élevée. Ce formalisme a été présenté pour la première fois par W.W. Rigrod en 1965 [Rigrod 65]. Nous allons utiliser cette méthode de calcul pour nos cavités.

Le principe de base est le suivant : la perte en intensité subie par l'onde laser après réflexion sur le miroir de sortie est trop importante pour considérer que l'intensité qui circule dans les deux sens est la même. Nous allons donc séparer ce que nous appellerons $I^+(z)$, l'intensité qui traverse le milieu à gain en allant vers le miroir de sortie, et $\Gamma(z)$, l'intensité qui va dans l'autre sens. Un schéma valant mieux qu'un long discours, le principe est détaillé sur la figure III.4.1.



Figure III.4.1 Principe du calcul d'intensité dans le formalisme de Rigrod.

Les coefficients R_1 et R_2 des miroirs M1 et M2 contiennent en fait l'ensemble des effets de la cavité agissant sur la puissance laser, de part et d'autre du milieu à gain. Le calcul de ces coefficients dans notre cas de figure est détaillé dans le paragraphe III.4.1.

Les deux intensités $\Gamma^{+}(z)$ et $\Gamma(z)$ sont régies par des équations classiques en simple passage :

$$\frac{dI^{+}}{dz}(z) = I^{+}(z) \cdot \frac{g_{0}(z)}{1 + \frac{I^{+}(z)}{I_{s}} + \frac{I^{-}(z)}{I_{s}}} - \alpha_{laser} \cdot I^{+}(z)$$
(III.8)

$$\frac{dI^{-}}{dz}(z) = -I^{-}(z) \cdot \frac{g_{0}(z)}{1 + \frac{I^{+}(z)}{I_{s}} + \frac{I^{-}(z)}{I_{s}}} + \alpha_{laser} \cdot I^{-}(z)$$
(III.9)

Avec :

I_s = Intensité de saturation =
$$\frac{\sigma_p I_p + A}{\sigma_l} \approx \frac{A}{\sigma_l} = 1,55 .10^{26}$$
 photons/s

On regroupe dans le terme α_{laser} (en m⁻¹) les pertes réparties de la cavité. Celles-ci sont majoritairement dues aux défauts diffusants et absorbants dans le milieu à gain. Nous avons

mesuré, dans le paragraphe III.3.1 que ces pertes étaient très faibles : elles sont inférieures à 1% dans les meilleurs échantillons, soit $\alpha_{laser} \sim 2,5.10^{-4} \text{ mm}^{-1}$. Or, si on calcule le gain saturé par une puissance laser intracavité de l'ordre de 30 W dans chaque sens de circulation, pour une puissance de pompe de 60 W, en $z = L_0$ (là où le gain linéique est le plus faible), on obtient :

$$\frac{g_0(z)}{1 + \frac{I^+(z)}{I_s} + \frac{I^-(z)}{I_s}} = 3.3 \text{ m}^{-1}$$
, à comparer avec $\alpha_{\text{laser}} = 0.25 \text{ m}^{-1}$

Les pertes réparties sont donc négligeables devant le gain dans notre système. Ceci nous arrange d'autant plus que leur prise en compte complexifie grandement le calcul, obligeant à une résolution numérique de l'équation différentielle.

Les intensités I^+ et Γ sont de plus reliées par leur produit. En effet, en utilisant (III.8) et (III.9) :

$$\frac{d(I^+I^-)}{dz} = I^+ \frac{dI^-}{dz} + I^- \frac{dI^+}{dz} = 0$$
(III.10)

On en déduit que le produit I⁺.I⁻ est une constante B indépendante de z.

$$I^{+}I^{-} = \text{Constante} = B \tag{III.11}$$

Les calculs suivants seront effectués sur I^+ , et peuvent facilement se transposer sur I^- . D'après (III.8) et (III.11), nous pouvons écrire :

$$\frac{dI^{+}}{dz}(z) = I^{+}(z) \cdot \frac{g_{0}(z)}{1 + \frac{I^{+}(z)}{I_{s}} + \frac{B}{I_{s} \cdot I^{+}(z)}}$$
(III.12)

Nous pouvons alors séparer les variables et intégrer la relation III.12 sur la longueur du milieu à gain :

$$\int_{I_1}^{I_2} \left(1 + \frac{1}{I^+} + \frac{B}{(I^+)^2} \right) dI^+ = \int_{0}^{L} g_0(z) dz$$
(III.13)

On déduit de (III.13) et (III.6) la relation (III.14). La relation (III.15) s'obtient par un calcul similaire sur Γ .

$$\frac{(I_2 - I_1)}{I_s} + \ln\left(\frac{I_2}{I_1}\right) - \frac{B}{I_s} \cdot \left(\frac{1}{I_2} - \frac{1}{I_1}\right) = \ln(G_0)$$
(III.14)

$$\frac{(I_4 - I_3)}{I_s} + \ln\left(\frac{I_4}{I_3}\right) - \frac{B}{I_s} \cdot \left(\frac{1}{I_4} - \frac{1}{I_3}\right) = \ln(G_0)$$
(III.15)

On peut bien sur écrire :

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{R}_1 \ \mathbf{I}_4 \tag{III.16}$$

$$\mathbf{I}_3 = \mathbf{R}_2 \, \mathbf{I}_2 \tag{III.17}$$

On peut également écrire, grâce à la relation (III.11), des « conditions limites », valables sur les miroirs R_1 et R_2 :

$$\mathbf{I}_2 \cdot \mathbf{I}_3 = \mathbf{B} \tag{III.18}$$

$$\mathbf{I}_{1}.\mathbf{I}_{4} = \mathbf{B} \tag{III.19}$$

Après quelques manipulations d'écritures que nous passerons pour ne pas alourdir ce calcul, on obtient l'intensité I_2 , celle qui va nous permettre de calculer I_{out} , l'intensité laser en sortie de la cavité.

$$I_{2} = \frac{Is}{(1 - r_{2} / r_{1}).(1 - r_{1}.r_{2})} \left(\ln(G_{0}) - \ln\left(\frac{1}{r_{1}.r_{2}}\right) \right)$$
(III.20)

Avec : $r_1 = \sqrt{R_1}, r_2 = \sqrt{R_2}$

Avant de pouvoir aller plus loin, il nous faut exprimer les coefficients R_1 et R_2 en fonction des différents paramètres de la cavité.

III.4.1. Calcul des coefficients R₁ et R₂ pour notre cavité

Les pertes par diffraction et celles dues aux miroirs, ainsi que celles provoquées par les éventuelles réflexions de Fresnel sur les faces de la fibre, peuvent être incluses dans les coefficients R_1 et R_2 , qui représentent en fait tout ce qui passe hors du milieu à gain, de chaque côté de celui-ci, comme nous l'avons montré sur la figure III.4.2.



III.4.2 Pertes subies par le faisceau laser lors d'un aller retour dans la cavité.

Le coefficient R_1 représente ainsi la réflexion des miroirs d'un coté de la cavité $R_{miroirs_1}$, ainsi que les pertes par diffraction et les pertes de Fresnel subies lors de la sortie et du retour de l'onde laser dans la fibre. On peut donc le calculer de la façon suivante :

$$R_1 = (1 - P_{diffr} (z = 0))^2 . (1 - R_{Fresnel})^2 . R_{miroirs_1}$$
(III.21)

De façon similaire, le coefficient R_2 , qui tient compte de la transmission du miroir de sortie Tc, et de la réflexion des autres miroirs de ce coté du milieu à gain, $R_{miroirs_2}$, peut s'écrire :

$$R_{2} = (1 - P_{diffr} (z = L_{0}))^{2} . (1 - R_{Fresnel})^{2} . R_{miroirs_{2}} . (1 - Tc)$$
(III.22)

Où $P_{diffr}(z)$ représente les pertes par diffraction subie à chaque fois que l'onde sort ou rentre dans la fibre cristalline à l'abscisse z. Le calcul de ces pertes est particulièrement crucial dans notre configuration, il est effectué dans la partie suivante.

III.4.2. Calcul des pertes par diffraction :

La face des fibres se comporte comme une ouverture circulaire de diamètre R_0 . Les calculs de Siegman [Siegman 86] et de ses prédécesseurs [Schell 71] sur la troncature d'un faisceau gaussien permettent d'aboutir à la formule approchée suivante pour le champ électrique diffracté (en notation complexe) et l'intensité correspondante:

$$u(r,z) = \frac{q_0 \cdot e^{-j\pi \cdot N \cdot (\frac{r}{R_0})^2}}{q_0 + z} \cdot \left(1 - \delta_{R_0} \cdot e^{-j\pi \cdot N} \cdot J_0\left(\frac{2\pi \cdot N \cdot r}{R_0}\right)\right)$$
(III.23)

$$I(r,z) = |u(r,z)|^{2} = \left(\frac{\omega_{l0}}{\omega_{l}(z)}\right)^{2} \left|1 - \delta_{R_{0}} \cdot e^{-j\pi \cdot N} \cdot J_{0}\left(\frac{2\pi \cdot N \cdot r}{R_{0}}\right)\right|^{2}$$
(III.24)

Où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. Les autres paramètres sont :

$$q_0 = \frac{j\pi . \omega_{l0}^2}{\lambda_l} \tag{III.25}$$
$$\frac{-\frac{R_0^2}{\omega^2}}{\omega^2}$$

$$\delta_{R_0} = e^{-\omega_{laser}} \tag{III.26}$$

$$N = \frac{R_0}{(z - z_0).\lambda} \tag{III.27}$$

N est le nombre de Fresnel, le paramètre δ_{R_0} représente l'ordonnée où la gaussienne est tronquée, comme schématisé sur la figure III.4.3.



Figure III.4.3 Définition du paramètre δ_{R0} .

Les calculs en champ proche amènent à l'expression des anneaux de diffraction provoqués par les interférences entre les différentes ondes diffractées. Ceci nous concerne assez peu, car pour évaluer la puissance laser c'est la perte en intensité subie après un grand nombre d'aller-retours dans la cavité qui nous intéresse. En faisant les calculs en champ lointain, on démontre alors que la réduction d'intensité subie par l'onde est un facteur ne dépendant que de δ_{R_0} :

$$I_{Transmis} = (1 - \delta_{R_0})^2 . I_0$$
 (III.26)

Cette formule peut se généraliser à une onde supergaussienne d'ordre n, en définissant le facteur $\delta_{R_0}{}^n$:

$$\delta_{R_0}^n = \frac{\gamma(\frac{2}{n}, \frac{R_0^n}{\omega_l^n})}{\gamma(\frac{2}{n}, 0)}$$
(III.27)

Où γ est la célèbre fonction « Gamma » définie mathématiquement par :

$$\gamma(z, z0) = \int_{z_0}^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$$
(III.28)

(Il s'agit plus exactement de la fonction Gamma incomplète inférieure). Ce calcul a été effectué numériquement sous Mathématica. On démontre alors, de la même façon, que :

$$I_{Transmis} = (1 - \delta_{R_0}^n)^2 . I_0$$
(III.29)

Pour une supergaussienne d'ordre 3, une fibre de diamètre 1 mm et un mode laser de rayon 300 μ m à 1/e², ce calcul donne environ 5 % de pertes. Ceci peut sembler faible, voire

négligeable par rapport à la transmission de l'ordre de 50% du miroir de sortie. Néanmoins, il ne faut pas oublier que cette perte en intensité est subie à chaque face de la fibre, et à chaque passage. Il faudra donc en tenir compte 4 fois, ce qui amène à des pertes d'environ 20 %, ce qui est loin d'être négligeable !

Pour que le calcul de ces pertes soit plus exact, nous tiendrons compte de l'évolution de ω_{laser} le long de l'axe z, ce qui veut dire que le paramètre δ_{R0}^n sera différent en z = 0 et en $z = L_0$.

Evaluation complète des coefficients R₁ et R₂ :

Grâce à ce calcul, nous pouvons donc exprimer les coefficients R₁ et R₂ de la façon suivante :

$$R_{1} = (1 - \delta_{a\,(z=0)}^{n})^{4} \cdot (1 - R_{Fresnel})^{2} \cdot R_{miroirs_1}$$
(III.30)

$$R_{2} = (1 - \delta_{a_{(z=L_{0})}}^{n})^{4} \cdot (1 - R_{Fresnel})^{2} \cdot R_{miroirs_{2}} \cdot (1 - Tc)$$
(III.31)

III.4.3. Expression de la puissance laser de sortie

Le calcul de l'intensité sortant de la cavité peut être effectué à partir de l'expression de I₂ (III.20), mais doit être corrigé des pertes par diffraction et des pertes sur les faces. En effet, l'intensité I₂ (cf. schéma III.4.1) représente l'intensité de l'onde laser à l'abscisse $z = L_0$, juste avant que l'onde ne sorte de la fibre, et donc avant qu'elle ne subisse les effets diffractifs. On peut donc écrire, en notant Tc la transmission du miroir de sortie :

$$I_{out} = (1 - R_{fresnel}) \cdot (1 - \delta_{R_0}^n)^2 \cdot Tc \cdot I_2 = Is \cdot \frac{(1 - R_{fresnel}) \cdot (1 - \delta_{R_0}^n)^2 \cdot Tc}{(1 - r_2 / r_1) \cdot (1 - r_1 \cdot r_2)} \cdot \left(\ln(G_0) - \ln\left(\frac{1}{r_1 \cdot r_2}\right)\right)$$

(III.32)

On en déduit la puissance de sortie par la transformation suivante :

$$P_{out} = \frac{h.C}{\lambda_l} . I_{out} . \int_{0}^{R_0} 2.\pi . r.\omega_{laser}(r) . dr$$
(III.33)

Ces deux équations représentent le résultat final de nos calculs, qui va nous permettre de déduire l'évolution de la puissance laser de sortie en fonction des différents paramètres du système.

III.5. Résultats des simulations : Optimum entre bon recouvrement et faibles pertes par diffraction

Nous avons maintenant tous les éléments en main pour calculer la puissance laser en sortie d'un laser à fibre cristalline pompé par diode. Les paramètres variables, que nous cherchons à optimiser, sont la taille du waist laser optimal et la transmission du miroir de sortie. Comme nous l'avons déjà mentionné, le profil radial du faisceau laser est simulé par une supergaussienne dont l'ordre n est un paramètre d'ajustement. L'autre paramètre d'ajustement est l'abscisse z_{p0} du waist du faisceau de pompe dans la fibre. Les résultats donnant le meilleur accord avec l'expérience ayant été obtenus avec n =3 et z_{p0} = 2,5 mm, nous ne présenterons les résultats des calculs que pour ces valeurs.

III.5.1. Calcul des pertes totales et du seuil laser

La condition d'oscillation au seuil de notre cavité laser, a été explicitée par la relation (III.7). Le gain petit signal G_0 dans les fibres cristallines en fonction de la puissance de pompe peut être estimé par la relation (III.6). Les coefficients R_1 et R_2 prennent en compte l'ensemble des pertes de la cavité, et dépendent des paramètre ω_{l0} et Tc, respectivement le waist du mode laser et la transmission du miroir de sortie. Le tracé de R_1 et R_2 en fonction de ω_{l0} est présenté en figure III.5.1, pour Tc = 50%, en considérant une fibre traitée antireflet sur ses deux faces. On suppose que le waist laser se situe en milieu de fibre (en z = 25 mm).



Figure III.5.1 Evolution des coefficients R_1 et R_2 avec le waist laser ω_{00} .

Pour un waist approchant le rayon de la fibre (= 0,5 mm), les pertes par diffraction augmentent et les coefficients de réflexion R_1 et R_2 s'effondrent. Pour un waist entre 100 µm et 250 µm, R_1 vaut quasiment 100 % et $R_2 = (1-Tc) = 50$ %. Les effets de la diffraction sont alors négligeables. Pour un waist laser très petit au centre de la fibre, la divergence du faisceau laser impose un diamètre de faisceau très élevé en z = 0 et $z = L_0$. Par conséquent les pertes par diffraction redeviennent fortes et les coefficients R_1 et R_2 plongent de nouveau vers 0.

L'expression de I_{out} (III.32) nous permet alors d'estimer le seuil laser. Pour un faisceau de rayon ω_{l0} compris entre 100 et 300 µm, et pour un miroir de sortie de transmission 50 %,

notre programme nous permet de prévoir un seuil aux alentours de 9 Watts de puissance de pompe.

Une estimation un peu faussée ? :

Il ne faut pas oublier que les différents modes transverses qui oscillent dans la cavité à forte puissance de pompe n'apparaissent a priori pas tous au même seuil. Il est probable que le mode fondamental apparaisse en premier, étant celui de plus faible diamètre. La taille du faisceau laser ω_{l0} dépend donc en théorie de la puissance de pompe.

Nous n'avons pas tenu compte de ceci pour notre calcul du seuil, mais comme on peut le voir sur la figure III.12 les pertes par diffraction affecte peu les coefficients R_1 et R_2 pour des waists laser entre 100 et 250 μ m de rayon, donc notre estimation du seuil devrait tout de même être correcte.

III.5.2. Optimum entre diffraction et recouvrement

Pour une puissance de pompe de 120 W, nous avons tracé sur la figure III.5.2 l'évolution de la puissance laser avec le rayon du waist laser, ω_{l0} , ceci pour plusieurs valeurs de Tc, la transmission du miroir de sortie.



Figure III.5.2 Evolution de la puissance laser, pour 120 W de pompe, avec la taille du waist laser et la transmission du miroir de sortie.

Nous voyons ici apparaître un optimum de puissance laser, pour un waist d'environ $300 \ \mu m$, avec un miroir de sortie de transmission comprise entre 50% et 90%. La puissance obtenue est alors de 20 W à 1064 nm, soit un rendement d'environ 18% pour le système laser.

Il existe donc bien un optimum entre un faisceau laser de petit rayon, qui subit peu de pertes par diffraction mais qui extrait peu de puissance de la fibre, et un faisceau laser de gros rayon qui subit fortement les pertes par diffraction mais qui a un meilleur recouvrement avec la zone de gain.

La remontée de puissance visible pour des waists très petits est simplement due à la divergence du mode laser : pour un waist laser très petit au cœur de la fibre, le faisceau diverge rapidement et extrait donc du gain autour des abscisses z = 0 et $z = L_0$. Un tel faisceau subit par contre beaucoup de pertes par diffraction à ces deux extrémités, ce qui explique que la puissance obtenue reste faible.

Ces courbes nous permettent de constater que nous sommes loin des 50% d'efficacité typiquement obtenus dans les systèmes à Nd :YAG massifs pompés par diode. Nous discuterons des possibilités d'améliorations de ces résultats dans le chapitre V. Nous pouvons également constater que ces calculs nous laissent espérer des résultats du même ordre de grandeur que ceux obtenus précédemment dans des milieux à gain de géométrie similaire, avec des efficacités de l'ordre de 20% [Honea 00][Tsvetkov 05].

A propos de l'influence de la lentille thermique sur le mode laser :

Nos calculs ne tiennent pas compte de l'influence de la lentille thermique induite par le pompage sur le mode laser. Nous verrons néanmoins que dans la cavité laser choisie pour les expériences à haute puissance, le mode laser est peu sensible à cette lentille (cf. figure III.6.6).

III.6. Simulations de cavités laser adaptées sous LASCAD

Les simulations sous Mathématica nous ont permis de déterminer les paramètres optimums pour notre système laser. Ces résultats vont être notre point de départ pour simuler une cavité adaptée. Le cahier des charges et les paramètres de la cavité à réaliser sont indiqués cidessous :

- Nous cherchons à obtenir un profil d'intensité dont le rayon à $1/e^2$ soit d'environ 300 µm, pour se rapprocher de l'optimum calculé dans le paragraphe précédent.

- Nous avons supposé, en nous basant sur la bibliographie et les résultats expérimentaux, des faisceaux laser dont le facteur M^2 évoluera aux alentours de 5.

- Nous cherchons à réaliser une cavité suffisamment longue pour pouvoir placer des éléments supplémentaires comme un modulateur acousto-optique ou un polariseur dans la cavité, mais suffisamment courte pour limiter le temps de vie des photons dans la cavité et ainsi réduire la durée des impulsions en régime déclenché.

- La cavité sera utilisée avec des puissances de pompe comprises entre 0 et 120 Watts à 808 nm. Les diodes de pompe seront fibrées, d'ouverture 0,2, et il nous faut prévoir la possibilité d'injecter le faisceau de pompe dans la fibre dans de bonnes conditions.

Nous allons maintenant chercher à simuler une cavité laser qui remplisse ces critères. Nous devons tenir compte des effets thermiques dont nous avons déjà parlé dans la première partie de ce manuscrit, en particulier de la lentille thermique qui va apparaître à de fortes puissances de pompe.

III.6.1. Simulation de la lentille thermique dans les fibres cristallines

Le logiciel LASCAD permet des simulations par éléments finis de nos fibres cristallines, que nous avons déjà exploitées dans le paragraphe II.6. L'accord observé entre théorie et expérience lors de la caractérisation thermique nous permet d'espérer que la lentille thermique sera simulée de façon réaliste. Les paramètres de la simulation sont très proches de ceux utilisés pour les simulations présentées dans le paragraphe (II.4), rappelés ici pour mémoire :

Dimensions du cristal Longueur : 50 mm Diamètre : 1 mm

Paramètres de pompe Puissance de pompe incidente : Entre 0 et 120 W. Divergence de la pompe : 0 mrad Diamètre du spot de pompe : égal au diamètre de la fibre soit 1 mm.

 $\label{eq:parameters} \begin{array}{l} \underline{Parameters\ du\ cristal} \\ \hline Conductivité thermique : 10,7\ W/(mK) \\ \hline Variation\ de\ l'indice\ avec\ la\ température\ dn/dT : 9,86\ .10^{-6}\ K^{-1} \\ \hline Module\ d'Young : 300000\ N/mm^2 \\ \hline Coefficient\ de\ Poisson : 0,25 \\ \hline Indice\ de\ réfraction\ : 1,823 \\ \hline Dilatation\ thermique\ : 6,9\ .10^{-6}\ K^{-1} \\ \hline Coefficient\ d'absorption\ de\ la\ pompe\ :\ Typiquement\ 0.07\ mm^{-1} \\ \hline Fraction\ thermique\ \eta_h:\ 0,4\ sans\ effet\ laser,\ 0,3\ avec\ effet\ laser \end{array}$

<u>Paramètre du refroidissement</u> Température de Référence : 25°C Température de la monture : 35°C Coefficient de transfert thermique entre la monture et la fibre H : 1 W/cm²K

<u>Paramètres des éléments finis</u> Pas longitudinal des éléments finis : 200 μm Pas radial des éléments finis : 60 μm Nombre total d'éléments finis : Entre 50.000 et 60.000 Nombres d'itérations du calcul : 20

Une vue 3D de la température dans la fibre est montrée en figure III.6.1.



Figure III.6.1 Vue 3D de la carte de température simulée dans une fibre cristalline recevant une puissance de pompe de 120 W.

Une des méthodes classiques de détermination expérimentale de la lentille thermique consiste à mesurer l'étendue de la zone de stabilité d'une cavité composée de deux miroirs plans entourant le cristal [Neuenschwander 95]. Le premier miroir M_1 est collé au cristal, le deuxième M_2 est éloigné le plus possible en gardant l'émission laser. On peut alors montrer que la distance focale de la lentille thermique, approximée par une lentille simple, est égale à la longueur maximale de la cavité.

Pour pouvoir évaluer l'importance de la lentille thermique dans notre système, nous allons simuler une cavité similaire. Dans le cas d'un cristal massif de quelques millimètres de long, simuler le gradient d'indice provoqué par l'élévation de température dans le cristal par une lentille mince est assez réaliste, car le milieu actif est peu épais par rapport à la longueur de la cavité. Dans le cas des fibres cristallines, la charge thermique est répartie sur plusieurs centimètres de long, et par conséquent simuler une fibre par une lentille mince est forcément inexact. Nous allons donc définir un paramètre, que nous nommerons « longueur thermique » L_{th} , qui est égal à la distance maximale entre la sortie de la fibre et le miroir plan M_2 permettant de garder une cavité stable. La figure III.6.2 présente le schéma correspondant.



Figure III.6.2 Définition du paramètre L_{th} pour estimer l'effet de la lentille thermique. La limite de stabilité est bien visible ici, le mode laser se focalisant fortement sur le miroir M_2 .

L'évolution du paramètre L_{th} simulé en fonction de la puissance de pompe incidente dans la fibre est présentée sur la figure III.6.3. On remarque que pour des puissances dépassant 60 W, L_{th} devient inférieur à la longueur L_0 de la fibre. Au delà de 100 W, L_{th} ne vaut plus que

quelques centimètres, ce qui traduit des effets thermo-optiques assez forts dans la fibre. Nous allons donc essayer de trouver une cavité assez peu sensible à la lentille thermique, pour ne pas être limité par ces effets.



*Figure III.6.3 Evolution de L*_{th} simulée avec la puissance de pompe.

III.6.2. Simulation de la cavité laser

Une fois la lentille thermique dans le milieu actif connue, nous pouvons l'insérer dans une cavité laser simulée et ainsi rechercher une cavité qui remplit les critères définis au début de ce paragraphe. La cavité est présentée en figure III.6.4. Elle est constituée de deux miroirs, un miroir concave M_1 de rayon de courbure -50 mm et un miroir concave M_2 de rayon de courbure -100 mm, qui sera notre miroir de sortie. Le faisceau de pompe sera injecté dans la fibre à travers le miroir M_1 . La distance entre la sortie de la fibre et le miroir M_2 est de 70 mm, suffisante pour nous permettre d'insérer des éléments supplémentaires dans la cavité.



Figure III.6.5 Simulation sous LASCAD d'une cavité répondant aux critères souhaités, pour une puissance de pompe de 120 W.

Un des avantages de cette configuration est sa faible sensibilité à la lentille thermique. L'évolution du rayon du faisceau en sortie de fibre est simulée sur la figure III.6.6, et on remarque le rayon du mode laser reste quasiment constant avec l'évolution de la puissance de pompe.



Figure III.6.6 Evolution simulée du rayon du mode laser en sortie de fibre avec la puissance de pompe incidente.

Cette cavité nous servira donc de point de départ pour nos expériences laser, et elle devrait nous permettre d'approcher les performances simulées dans les paragraphes précédents.

III.7. Conclusion sur les simulations

Les simulations que nous avons développées dans ce chapitre nous ont permis de tirer les conclusions suivantes :

- Nous attendons un seuil laser pour une puissance de pompe d'environ 9 W, une puissance laser maximale autour de 20 W à 1064 nm pour 120 W de puissance de pompe à 808 nm.

- Ceci pourra être atteint avec un mode laser d'environ 300 μm de rayon dans la fibre cristalline, en supposant un M^2 de 5 et un profil radial supergaussien d'ordre 3.

- La cavité indiquée sur la figure III.6.5 est adaptée à un tel mode laser, et devrait permettre d'obtenir des performances optimales, tout en étant peu sensible aux effets thermo-optiques.

Nous avons également constaté, en faisant ces simulations, que la modélisation du mode laser multimode et des pertes par diffraction n'est pas triviale. Les calculs de gain nous ont également montré le fort potentiel des fibres cristallines, en particulier pour une utilisation en amplificateur.

IV. Résultats laser

Après un retour « nostalgique » sur le premier laser à fibre cristalline que nous avons réalisé, nous allons présenter dans ce chapitre une sélection des meilleurs résultats que nous avons obtenus. La comparaison entre une fibre issue de la technique de croissance μ -PD et un barreau issu de la technique Czochralski nous est apparue comme une étape essentielle pour vérifier la qualité de notre milieu laser, et nous commencerons par présenter ces résultats. Nous présenterons ensuite un exemple d'utilisation des fibres Nd :YAG en amplificateur de puissance pour une source impulsionnelle, avant d'exposer les meilleures performances obtenues grâce aux oscillateurs à fibres cristallines, en régime continu et déclenché.

IV.1. Le premier laser à fibre cristalline issue de la technique µ-PD

Le premier effet laser dans une fibre cristalline issue de la croissance μ -PD a été obtenu dans la cavité présentée ci-dessous (figure IV.1.1). La fibre utilisée faisait 2 cm de long, un diamètre de 1 mm, et son taux de dopage était de 0,1% at. en ions Nd³⁺ (Lot L₀). Ses faces étaient polies mais n'avaient reçu aucun traitement antireflet. Cette fibre était un des premiers échantillons en Nd :YAG sortant des creusets de Fibercryst, et aucun de ses paramètres n'était optimisé.



Figure IV.1.1 Schéma du premier laser à fibre monocristalline.

Le réglage de cette cavité est assez complexe, basé sur l'expérience de mesure des pertes équivalentes détaillée dans la section II.6. Le réglage de la position et de l'orientation de la fibre est tout d'abord optimisé de façon à optimiser le seuil du laser issu du cristal de Nd :YVO₄. On rajoute alors la diode de pompe 2, et on utilise la fibre cristalline comme amplificateur intracavité pour l'effet laser à 1064 nm du cristal de Nd :YVO₄ avant de réduire progressivement la puissance de pompe incidente sur le cristal massif, en affinant le réglage de la cavité, pour finalement obtenir l'effet laser dans la fibre cristalline seule.



Figure IV.1.2 Courbe d'efficacité du premier laser à fibre monocristalline.

La courbe d'efficacité obtenue est présentée en figure IV.1.2. L'efficacité est très faible, et la puissance maximale obtenue est de 50 mW pour 15 W de pompe à 808 nm. Ce résultat est tout de même remarquable car il s'agit, à notre connaissance, du premier effet laser dans une fibre monocristalline obtenue par croissance micro-pulling-down.

IV.2. Comparaison en régime continu entre une fibre μ-PD et un barreau Czochralski de même géométrie

La maîtrise de la technique de croissance Czokralski (Cz), en particulier en ce qui concerne la croissance du Nd :YAG, n'est plus à démontrer. Nous avons déjà effectué de nombreux tests et caractérisations optiques par comparaison avec des cristaux massifs issus de cette technique de croissance, et de la même façon nous nous devons de comparer les performances laser de nos fibres (en particulier les échantillons du lot L2) à celles obtenues en utilisant des barreaux Cz. Cela nous permettra en plus de valider notre concept laser (pompe guidée / signal non guidé) sur un matériau dont la qualité est assurée.

Nous avons donc fait réaliser un barreau de Nd :YAG de 1 mm de diamètre et d'environ 50 mm de long issu d'une boule Cz. Les faces et le cylindre du barreau sont polis, les faces ont reçu un traitement AR identique à celui de nos échantillons. Le dopage du barreau est de 0,7% at. en ions Nd³⁺, soit beaucoup plus élevé que dans les échantillons du lot L2. Nous n'avons pu nous procurer de barreau plus faiblement dopé car il n'en existe tout simplement pas sur le marché des cristaux laser.

Ceci est gênant car pour que la comparaison soit valable il est nécessaire que la répartition du gain dans la fibre soit environ la même. L'absorption dans les échantillons du lot L2 vaut $\alpha = 0,7$ cm⁻¹. Nous avons décalé la longueur d'onde d'émission de la diode laser de pompe en la refroidissant pour nous assurer que l'absorption dans le barreau restait proche de cette valeur. Le contrôle que nous avons sur la longueur d'onde d'émission de la diode étant limité par la capacité de son refroidissement, nous avons dû nous restreindre à des puissances de pompe inférieures à 40 W lors de ces mesures, pour garder en tout point une absorption équivalente à celle des fibres dans le barreau Cz.

La cavité laser utilisée pour ces manipulations est proche de celle résultant de nos simulations du chapitre III. Les rayons de courbure des miroirs sont ceux simulés sous LASCAD. Les distances entre les miroirs et la fibre, optimisées expérimentalement, sont proches de celles obtenues par les simulations. La cavité est présentée figure IV.2.1.



Figure IV.2.1 Schéma de la cavité laser utilisée pour les expériences en régime continu.

Le miroir M_1 , de rayon de courbure -50 mm, est un ménisque, ce qui nous permet de pomper au travers sans changer le grandissement du faisceau de pompe imposé par le banc de pompage. Ce miroir est traité de façon à transmettre le faisceau de pompe à 808 nm et à réfléchir l'onde laser à 1064 nm.

Le miroir M_2 , de rayon de courbure -100 mm, est traité de façon à réfléchir 50% de la puissance laser à 1064 nm. L'optimisation expérimentale de la puissance de sortie nous a conduit à rallonger la distance entre la fibre et le miroir M_2 , de 70 mm à 85 mm, par rapport à la cavité simulée dans la partie III. Cet écart entre simulation et expérience peut être relié à une légère sous-évaluation des pertes par diffraction dans nos calculs par rapport à la réalité. Ceci est peut-être dû à l'état de surface imparfait du cylindre des fibres ou aux variations de leurs diamètres. Une autre cause envisageable de cet écart serait une sous-évaluation des effets de la lentille thermique sur le mode laser.

Les résultats obtenus sont résumés sur la figure IV.2.2. La puissance maximale obtenue dans le barreau est de 7 W à 1064 nm pour 35 W de pompe incident (98% de le puissance de pompe incidente est absorbée). Avec une fibre issue du lot L2, nous n'obtenons que 5 W à 1064 nm pour puissance de pompe de 37 W.



Figure IV.2.2 Courbes d'efficacité expérimentales (points) et simulées (traits) pour le barreau Cz et une fibre µ-PD.

Les facteurs M^2 des faisceaux laser obtenus ont été mesurés grâce à un analyseur de faisceau. En mesurant la taille du faisceau laser en plusieurs points autour d'un point de focalisation, on remonte à l'évolution $\omega_l(z)$ et donc au facteur M^2 . Les résultats sont montrés en figure IV.2.3. On mesure un facteur M^2 de 7 avec le barreau Cz, et un M^2 de 4 avec la fibre du lot L_2 .



Figure IV.2.3 Mesures des facteurs M^2 des faisceaux obtenus avec le barreau Cz et la fibre μ -PD.

Nous observons donc plus de puissance et un faisceau de moins bonne qualité avec le barreau Cz qu'avec les fibres monocristallines issues de la croissance μ -PD. Ce phénomène peut s'expliquer de la façon suivante : le cylindre du barreau Cz est poli, avec une grande précision. Celui des fibres du lot L2 provient directement du processus de croissance et n'a pas subi de polissage. (Nous savons, depuis les mesures présentées dans la section II.5, qu'un tel cylindre est d'assez mauvaise qualité mais suffisant pour guider la pompe). Or, les modes d'ordres supérieurs, de diamètres très élevés par rapport au mode fondamental, ne peuvent exister que si le cylindre est de très bonne qualité, sans irrégularités. Ces modes, s'ils oscillent dans la cavité, utilisent à bon escient le gain situé à la périphérie du cylindre de la fibre, qui ne peut être exploité par les modes d'ordre plus faible. Cela permet d'extraire plus de puissance dans le barreau Cz, au prix d'un faisceau de qualité spatiale moindre.

Le programme de simulation développé dans la partie III nous permet de tester cette hypothèse numériquement :

- La fibre issue du lot L2 est modélisée comme précédemment. On considère des pertes par guidage de l'ordre de $0,03 \text{ cm}^{-1}$, on considère que le faisceau laser a un facteur M² de 4. Dans

la cavité que nous utilisons expérimentalement, le mode laser est caractérisé par un rayon à $1/e^2$ d'environ 250 µm dans la fibre, d'après des simulations sous LASCAD.

- Le barreau Cz, quant à lui, est modélisé par une fibre avec des pertes par guidage de 0,015 cm⁻¹. On considère que le faisceau laser a un M² de 7. Le mode laser correspondant simulé sous LASCAD possède un rayon à 1/e² de 320 µm. (N'oublions pas que : $\omega = M.\omega_0$, où ω_0 est le diamètre du mode fondamental !).

En utilisant ces paramètres dans les simulations, et sans changer aucune autre donnée, on obtient les courbes pleines tracées sur la figure IV.2.2. On remarque un assez bon accord avec l'expérience.

Les fibres cristallines se comportent donc de façon similaire à un barreau Czochralski de dimension similaire en ce qui concerne les performances laser, ce qui achève de nous rassurer sur leur qualité intrinsèque. On remarque grâce à ces expériences une influence non négligeable de la qualité du cylindre sur la puissance et la qualité des faisceaux laser obtenus.

IV.3. Résultats en régime continu pour de fortes puissances de pompe

Pour les expériences de laser en régime continu, nous avons utilisé une cavité identique à celle déjà optimisée pour la comparaison avec le barreau Czochralski. Elle est rappelée en figure IV.3.1. Il s'agit donc d'une cavité linéaire, simple et compacte (la longueur totale de la cavité est d'environ 17 cm.



Les trois diodes de pompe que nous avons utilisées délivrent 30 W, 60 W et 120 W de pompe à 808 nm. Elles sont fibrées, le diamètre de cœur des fibres est de 400 μ m. Le banc de pompage est un système d'imagerie constitué de deux doublets commerciaux. Nous avons fait varier son grandissement entre 1 et 1,7, en modifiant la distance focale f₂ du doublet de focalisation entre 60 mm et 100 mm. L'injection de la puissance de pompe dans la fibre est un paramètre particulièrement sensible lors de l'optimisation des réglages. Il est heureusement facilement réglable grâce à des platines de translation sur la monture du doublet f₂. L'axe de la fibre est superposé à l'axe de pompage, et le réglage de la cavité se fait par autocollimation sur le faisceau de pompe. Le gain important de notre cavité nous permet d'obtenir rapidement l'effet laser, qui est ensuite soigneusement optimisé en jouant sur tous les paramètres disponibles.

Nous détaillerons ci-dessous les différents résultats obtenus suivant les échantillons testés et les puissances de pompe utilisées.

IV.3.1. Diode de pompe de 60 W, fibres de 1 mm de diamètre

Les fibres cristallines du lot L2, fruit de l'optimisation de la croissance par micro-pulling down présentée dans la partie II, nous ont permis d'obtenir des puissances laser de l'ordre de 10 W à 1064 nm pour 60 W de pompe. La courbe d'efficacité obtenue est montrée en figure IV.3.2, accompagnée de l'efficacité simulée sous Mathematica. Les paramètres d'ajustement de la simulation sont ceux évoqués au chapitre III, à savoir l'ordre de la supergaussienne décrivant le mode laser (n = 3) et l'abscisse du waist de pompe dans la fibre ($z_{p0} = 2,5$ mm). L'expérience est en assez bon accord avec les prédictions du programme, ce qui tend à montrer que nous n'avons pas de problèmes de pertes inattendues dans la cavité.



Figure IV.3.2 Efficacité laser expérimentale (points) et simulée (trait).

La qualité spatiale du faisceau obtenu a été mesurée de la même façon que précédemment. La courbe de la figure IV.3.3 nous permet de déduire un M^2 de l'ordre de 5.



Figure IV.3.3 Mesure de la qualité spatiale du faisceau laser obtenu pour 60 W de pompage.

Vérification du profil radial supposé dans les simulations :

Nous avons supposé, dans nos simulations, un profil du faisceau laser pouvant être approché par une supergaussienne d'ordre 3, au moins au niveau de la face de sortie de la fibre. Grâce à un petit système d'imagerie, nous avons donc cherché à faire l'image du faisceau laser en

sortie de fibre sur la caméra utilisée pour les mesures de facteur M^2 . Le profil obtenu est montré en figure IV.3.4, accompagné d'une approximation supergaussienne.



Figure IV.3.4. Image du profil radial du faisceau en sortie de la fibre cristalline. Le profil radial est montré sur le graphique (points bleus), avec l'approximation supergaussienne adaptée (trait rouge).

On remarque que le faisceau a une forme clairement multimode. La dissymétrie observée entre les axes horizontaux et verticaux est imputable à une légère dissymétrie du cylindre de la fibre. Les profils observés peuvent être correctement approximés par une supergaussienne d'ordre 3, ce qui corrobore ce que l'ajustement numérique des résultats des simulations nous avait prédit.

Optimum entre diffraction et recouvrement : Comparaison entre simulations et expérience :

Les simulations numériques nous ont montré l'exemple d'un optimum, en terme de taille du mode laser se propageant dans la fibre, entre les pertes par diffraction et la qualité du recouvrement de ce mode avec la zone pompée. Nous avons complété ces calculs par des mesures, en faisant varier la taille du mode dans la fibre cristalline et en mesurant la puissance maximale obtenue. Pour faire varier la taille du mode dans la fibre, nous avons joué sur la distance entre la fibre et le miroir M_2 de la cavité. Pour connaître la taille de mode correspondant à une distance donnée, nous nous sommes appuyés sur les simulations de cavité réalisées sous LASCAD.

La courbe résultant de ces mesures est tracée sur la figure IV.3.5. Les mesures confirment l'existence d'une taille de mode optimale, même si on observe un léger décalage entre l'optimum annoncé par la simulation et celui trouvé expérimentalement. Ce décalage est peutêtre provoqué par un écart entre les pertes par diffraction simulées et la diffraction réelle. Des simulations plus avancées des effets diffractifs dans les fibres cristallines nous permettraient peut-être de mieux comprendre ce phénomène.



Figure IV.3.5 Evolution expérimentale (Points) et simulée (traits) de la puissance laser maximale avec le rayon à 1/e² du mode laser. Expériences et simulations ont été faites avec un miroir de sortie de transmission 50%.

Pour une puissance de pompe de 60 W, nous avons donc obtenu une puissance laser de 10 W à 1064 nm et vérifié la qualité de l'accord obtenu entre la théorie et les simulations présentées dans la partie II.

IV.3.2. Diode de 120 W, fibres de 1 mm de diamètre

Les caractérisations thermiques et les essais laser à 60 W de pompe nous ayant rassurés quant à la capacité des fibres à supporter les fortes puissances de pompe, nous avons rapidement fait l'acquisition d'une diode de pompe de 120 W à 808 nm, que nous avons utilisée sur le même montage que précédemment. Les meilleurs résultats sont présentés sur la figure IV.3.6. Nous avons obtenu jusqu'à 20 W de laser à 1064 nm (toujours en régime continu), avec une pente d'efficacité de 18%.



Figure IV.3.6 Efficacité laser pour un pompage à 120 W d'une fibre du lot L2.

Il est important de noter que ces résultats ne sont pas l'apanage d'une seule fibre particulière à la croissance non reproductible. Des résultats similaires ont été obtenus avec de nombreuses

fibres du lot L2 provenant de tirages différents, ce qui prouve la répétabilité du processus de croissance mis au point par Fibercryst.

Les résultats des simulations sont en assez bon accord avec l'expérience pour les hautes puissances de pompe, mais il y a une légère différence à faible puissance. Nous pensons que ceci est dû à l'inévitable décalage du spectre d'émission d'une diode laser avec son courant d'alimentation, qui n'est pas pris en compte dans la simulation. L'optimisation de la température de la diode (et donc de sa longueur d'onde d'émission) est faite à haute puissance, donc la diode émet effectivement un rayonnement à 808 nm pour un ampérage de 40 A (correspondant à une puissance émise de 120 W environ). Quand on baisse le courant pour tracer l'efficacité laser, l'émission se décale vers une longueur d'onde plus basse, autour de 803 nm. La courbe d'évolution de la longueur d'onde d'émission avec le courant est tracé en figure IV.3.7. La largeur spectrale d'émission de la diode mesurée est d'environ 3 nm, en bon accord avec les spécifications annoncées par le constructeur.

Une autre conséquence de ceci est que le seuil laser est plus élevé avec cette diode de pompe qu'avec la diode de 60 W, passant de 7,5 W à 10 W. Une méthode permettant d'éviter ce désagrément serait de toujours utiliser la diode à son courant nominal, et d'utiliser un variateur de puissance dans le banc de pompage pour changer la puissance de pompe incidente sur la fibre.



Figure IV.3.7 Variation de la longueur d'onde centrale d'émission de la diode de pompe avec la puissance émise.

La mesure du facteur M^2 du faisceau obtenu pour un pompage de 120 W est montrée sur la figure IV.3.8. Nous avons mesuré un M^2 de 6, ce qui est très proche du M^2 de 5 obtenu pour un pompage à 60 W. On remarque donc que la qualité spatiale du faisceau laser ne se dégrade presque pas avec l'augmentation de la puissance de pompe. Ceci est encourageant dans la perspective d'augmenter encore la puissance de pompe au-delà de 120 W.



Figure IV.3.8 Mesure de la qualité spatiale du faisceau obtenu pour 120 W de pompe.

Nous avons démontré une puissance laser de 20 W à 1064 nm pour 120 W de puissance de pompe. La courbe d'efficacité ne montre aucune chute de puissance provoquée par d'éventuels effets thermiques. Le facteur M^2 mesuré reste aux environs de 6, ce qui montre que la qualité spatiale du faisceau se dégrade assez peu avec l'augmentation de la puissance de pompe.

A propos de la transmission optimale du miroir de sortie... :

Nous avons presque toujours utilisé le même type de miroir de sortie dans nos cavités, avec une transmission de 50 % à 1064 nm. Ces miroirs sont expérimentalement ceux qui nous ont donné les meilleurs résultats, après test des différents miroirs à notre disposition. Ceci est d'ailleurs cohérent avec les résultats des simulations, qui nous annoncent une transmission optimale entre 50 et 70 % (cf. Figure III.5.2).

IV.3.3. Utilisation des fibres en tant que guide pour le signal laser

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre I de cette partie, le concept des lasers à fibres monocristallines est basé sur une dualité « pompe guidée / signal non guidé ». Cela permet d'extraire de la puissance du milieu à gain tout en obtenant des faisceaux de sortie de qualité correcte. Mais que se passe-t-il si on utilise la fibre comme guide d'onde laser ?

Le mode laser n'est plus, dans ce cas-là, imposé par la cavité, mais par la géométrie du guide. Vu les diamètres élevés de nos fibres et la différence d'indice très élevée qui provoque le guidage, nous nous attendons à obtenir des faisceaux de sortie de piètre qualité spatiale. Nous pouvons par contre espérer que les nombreux modes guidés d'ordres supérieurs apparaissant dans cette configuration nous permettent d'extraire plus de puissance et de profiter du gain qui nous est inaccessible dans la configuration pompe guidée/ laser non guidé.

Les expériences ont été menées dans la cavité présentée en figure IV.3.9. Nous utilisons les mêmes miroirs que dans les expériences précédentes, seules les distances entre les miroirs et la fibre ont changé. Les faces de la fibre cristalline sont placées aux rayons de courbure des
deux miroirs de la cavité linéaire. Cela permet de renvoyer toute la lumière sortant de la fibre sur elle-même. Cette cavité, simulée sous le logiciel LASCAD, n'est pas stable, même en tenant compte de la lentille thermique. Ceci veut dire que nous sommes bien dans une configuration où les modes laser non guidés, imposés par la cavité, ne peuvent osciller. (Le logiciel fait le calcul de stabilité par la méthode des matrices ABCD [Siegman 86], et ne tient donc pas compte des possibilités de guidage).

Les fibres utilisées pour ces expériences ont un diamètre de 1 mm, elles sont toutes issues du lot L2.



Figure IV.3.9. Schéma expérimental de la cavité utilisée pour tester le fonctionnement des fibres en guides d'onde laser.

Il est facile de régler les miroirs de la cavité en autocollimation, le rayonnement de pompe non absorbé étant refocalisé sur les faces de la fibre. Les résultats obtenus sont exposés en figure IV.3.10.



Figure IV.3.10 Efficacité laser obtenue avec un mode laser guidé.

La puissance laser obtenue est de 21 W pour 120 W de pompe, soit à peine 1 W de plus que dans la configuration pompe guidée / laser non guidé ! La qualité spatiale, mesurée pour 60 W de pompe, est par contre bien plus mauvaise : Des facteurs M^2 d'environ 18 sont mesurés (cf. figure IV.3.11), avec une précision assez faible car le profil du faisceau laser est très chaotique et sa taille difficilement mesurable avec les critères classiques.



Figure IV.3.11. *Mesure de la qualité spatiale du faisceau obtenu pour 60 W de pompe*.

Pourquoi n'obtenons-nous pas plus de puissance dans cette configuration ? La réponse est peut-être dans l'état de surface du cylindre, de façon similaire à ce que nous avons observé en comparant le barreau Czochralski à une fibre obtenue par micro-pulling-down. La rugosité élevée du cylindre issu du tirage μ -PD (de l'ordre de 500 nm) créerait des pertes importantes sur les modes d'ordres supérieurs. Pour valider cette hypothèse, il serait possible de faire une manipulation similaire avec un barreau dont le cylindre est poli avec une meilleure précision.

En conclusion, l'utilisation des fibres issues de la technique μ -PD en tant que guide d'onde laser nous a permis d'obtenir une puissance laser de 21 W à 1064 nm pour 120 W de puissance de pompe, avec un faisceau de très mauvaise qualité spatiale (M² ~ 18 pour 60 W de pompe).

IV.3.4. Diode de pompe de 30 W, allumettes Czochralski de 400 µm de coté

Pour tester notre concept avec des diamètres inférieurs au millimètre, nous avons fait réaliser des allumettes Nd : YAG Cz carré de 400 μ m de coté et de 50 mm de long, dopées aux alentours de 0,3 % at. La forme carrée des barreaux vient de la découpe effectuée dans la boule de croissance Czochralski. Chaque facette est soigneusement polie. Les faces de ces fibres n'ont pas reçu de traitements antireflets.

Seule la diode de 30 W était à notre disposition au moment de ces expériences. La cavité utilisée est un « W » présenté en figure IV.3.12. Le réglage de cette cavité a été effectué en utilisant un cristal de Nd : YVO_4 placé prés du miroir de sortie et pompé par une autre diode laser, comme pour les mesures de pertes équivalentes présentées dans la paragraphe II.6.

Le rayon du mode laser est estimé à environ 150 μ m dans la fibre. Les distances entre les miroirs sont optimisées expérimentalement.



Figure IV.3.12 Cavité en W utilisée pour les tests laser des allumettes Czochralski.

Expérimentalement, le réglage de cette cavité est assez ardu. En effet, la fibre fait le même diamètre que la tache de focalisation du faisceau de pompe, ce qui implique qu'injecter l'intégralité du faisceau de pompe dans la fibre est impossible. La partie diffractée du faisceau de pompe, non négligeable, peut mettre en danger la face de la fibre, en particulier en brûlant la graisse thermique qui l'enrobe.



Figure IV.3.13 Efficacité laser avec une allumette Cz de 400 µm de coté.

Les meilleurs résultats obtenus sont présentés en figure IV.3.13. La puissance maximale ne dépasse pas 2 W à 1064 nm pour 30 W de pompe. La pente de la courbe d'efficacité est de seulement 9 %. Cette faible efficacité est directement imputable aux pertes par diffraction très importantes sur chaque face de l'allumette. Les mesures de qualité de faisceau nous permettent d'estimer le M² du faisceau obtenu aux alentours de 4. Les effets diffractifs nous permettent certainement de filtrer certains modes d'ordre supérieur de notre faisceau laser, mais ils limitent tellement l'efficacité que l'utilisation de fibres de rayon aussi petit semble compromise.

Avec des allumettes Czochralski de 400 µm de côté, la puissance laser obtenue pour 30 W de pompe ne dépasse pas 2 W à 1064 nm, certainement à cause de pertes par diffraction trop importantes. Un diamètre inférieur à 1 mm semble donc être un mauvais choix pour réaliser un laser efficace dans les fibres monocristallines.

Le triste destin des allumettes Czochralski ... :

Des objets de 50 mm de long et de 400 μ m de côté, même dans un matériau aussi résistant que le YAG, sont très fragiles. Nous voulions tester de nouveau ces échantillons après traitement anti-reflet de leurs faces, mais ils ont malheureusement tous été cassés par le sous-traitant chargé des traitements.

Comment utiliser de telles allumettes ? :

En réalité, ce format de barreau très fin va certainement connaître un regain d'intérêt pour nos systèmes futurs, mais pas dans leur état actuel. Ces barreaux de très faible diamètre constituent en effet de très bons « cœurs dopés » pour de futures fibres présentant des structures cœur/gaine. La présence d'une gaine nous libérera des problèmes diffractifs, le petit diamètre de la partie dopée nous permettra de garder un diamètre total inférieur au millimètre. Notons d'ailleurs que les récents progrès technologiques réalisés par Fibercryst permettent de tirer des fibres de diamètre descendant jusqu'à 300 μ m directement par μ -PD.

IV.4. Réalisation d'un amplificateur à fibre monocristalline en régime picoseconde

Les fibres cristallines sont, d'après les calculs réalisés dans la partie III, des milieux propices à fournir des gains élevés. Elles sont capables de résister à des puissances de pompe élevées (supérieures à 100 W), leur section importante et leur longueur relativement courte limitent l'accumulation des effets non linéaires. Ceci est un avantage par rapport aux lasers à fibres amorphes dopées. Toutes ces caractéristiques en font de bons candidats comme amplificateurs de puissance pour des sources impulsionnelles.

Nous avons donc testé les fibres en amplificateur en sortie d'un oscillateur picoseconde basé sur un cristal de Nd : YVO_4 en régime de blocage des modes en phase.

Caractéristiques de l'oscillateur utilisé :

Puissance moyenne à 1064 nm : 1 W Emission polarisée linéairement Fréquence de répétition : 3.8 MHz Durée des impulsions : 16 ps Puissance crête des impulsions : 16.5 kW Energie par impulsion : 0.26 μ J Aspect du faisceau de sortie : Monomode, TEM ₀₀

IV.4.1. Expérience en simple passage

Les premières manipulations ont été réalisées en effectuant un seul passage dans la fibre cristalline pompée. Le schéma du montage est montré en figure IV.4.1.



Figure IV.4.1 Schéma expérimental de l'amplificateur en simple passage.

Le réglage du positionnement de la fibre est, comme toujours, assez délicat. La taille du faisceau signal lors de son passage dans la fibre est maîtrisée par une lentille. Le rayon à $1/e^2$ du faisceau est estimé à environ 300 µm lors de son passage dans la fibre.

L'optimisation est affinée par une mesure de la puissance en sortie de la fibre. On atteint des transmissions de l'ordre de 98% : quasiment toute la puissance du signal est transmise dans la fibre.

Nous avons mesuré l'évolution du gain avec la puissance du signal d'entrée, présentée en figure IV.4.2, pour une puissance de pompe de 35 W. On remarque un gain petit signal de 3,4 environ, puis une nette saturation alors que la puissance du signal augmente, pour atteindre un gain d'environ 1,8 pour 1 W de signal incident. Notre meilleur résultat en sortie de l'amplificateur simple passage est une puissance de 1,9 W pour un 1 W de signal incident.



Figure IV.4.2 Evolution du gain en simple passage avec la puissance du signal injecté.

L'évolution du gain saturé (pour 1 W de signal incident) avec la puissance de pompe est montrée en figure IV.4.3. On constate une inquiétante saturation pour des puissances de pompe supérieures à 30 W. Nous pensons que cette saturation est due à un ensemble de problèmes thermiques. En effet, le travail d'amélioration du refroidissement présenté dans le chapitre II n'avait pas encore été effectué à ce moment-là, et la fibre était assez mal refroidie lors de cette expérience.



Figure IV.4.3 Evolution de la puissance de sortie en simple passage avec la puissance de pompage de la fibre cristalline.

On constate donc qu'il est possible d'obtenir un facteur 2 sur la puissance en simple passage, pour un signal de 1 W et une puissance de pompe d'environ 40 W. Le rendement est donc assez décevant, et nous pousse à espérer de meilleurs résultats en double-passage.

A propos de l'oscillateur utilisé... :

La source utilisée peut surprendre par sa cadence assez basse pour un oscillateur en régime de verrouillage des modes en phase. Cet oscillateur est en fait basé sur une cavité très longue (38 m), avec de nombreux replis en 3 dimensions, destiné à allonger la cavité. Rappelons que dans ce régime de fonctionnement, la cadence f des impulsions est directement reliée à la longueur de la cavité L par la formule : f = C/(2.L). Grâce à cela, il est possible d'obtenir des impulsions plus énergétiques, avec des puissances crêtes supérieures. Un schéma de la cavité est présenté ci-dessous :



Ce système a été développé pour le micro-usinage laser et pour des expériences de fluorescence résolue en temps appliquées à la biologie. Nous avons décidé de l'utiliser comme source de notre amplificateur car elle était disponible et facile d'accès au moment où nous avons fait ces expériences.

IV.4.2. Expérience en double passage

Pour tenter de mieux exploiter le gain de notre amplificateur, nous avons effectué des expériences en double-passage. Etant donné la géométrie de notre fibre, il est *a priori* aisé de faire deux passages : un aller et un retour. Le problème devient alors le suivant : comment isoler le faisceau amplifié du faisceau signal ? Vu que notre milieu est très long et très fin, il est impossible d'injecter le signal avec un angle d'incidence pour séparer angulairement les deux faisceaux. Par conséquent, la seule solution est de jouer sur la polarisation des faisceaux. On insère donc une lame quart-d'onde dans le dispositif à double passage. En deux passages, cette lame agira comme une lame demi-onde qu'on orientera de façon à faire tourner la polarisation de 90° après un double passage. Il sera alors aisé de séparer le faisceau signal du faisceau amplifié avec un cube séparateur de polarisation. Le schéma de l'expérience est présenté en figure IV.4.4.



Figure IV.4.4 Schéma expérimental de l'amplificateur en double passage.

La lame quart-d'onde pourrait *a priori* être placée d'un côté ou de l'autre de la fibre cristalline, sans que cela pose de problème pour séparer le faisceau amplifié du faisceau signal. Néanmoins, placer la lame à cet endroit, entre le premier et le deuxième passage dans

la fibre, permet d'atténuer les problèmes de biréfringence induite thermiquement, bien connus dans le Nd :YAG, qui provoquent une dépolarisation dans le milieu amplificateur [Koechner 70].

L'évolution de la puissance en sortie de l'amplificateur, en fonction de la puissance de pompe, pour un signal incident de 1,2 W, est donnée sur la figure IV.4.5. La puissance de sortie est étrangement limitée à 2,1 W, soit presque identique à celle obtenue avec un seul passage ! Nous avons rapidement compris d'où venait une telle limitation : le faisceau de sortie est totalement dépolarisé. Les effets de dépolarisations dans le milieu amplificateur ont pour cause la biréfringence induite thermiquement, ainsi qu'une biréfringence propre des fibres apparaissant lors du tirage par micro-pulling-down.



Figure IV.4.5 Evolution de la puissance de sortie en double passage avec la puissance de pompage de la fibre cristalline. Nous avons poussé la puissance de sortie de la diode jusqu'à 45 W pour voir la saturation du gain due aux effets thermiques.

Cette dernière peut-être estimée sur notre montage en éteignant la diode de pompe : Nous savons que la transmission de la puissance injectée dans les fibres est presque de 100 %, donc après le double passage dans la fibre, nous devrions retrouver environ 1,2 W en sortie du cube séparateur. Nous ne récupérons que 700 mW, ce qui correspond à seulement 60 % de la puissance injectée !

La dépolarisation intrinsèque des fibres est un problème lié à la méthode de croissance, et sa résolution est en cours d'étude chez Fibercryst. La dépolarisation totale (thermique + intrinsèque) qui nous gêne dans cette expérience est un problème connu dans le cadre des lasers Nd :YAG pompés par flashs, et plusieurs des solutions proposées sont applicables dans notre configuration. Keochner propose en particulier [Keochner 99] l'utilisation d'un rotateur de Faraday, qui permettrait, en un aller retour, de compenser les modifications subies localement par la polarisation du faisceau signal.

En conclusion, ces premières expériences en amplificateur ont donné quelques résultats encourageants (un gain petit signal de 3,4 pour 35 W de pompe), mais elles ont aussi permis de soulever un problème de dépolarisation qu'il nous faudra absolument résoudre à l'avenir.

IV.5. Résultats en régime déclenché

Les premiers essais en régime impulsionnel dans les lasers à fibres cristallines ont été effectués en régime déclenché, à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Celui-ci est inséré dans la cavité, entre la fibre et le miroir M_2 . La cavité est présentée en figure IV.5.1.



Figure IV.5.1 Schéma expérimental de la cavité utilisée pour les expériences en régime déclenché.

La longueur de la cavité optimisée est de $L_{cavité} = 17$ cm, et la transmission du miroir de sortie est d'environ Tc = 50 %. Ceci nous permet de calculer le temps de vie théorique du photon dans la cavité :

$$\tau = \frac{2L}{T_c.C} = 2.3 \text{ ns} \tag{IV.1}$$

Ceci représente la limite inférieure infranchissable pour la durée de nos impulsions. Nous sommes ici en régime déclenché actif, c'est-à-dire que nous pouvons agir sur les paramètres de commande du modulateur. Nous nous plaçons à une cadence autour de 1 kHz, qui correspond à la cadence optimale typique des oscillateurs déclenchés Nd :YAG. L'optimisation du système se fait en réduisant au maximum le temps de création des impulsions, visualisées sur un oscilloscope par l'intermédiaire d'une photodiode rapide.

Résultats obtenus pour un pompage à 60 W :

La forme des impulsions obtenues est présentée en figure IV.5.2. La puissance moyenne obtenue est d'environ 4,5 W à 1064 nm pour 60 W de pompe incidents à 808 nm, à une cadence de 1 kHz.



Figure IV.5.2 Impulsion laser mesurée avec une photodiode rapide, pour une puissance de pompe de 60 W et une cadence de 1 kHz.

Les caractéristiques complètes des impulsions obtenues sont détaillées ci-dessous :

Puissance moyenne = 4,5 W Cadence = 1 kHz Durée des impulsions = 12 ns Energie = 4.5 mJ P_{crête} = 375 kW

Le faisceau de sortie n'est pas polarisé. On constate que la durée des impulsions est largement supérieure au temps de vie théorique des photons dans la cavité. Par ailleurs, les oscillateurs similaires à cristaux massifs basés sur des cristaux de Nd :YAG descendent typiquement à des durées d'impulsion de l'ordre de 5 ns. Ceci est probablement dû au caractère multimode transverse de notre faisceau laser.

En effet, quand nous baissons la puissance de pompe, nous devrions normalement constater un élargissement de l'impulsion laser (car le gain est plus faible). Au contraire, nous observons que la durée des impulsions diminue progressivement. Nous pensons que les modes transverses d'ordre supérieur apparaissant pour de fortes puissances de pompe élargissent l'impulsion car ils réagissent différemment du mode fondamental laser au gain présent dans la fibre.

Il est intéressant de noter que les puissances crêtes obtenues sont supérieures à celles obtenues dans les lasers à fibre de type « rod-type » pour des durées d'impulsion similaires (même si la qualité des faisceaux obtenus dans ces systèmes est bien meilleure que la nôtre) [Schmidt 07].

Résultats obtenus pour un pompage à 120 W :

La montée en puissance de notre système laser déclenché nous a rapidement posé un problème technologique. En effet, pour des puissances légèrement supérieures à 60 W, apparaît rapidement un fond laser continu, que nous n'arrivons pas à supprimer de façon efficace. Le gain de la fibre devient simplement trop important par rapport aux pertes provoquées par le modulateur quand il est en position « fermée ». Autrement dit, le taux d'extinction de notre modulateur acousto-optique n'est plus suffisant pour des puissances de pompe aussi hautes.

Nous obtenons tout de même des impulsions de l'ordre de 20 ns, avec une puissance « moyenne » d'environ 14 W. Nous ne sommes par contre pas capable de différencier ce qui, dans cette puissance mesurée, vient du fond continu et ce qui participe vraiment à l'énergie des impulsions.

Pour rendre ce phénomène plus visible, nous avons utilisé la diode en mode quasi-continu. Nous pouvons ainsi observer avec un oscilloscope rapide les pics laser caractérisant une émission continu en cours d'établissement (régime transitoire). Le chronogramme de la figure IV.5.3 présente les oscillations parasites observées avant le pic principal de l'impulsion. Cet enregistrement a été réalisé pour une puissance de pompe crête de 120 W (puissance moyenne de 60 W, durée des impulsions 100 μ s, rapport cyclique 1/2). On voit les pics laser parasites précédant le pic laser correspondant à l'ouverture du modulateur.



Figure IV.5.3 Chronogramme mettant en évidence le problème de fond laser parasite observé à haute puissance de pompe, ici en régime de pompage quasi-continu.

Pour atteindre des puissances plus importantes, il nous faudra changer de modulateur. Des essais sont en cours avec une cellule de Pockels qui permet d'introduire plus de pertes pendant la phase de pompage. Une autre solution serait d'aligner la cavité laser sur l'ordre 1 du modulateur acousto-optique.

IV.6. Conclusion sur les résultats laser

Les principaux résultats obtenus sont synthétisés dans le tableau ci-dessous.

Fibres	Diamètre	Pompage	Puissance laser	Efficacité	M ²	Notes
Barreau Cz	1 mm	35 W	7 W	24%	7	
Lot L2	1 mm	35 W	5 W	17%	4	
Lot L2	1 mm	60 W	10 W	19%	5	
Lot L2	1 mm	120 W	20 W	18%	6	
Lot L2	1 mm	120 W	21 W	19%	18	Laser guidé
Allumettes Cz	400 um	30 W	2 W	9%	4	

Régime Continu

Amplificateurs

Fibres	Diamètre	Pompage	Go	P _{signal}	Pout	Notes
Lot L2	1 mm	30 W	3,5	1 W	2 W	Dépolarisation

Régime impulsionnel

Fibres	Diamètre	Pompage	P _{moyenne}	P _{crête}	τ	Cadence	Energie	Notes
Lot L2	1 mm	60 W	4,5 W	375 kW	12 ns	1 kHz	4,5 mJ	
Lot L2	1 mm	120 W	14 W	?	20 ns	1 kHz	?	fond continu

Tableau IV.6.1 Récapitulatif des résultats laser obtenus.

Ces résultats constituent une première étape dans le développement de systèmes complets à fibres monocristallines. Les expériences en régime continu nous permettent de tester simplement et efficacement la qualité laser des échantillons et l'architecture des cavités utilisées.

Les expériences préliminaires en amplificateur, très porteuses en applications, nous ont permis de nous rendre compte de problèmes de polarisation. Nous ne sommes heureusement pas les premiers à nous confronter aux problèmes de dépolarisation dans le Nd :YAG, et nous envisageons plusieurs solutions avec bon espoir.

Les expériences en régime déclenché nous montrent un fort potentiel pour atteindre de hautes puissances moyennes et de hautes puissances crêtes. La seule limitation qui s'impose à nous pour l'instant est technologique, et concerne le taux d'extinction du modulateur.

V. Conclusion sur les lasers à fibres monocristallines

Après avoir détaillé l'état de l'art des systèmes laser utilisant des milieux cristallins de grande longueur et de petites dimensions transverses, nous avons exposé notre concept de laser à fibre monocristalline. Nous avons choisi le Nd :YAG comme matériau laser test, et la méthode de croissance par micro-pulling-down a été optimisée pour améliorer la qualité des échantillons. Nous avons présenté les caractérisations structurales, spectroscopiques et optiques de ces fibres, et démontré leur bonne qualité optique. Grâce aux résultats de simulations numériques, nous avons pu ensuite préparer les premiers tests laser. Nous avons obtenu des résultats aussi bien en régime continu qu'en régime déclenché et en amplificateur. Il est maintenant temps de conclure et d'exposer quelques-unes des nombreuses perspectives de ce travail.

V.1. Une technologie à croissance rapide

Les premiers échantillons de Nd :YAG venant des tours de tirage de Fibercryst que nous avons eus entre les mains étaient quasiment inutilisables au point de vue laser. Nous avons péniblement réussi à en extraire quelques milliwatts, mais rien de plus. En 3 ans de labeur, la collaboration entre notre équipe, Fibercryst et le LPCML a permis d'obtenir des échantillons de qualité laser, et c'est là une des grandes réussites de ce travail. Les caractérisations que nous avons présentées sur les fibres issues de la croissance par micro-pulling-down ont abouti aux résultats suivants :

- Nous bénéficions d'un milieu en Nd : YAG monocristallin de bonne qualité.

- La longueur accessible de monocristal va jusqu'à 1 mètre, pour un diamètre variant entre 300 μm et 1 mm.

- Le taux de dopage est bien contrôlé lors de la croissance.

- La transmission des fibres est supérieure à 98 %, la déformation RMS introduite sur un front d'onde traversant la fibre est de l'ordre de $\lambda/10$ à 633 nm pour des fibres de 50 mm.

- Il est possible de guider l'onde de pompe dans les fibres sans repolir le cylindre sortant de la croissance, avec une efficacité de guidage de plus de 85 %.

- Les processus de polissage et de traitement des faces sont maîtrisés et validés par nos expériences.

- Les fibres en Nd : YAG sont capables d'absorber plus de 100 W de pompe à 808 nm sans problèmes thermiques rédhibitoires.

Malgré ces progrès rapides, plusieurs problèmes subsistent :

- Tout d'abord, nous avons mesuré une ségrégation radiale non négligeable dans les fibres, qui a tendance à repousser les ions dopants vers le bord du cylindre. Cet effet peut se révéler gênant, en limitant le gain des modes laser proches du cœur (comme le mode TEM₀₀) au

profit des modes d'ordres supérieurs périphériques. Nous ne développerons pas ici les solutions envisageables, qui font partie des secrets technologiques de Fibercryst.

- De plus, nous avons remarqué une dépolarisation non négligeable des faisceaux se propageant dans les fibres. Cet effet n'est pas encore bien compris, et plusieurs essais et caractérisations sont prévus pour nous éclairer à ce sujet.

V.2. Des résultats inédits dans le domaine des fibres cristallines

Ce travail présente, à notre connaissance, le premier laser de plus de 10 watts de puissance basé sur une fibre monocristalline obtenue par croissance directe (sans extraction à partir d'un cristal massif). Si nous plaçons nos résultats par rapport à ceux obtenus grâce à des fibres obtenues par croissance LHPG ou EFG, on obtient la figure V.2.1. Ces résultats représentent donc une nette progression dans la réalisation de milieux laser monocristallins longs et fins, bas coût, productibles en grande quantité et efficaces.



Figure V.2.1 Evolution en échelle logarithmique des puissances laser obtenues dans les lasers à fibres monocristallines obtenues par des méthodes de croissance directe.

Par rapport aux oscillateurs à cristaux massifs usuels, généralement limités à des puissances de pompe inférieures à 50 W [Chen 00], nous avons montré que les fibres supportaient des puissances de pompe supérieures à 100 W, dans une architecture laser extrêmement simple et relativement compacte.

Les puissances laser obtenues en régime continu tournent pour l'instant autour de 20 W à 1064 nm avec une efficacité de 20 %. Cela reste faible par rapport à de nombreux systèmes à cristaux massifs déjà commercialisés, en particulier devant les lasers à disques minces qui atteignent plusieurs kilowatts de puissance continu. Mais la simplicité de notre oscillateur est un avantage par rapport aux systèmes complexes à disques minces ou à Slab, et ces résultats ne constituent que le premier pas d'une technologie très jeune.

Il ne faut de toute façon pas oublier que le domaine des lasers continus de haute puissance et de bonne qualité spatiale est aujourd'hui dominé par les lasers à fibre, qui bénéficient eux aussi d'une grande simplicité de conception. La niche technologique des fibres monocristallines ne se situe donc pas dans le régime continu, mais bien dans un régime impulsionnel alliant haute puissance moyenne et haute puissance crête. Là encore nos résultats préliminaires en régime déclenché sont prometteurs : des puissances crêtes de plus de

370 kW et des énergies de 4,5 mJ ont été démontrées. Ces résultats sont supérieurs en terme d'énergie aux meilleurs résultats obtenus par les oscillateurs utilisant les fibres « rod-type » à l'heure actuelle, même si ces systèmes gardent l'avantage d'une excellente qualité de faisceau [Schmidt 07]. Les résultats obtenus restent très inférieurs à de nombreux systèmes complexes (en particulier des configurations MOPA [Dergachev 04]) qui délivrent plusieurs Mégawatts de puissance crête, mais le potentiel d'amélioration est très important.

V.3. Potentiel des fibres en Nd :YAG, développements futurs

Vers des puissances de pompe plus élevées :

La limitation en terme de puissance de pompe d'un cristal laser est imposée par les effets thermiques, en particulier par les contraintes induites thermiquement qui provoquent une cassure du cristal. La répartition radiale des contraintes dans un barreau pompé longitudinalement est schématisé en figure V.3.1 [Chénais 02].



Figure V.3.1 Contraintes dans un barreau de rayon R_0 . Le cercle en pointillés est le lieu où on observe une contrainte purement radiale de compression. Les tensions représentées en périphérie du cristal sont la principale cause de cassure.

La plupart des matériaux sont beaucoup plus résistants à la compression qu'à la tension, et ce sont donc les contraintes de tensions subies en périphérie des barreaux qui vont limiter la puissance de pompe supportée. Lorsqu'il y a fracture d'un cristal, c'est que la contrainte subie a dépassé la « résistance à la traction » (tensile strength) du matériau. La fracture apparaît en général en bord de barreau et se propage vers l'intérieur.

Si on se réfère aux travaux précédents, on peut considérer que la résistance à la traction du Nd :YAG varie entre 150 MPa et 250 MPa environ [Tidwell 92]. Cette valeur dépend de nombreux paramètres microscopiques et peut grandement varier d'un échantillon à un autre.

Les simulations par éléments finis nous permettent d'évaluer les contraintes subies par le barreau lors du pompage longitudinal. Pour nos calculs, nous avons utilisé la même modélisation de la répartition de la puissance de pompe que dans les simulations thermiques présentées précédemment, c'est-à-dire une puissance uniformément répartie dans le rayon. Pour une puissance de pompe incidente de 120 W, dans nos conditions typiques de pompage, et en modélisant une fibre de diamètre 1 mm du lot L2, la valeur maximale de l'intensité de contrainte simulée est de 35 MPa, largement inférieure à la limite de fracture. Nous sommes

donc loin de la limite des fibres cristallines en terme de puissance de pompe. Nous n'avons d'ailleurs jamais observé de phénomène de fracture provoqué par les effets thermiques dans les fibres cristallines jusqu'à maintenant.

Plus précisément, ces simulations nous permettent d'estimer la puissance de pompe maximale que peut supporter une fibre cristalline en Nd :YAG dans les conditions actuelles à environ 500 W, comme le montrent les résultats de simulation présentés en figure V.3.2. On remarque sur la vue 3D issue des simulations que les plus fortes contraintes apparaissent effectivement sur les bords de la fibre.



Figure V.3.2 Vue 3D des contraintes simulées par éléments finis dans une fibre Nd : YAG recevant 500 W de puissance de pompe à 808 nm.

On peut par ailleurs constater que la cavité laser que nous avons utilisée pour nos expériences laser en régime continu est toujours stable, d'après les simulations, même pour une fibre soumise à une puissance de pompe de 500 W. Ceci est présenté en figure V.3.3, et constitue un indice rassurant sur la possibilité de monter facilement en puissance.



Figure V.3.3 Simulation de la forme du mode laser ($M^2 = 6$) pour une puissance de pompe de 500 W dans la cavité utilisée expérimentalement.

A propos de la répartition radiale de la puissance de pompe :

Nous avons montré par le calcul, en utilisant Apilux et Mathematica, et observé expérimentalement par camera IR, que le faisceau de pompe est en fait focalisé lors de son injection dans la fibre, puis diverge et devient guidé. Nous ne pouvons simuler cette évolution correctement sous LASCAD, mais il est clair qu'elle augmente l'intensité réelle des contraintes subies par rapport à notre calcul : une puissance de pompe plus concentrée va provoquer des effets thermiques plus violents (en l'absence de saturation de l'absorption).

Expérimentalement, pour éviter que le stress induit au point de focalisation du faisceau de pompe dans la fibre ne soit pour nous une limite, nous pouvons envisager d'ajouter un « homogénéisateur » de faisceau, c'est-à-dire ajouter un barreau non dopé à l'extrémité de la fibre, ce qui laisse le temps à la puissance de pompe de se répartir avant d'entrer dans le milieu à gain (cf Figure V.3.4). Cette astuce a déjà été utilisée avec succès dans des systèmes similaires [Kracht 06].



Un gain très important, peu exploité pour l'instant :

Nous bénéficions de gains très élevés dans les fibres cristallines, grâce la bonne section efficace d'émission du Nd : YAG à 1064 nm et au confinement de la puissance de pompe. La courbe d'évolution du gain simulé en fonction de la puissance de pompe dans une fibre de 1 mm est rappelée en figure V.3.5.



Figure V.3.5 Evolution simulée du gain avec la puissance de pompe dans les fibres cristallines.

Nous souhaitons en particulier utiliser ce gain en régime d'amplification. Les expériences préliminaires faites dans ce régime ont été limitées en puissance de pompe, et nous avons été

gênés par des problèmes de dépolarisation. Un nouvel essai sera réalisé avec un système plus complet, en utilisant un rotateur de polarisation de Faraday pour corriger les effets de la biréfringence induite thermiquement [Koechner 99].

De la nécessité du gainage des fibres cristallines :

Les simulations et les expériences laser nous ont clairement montré la présence d'une compétition entre les effets diffractifs qui affectent particulièrement les gros modes laser et le recouvrement entre la zone de gain et la taille du mode laser, qui est meilleur pour des modes de grand diamètre. Cette compétition nous limite en efficacité et en qualité spatiale, car seul un recouvrement parfait entre la zone de gain et le mode laser peut nous conduire à une émission laser monomode transverse et efficace.

Pour résoudre ce problème, une des principales solutions envisageables est le rajout d'une gaine non dopée autour de la fibre dopée. C'est d'ailleurs ce qui a été réalisé dans un certain nombre de travaux précédents sur des barreaux obtenus par croissance Czochralski ou les céramiques, présentés dans l'état de l'art au chapitre I [Kracht 06][Lo 05]. Avec une telle gaine, on peut imaginer le dispositif présenté en figure V.3.6. La puissance de pompe se répartit dans l'ensemble de l'objet, mais elle n'est absorbée que dans le cœur. La cavité laser est définie de façon à ce que le mode laser fondamental possède un rayon légèrement supérieur à celui du cœur dopé, et largement plus petit que celui de la gaine. On obtient ainsi une émission monomode sans pertes par diffraction, avec une efficacité optimale.



Figure V.3.6. Schéma de principe d'utilisation laser d'une fibre cristalline gainée.

La variation de l'indice de réfraction avec le dopage en ions Néodyme pourrait néanmoins être un problème, en provoquant un effet de guidage par l'indice du mode laser dans le cœur de la fibre. Si on considère une variation d'indice de $0,4 \cdot 10^{-3}$ par % de concentration en Nd³⁺, un cœur dopé à 0,5% ne devrait pas provoquer de guidage du signal laser. Il est de toute façon possible de faire varier légèrement l'indice de réfraction du cœur ou de la gaine, en rajoutant des « impuretés » adaptées et inactives optiquement lors du processus de croissance. Un concept très proche a été validé récemment par Siegman dans une fibre amorphe dopée, dont la gaine guide le faisceau de pompe et dont le cœur a un indice plus faible que celui de la gaine, rendant ainsi impossible le guidage du signal dans le cœur dopé, et permettant de sélectionner le mode laser souhaité uniquement grâce à la cavité laser [Siegman 06].

Le gainage semble une solution idéale à tous les problèmes actuels des systèmes laser à fibres cristallines, mais sa réalisation pratique est loin d'être aisée. Dans la bibliographie, les

structures gainées sont soit des céramiques [Kracht 06] (qui sont plus faciles à mettre en forme de la façon souhaitée que les cristaux massifs), soit des cristaux massifs contactés optiquement sur des cristaux non dopés [Griebner 99]. Les quelques exemples de cristaux massifs obtenus directement avec une structure cœur gaine ont rarement une bonne qualité cristalline [Matsukura 07].

Travaux futurs et espoirs pour les fibres en Nd : YAG :

De nombreuses voies sont actuellement explorées pour réussir à placer une gaine de bonne qualité optique autour de nos fibres cristallines. Ces axes de recherche sont confidentiels et ne seront pas exposés ici. Pour l'instant aucun résultat satisfaisant du point de vue optique n'a été obtenu, mais des travaux sont en cours.

L'adjonction d'une gaine à nos fibres est un important verrou technologique, dont dépendra peut-être l'avenir de la technologie μ -PD dans le monde exigeant des lasers solides. En imaginant une fibre gainée idéale, il serait possible de monter l'efficacité de notre système vers 50 % en régime continu, en dépassant 100 W de puissance laser, et avec une émission monomode en sortie. En régime déclenché, nous devrions obtenir des puissances crêtes de plusieurs MW avec des impulsions de quelques nanosecondes. Si on reprend le schéma récapitulatif des limitations des lasers solides de bonne qualité spatiale présenté dans l'état de l'art de ce manuscrit, on pourrait alors y placer les fibres cristallines dans le domaine des hautes puissances crêtes et des hautes puissances moyennes, un domaine que les autres systèmes peinent à atteindre (cf figure V.3.7).



Figure V.3.7. Place visée par les lasers à fibre cristalline dans le panorama des lasers solides de haute puissance

Avec un système affichant ces performances, il serait possible de viser un spectre d'applications très large, depuis la découpe de matériaux jusqu'à l'obtention d'harmoniques élevés dans l'UV avec de bonnes puissances moyennes.

V.4. Potentiel avec d'autres dopants, d'autres matrices

Le Nd :YAG n'est pas le seul matériau qui soit intéressant en format fibré. L'Ytterbium est une autre terre rare qui peut être utilisée comme dopant dans les milieux laser. Les cristaux dopés à l'Yb présentent en général des sections efficaces d'émission plus faibles que les cristaux dopés Nd, et les systèmes laser à l'Yb sont des quasi-trois niveaux, ce qui peut poser certains problèmes à cause de la réabsorption à la longueur d'onde laser. Néanmoins, ces cristaux présentent plusieurs avantages. Les transitions utilisées présentent un défaut quantique très faible (généralement inférieur à 10 % !), ce qui permet de gagner en efficacité et de diminuer les problèmes thermiques. De plus, les lasers à base de cristaux dopés Yb présentent des spectres d'émission large qui permettent une bonne accordabilité et l'obtention d'impulsions en régime femtoseconde.

Au niveau de la croissance cristalline, obtenir des fibres dopées à l'Yb n'est pas plus compliqué que pour les fibres dopées Nd. Le rayon ionique de l'ion Yb, plus petit que celui du Nd, est même plus favorable à son insertion dans les matrices cristallines.

Nous avons commencé à travailler sur l'Yb :YAG, car la matrice de YAG est déjà bien maîtrisée par Fibercryst. Ces fibres, actuellement en cours de test, sont pompées à 940 nm, et l'effet laser attendu est autour de 1 μ m. Ce matériau a déjà fait l'objet de plusieurs publications en format « long et fin » [Honea 00], et nous pouvons apporter une plus grande facilité de croissance cristalline par la méthode du micro-pulling-down.

Un autre cristal en cours de développement est l'Yb :YSO, qui présente un spectre d'émission particulièrement large. Ces fibres, en cours d'optimisation, devraient nous permettre de réaliser des oscillateurs femtoseconde à base de fibre monocristalline, ou des amplificateurs de puissance pour des oscillateurs femtoseconde.

L'étude des lasers à fibres monocristallines ne s'arrête pas avec cette thèse, elle continuera dans le cadre du doctorat de Damien Sangla (Institut d'Optique) et Nicolas Aubry (Fibercryst), et fait partie des axes majeurs de la recherche effectuée au sein de l'entreprise Fibercryst.

Conclusion générale

et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse s'est inscrite dans le cadre global de la montée en puissance des systèmes laser solides. Nous avons travaillé plus particulièrement sur des lasers solides à base de cristaux pompés longitudinalement par diode laser fibrée de haute puissance (jusqu'à 120 W de puissance continue).

Les cristaux étudiés sont dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} et ils ont été utilisés pour obtenir des émissions laser autour de 1 µm. Dans le but général de faire progresser les lasers vers des puissances plus élevées, nous nous étions fixé deux objectifs :

- Etudier les effets thermiques dans les cristaux laser massifs pompés par diode, pour faciliter la réalisation de cavités laser à haute puissance.
- Etudier un nouveau milieu laser destiné aux applications de forte puissance et ayant le potentiel de repousser les limites des systèmes existants à l'heure actuelle.

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons exploré l'état de l'art des lasers de puissance. Cette étude a mis en évidence les limitations thermiques des systèmes à base de cristaux massifs ainsi que le manque de systèmes capables de fournir à la fois de fortes puissances crêtes (> 1 MW) et de fortes puissances moyennes (> 100 W), tout en gardant une architecture laser simple.

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous avons donc étudié les effets thermiques dans les cristaux laser pompés longitudinalement par diode laser. En présence du pompage optique, plusieurs mécanismes génèrent de la chaleur dans le cristal laser, affectant ainsi ses propriétés thermo-optiques. En nous appuyant sur l'analyse de ces effets, nous avons présenté une modélisation analytique de la répartition de température et de la lentille thermique dans un cristal isotrope. Ces modèles permettent de relier les données physiques mesurables (comme la température dans le cristal ou la déformation de la phase d'un faisceau passant dans le cristal) à des paramètres physiques importants des cristaux laser (comme leur conductivité thermique ou leur coefficient thermo-optique).

Nous avons utilisé ce modèle analytique conjointement avec un banc de cartographie thermique pour mettre au point une mesure de la conductivité thermique par une méthode originale. L'idée générale est de réaliser la cartographie thermique des cristaux en situation de pompage et d'émission laser. Dans ces conditions, on peut ajuster le modèle théorique à l'expérience avec la conductivité thermique comme seul paramètre. Cette méthode se démarque de la méthode classique de mesure de conductivité thermique et permet d'éviter certains écueils limitant cette méthode quand elle est appliquée aux cristaux laser. Elle permet de plus de mesurer la conductivité thermique effective en situation de pompage et d'émission laser. La méthode a été validée sur un cristal de Nd :YAG, aux paramètres physiques bien connus. L'ajustement des profils de température simulés par éléments finis (FEA analysis) et calculés analytiquement par rapport aux profils mesurés expérimentalement nous permet d'obtenir une valeur de conductivité thermique d'environ 10,5 W/(mK) en situation de pompage, en bon accord avec la bibliographie. Nous avons également étudié la variation de la conductivité thermique avec la température maximale dans le cristal pompé, ce qui se démarque des études précédentes qui ne mesuraient que la variation de conductivité thermique dans un cristal chauffé uniformément. Nous avons ensuite utilisé notre banc pour lever une incertitude sur les valeurs de conductivité de deux cristaux de vanadates : Nd : YVO4 et Nd :GdVO₄. Nos mesures montrent un avantage du cristal de Nd :GdVO₄, avec une conductivité thermique supérieure de 20% sur l'axe c par rapport au Nd :YVO₄.

Connaître la conductivité thermique d'un cristal laser ne suffit pas à calculer la lentille thermique qui y apparaît lors du pompage. Une modélisation complète de la lentille thermique d'un cristal laser demande de connaître son coefficient thermo-optique. Pour déterminer ces deux grandeurs physiques simultanément, nous avons développé un banc de caractérisation thermique complet des cristaux en situation de pompage et d'émission laser, incluant le banc de cartographie thermique utilisé précédemment et un banc de mesure de lentille thermique basé sur l'analyse du front d'onde d'un faisceau sonde passant au travers du cristal. Ce banc nous permet, en accord avec notre modèle analytique, de modéliser la lentille thermique d'un cristal uniquement à partir de données expérimentales, sans avoir besoin de faire appel à des valeurs tabulées. Ceci est doublement intéressant car les données physiques accessibles dans la bibliographie sont parfois incertaines et qu'elles prennent rarement en compte la variations des paramètres avec les conditions réelles d'utilisation en cavité laser (température inhomogène, contraintes mécaniques, etc.). Nous avons validé ce banc en nous appuyant sur des mesures et des simulations par FEA sur un cristal de Nd :YAG. En utilisant notre modèle analytique, nous déduisons de ces mesures une valeur du coefficient thermo-optique du Nd :YAG de 17,0 10⁻⁶K⁻¹, différant de moins de 3% par rapport à celle calculée à partir des données bibliographiques. Nous avons également pu montrer l'influence des effets thermiques parasites sur la lentille thermique en l'absence d'effet laser.

Parmi les nombreux milieux prometteurs pour réaliser des lasers de puissance, nous avons choisi d'étudier avec notre banc des cristaux de fluorures dopés Yb, l'Yb :CaF₂ et l'Yb :SrF₂. Même si ces matrices cristallines sont bien connues, l'influence d'un fort taux de dopage sur les propriétés thermo-optique de ces matériaux n'a jamais été étudiée en détail. Les lentilles thermiques mesurées sont divergentes, en accord avec la variation de l'indice avec la température, fortement négative dans ces matériaux. Les coefficients thermo-optiques mesurés sont χ (Yb :CaF₂) = -14,8 .10⁻⁶ K⁻¹ et χ (Yb :SrF₂) = -19,0.10⁻⁶ K⁻¹. Ils sont supérieurs de 15% à 20% à ceux calculés à partir des données bibliographiques, montrant que l'utilisation de données tabulées mènerait à une sous-évaluation importante de la lentille thermique dans ces cristaux. Nous avons par ailleurs montré que le rendement quantique de fluorescence de ces matériaux était très proche 1, ce qui se traduit par une très faible charge thermique en l'absence d'effet laser.

En conclusion, nous avons développé un outil de caractérisation unique et complet, qui permet de déterminer la lentille thermique d'un cristal à partir de paramètres thermomécaniques et thermo-optiques venant uniquement de l'expérience. Ce banc sera utilisé à l'avenir pour tester de nouveaux cristaux et pour aider à la conception de cavités pour des lasers de fortes puissances.

Les perspectives des études thermiques réalisées concernent l'amélioration du banc et son utilisation. Pour aller plus loin dans l'analyse des différentes composantes de la lentille thermique (dilatation, contraintes, variation de l'indice avec la température), il serait possible de faire une mesure de bombement des faces du cristal pompé, en utilisant un faisceau sonde en réflexion sur la face déformée et en mesurant son front d'onde. Le banc de caractérisation sera certainement utilisé à l'avenir pour tester les paramètres thermiques de nouveaux cristaux laser, en particulier dans le cadre de nos travaux avec le LCAES de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris.

La troisième partie de ce mémoire a porté sur la réalisation de lasers à base de fibres monocristallines. Le concept de nos lasers à fibres monocristallines est de guider le faisceau de pompe, alors que le mode laser passe en propagation libre dans la fibre et n'est imposé que par la cavité. Cela permet de répartir la charge thermique comme dans un laser à fibre, tout en profitant des avantages d'un milieu à gain cristallin. Nous avons présenté l'état de l'art des

techniques de croissance et des résultats laser obtenus par des barreaux cristallins de grande longueur (plusieurs cm) et de petit diamètre (de l'ordre du mm). Nous avons en particulier présenté le micro-puling-down, la technique de croissance utilisée par la société Fibercryst pour produire les fibres monocristallines de Nd : YAG utilisées pour ces travaux. Les caractérisations menées sur les fibres cristallines réalisées par micro-pulling-down nous ont permis de vérifier la bonne qualité des échantillons. Nous avons en particulier atteint des transmissions de 99 % et mesuré une déformation de front d'onde inférieure à $\lambda/10$, au travers de fibres de 5 cm de long. Des simulations nous ont permis de calculer le gain et les pertes par diffraction provoquées par le petit diamètre des fibres cristallines. Nous avons mis en évidence une limitation en puissance et en qualité de faisceau due à l'absence d'une gaine autour du milieu à gain. Ces simulations nous ont aidés à concevoir une cavité laser optimale pour le régime continu. En régime continu, nous avons obtenu une puissance laser de 20 W à 1064 nm pour une puissance de pompe de 110 W à 808 nm. Ces résultats sont les plus hautes puissances obtenues à notre connaissance dans des fibres monocristallines issues d'un procédé de croissance directe. En régime déclenché, nous avons obtenu des impulsions de durée 12 ns et de puissance crête 375 kW pour une puissance de pompe de 60W. Des expériences préliminaires en régime d'amplification ont également été menées. Les performances actuelles des lasers à fibres monocristallines sont limitées par le mauvais recouvrement entre le faisceau de pompe guidé et le signal laser en propagation libre. Les résultats obtenus montrent néanmoins le fort potentiel des lasers à fibres monocristallines pour atteindre, en régime déclenché, des puissances moyennes supérieures à celles des lasers à cristaux massifs et des puissances crêtes supérieures à celles des lasers à fibre.

Concernant l'avenir des lasers à fibres monocristallines, le principal verrou technologique auquel nous sommes confrontés actuellement est l'absence de structure « cœur dopé / gaine non dopée » dans nos fibres cristallines. Une telle structure permettrait de consacrer tout le gain amassé dans le cœur dopé au mode laser TEM_{00} de la cavité, sans être gêné par les pertes par diffraction aux extrémités des fibres. On améliorerait ainsi en même temps la qualité de faisceau et le rendement de nos systèmes laser. D'importants efforts technologiques sont en cours pour la réalisation d'une telle structure gainée.

Nous testons actuellement les premières fibres en Yb:YAG issues de la technologie de croissance par micro-pulling-down. Nous pensons que le concept des lasers à fibres cristallines est d'un intérêt particulier pour les systèmes laser quasi-3-niveaux, car le guidage de la pompe permet de conserver une intensité de pompe supérieure au seuil de transparence sur une grande longueur de fibre.

Le banc de caractérisation thermique sera utilisé à l'avenir par Justine Boudeile, dans le cadre de sa thèse sur l'étude de nouveaux cristaux dopés Yb destinés au régime femtoseconde. La suite des travaux sur les fibres cristallines sera menée dans le cadre de la thèse de Damien Sangla, et se concentrera sur les fibres dopées Yb et les structures gainées. Nous invitons donc le lecteur curieux de l'avancée de ces travaux à prendre patience jusqu'à ce qu'ils finissent, à leur tour, leurs manuscrits de thèse !

Annexe 1

Calcul de l'absorption dans les cristaux laser

Nous avons regroupé dans cette annexe le calcul de l'absorption de la puissance de pompe par les cristaux laser. Nous tenterons ici de faire le calcul dans le cas général, pour que les formules soient facilement réutilisables par les lecteurs.

Après avoir introduit les notations utilisées, nous présenterons le cas le plus simple, celui d'un coefficient d'absorption constant dans le matériau. Nous présenterons ensuite les problèmes de réabsorption à la longueur d'onde laser et de saturation de l'absorption. La prise en compte de ces deux mécanismes est essentielle, en particulier dans le cas des matériaux dopés Yb. Ces calculs nous amèneront à deux expressions générales de l'absorption, une destinée au cas où la réabsorption est nulle, l'autre au cas où cet effet n'est pas négligeable.

1. Notations utilisées

Pour les calculs, nous utiliserons les symboles indiqués ci-dessous :

 I_1 : Intensité laser intracavité en nombre de photon/m²/s I_p : Intensité de pompe en nombre de photons/m²/s P_p : Puissance de pompe (W) λ_1 : Longueur d'onde laser (m) λ_{p} : Longueur d'onde de pompe (m) $\sigma_{el} = \sigma_{em}(\lambda_l)$: Section efficace d'émission à la longueur d'onde laser (m²) $\sigma_{ep} = \sigma_{em} (\lambda_p)$: Section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe (m²) $\sigma_{al} = \sigma_{abs}(\lambda_l)$: Section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser (m²) $\sigma_{ap} = \sigma_{abs}(\lambda_p)$: Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe (m²) τ : temps de vie du niveau du haut de la transition laser (s) Nt : Densité volumique totale d'ions dopants (m^{-3}) N_0 : Densité volumique d'ions dans le multiplet fondamental (m⁻³) N_{hp} : Densité volumique d'ions dans le niveau haut de la transition de pompe (m⁻³) N_{hl} : Densité volumique d'ions dans le niveau du haut de la transition laser (m⁻³) N_{bl} : Densité volumique d'ions dans le niveau du bas de la transition laser (m⁻³) k : Constante de Boltzmann (J.K⁻¹) h : Constante de Planck (J.s)

Les niveaux d'énergie considérés sont résumés sur la figure 1.1.



Figure 1.1 Schéma présentant les notations utilisées pour les niveaux d'énergie.

Remarques :

Cas d'un laser 4 niveaux :

Dans le cas d'un laser 4 niveaux, on pourra considérer $N_{hp} = N_{bl} = 0$ à l'état stationnaire, ces niveaux se dépeuplant très rapidement.

Cas d'un laser quasi-trois niveaux (basé sur les ions Yb) :

Dans le cas d'un laser quasi-trois niveaux, le sous-niveau bas de la transition laser fait partie du multiplet fondamental dont la population totale est nommée N_0 . Les sous-niveaux du haut de la transition de pompe et de la transition laser font partie d'un seul et même niveau, dont la population sera nommée N_{hl} pour rapprocher les expressions obtenues du cas des lasers à 4 niveaux.

2. Le cas de figure le plus simple

Si on considère qu'aucun phénomène ne vient modifier l'absorption du matériau à la longueur d'onde de pompe, et qu'il n'y a pas de réabsorption ($\sigma_{al} = 0$), le coefficient d'absorption est une constante dans le matériau. On peut alors écrire, grâce à la loi de Beer Lambert:

$$\frac{dI_p}{dz}(z) = -\alpha I_p(z) = -\sigma_{ap} N t I_p(z)$$
(1)

Où α est le coefficient d'absorption en m⁻¹. On en déduit une évolution exponentielle de la puissance de pompe dans le cristal laser le long de son axe de propagation z :

$$P_p(z) = P_p(0).e^{-\alpha z}$$
⁽²⁾

Ceci constitue le cas de figure idéal, que l'on atteint par exemple quand l'absorption est désaturée par la présence d'un effet laser efficace.

3. Influence de la réabsorption

Dans un système trois niveaux ou quasi-trois niveaux, le niveau du bas de la transition laser est peuplé (soit parce qu'il s'agit du niveau fondamental, soit car parce qu'il en est très proche et qu'il se peuple thermiquement). Ce qui implique que les photons émis à la longueur d'onde laser peuvent être absorbés, excitant ainsi des atomes dans le niveau du bas de la transition laser jusque dans le niveau du haut. Ceci est schématisé sur la figure 2.1 dans le cas d'un laser quasi-trois niveaux (cas d'un cristal laser dopé Yb, par exemple).



Figure 2.1 Principe de la réabsorption, cas de l'émission laser quasi-trois niveau dans un cristal dopé Yb..

Réaliser l'inversion de population est donc plus difficile que dans le cas d'un laser à 4 niveaux, car avant d'avoir du gain à la longueur d'onde laser, il faut déjà dépasser un seuil de transparence, c'est-à-dire apporter un pompage suffisant pour peupler le niveau du haut plus fortement que ne l'est le niveau du bas de la transition laser.

Dans la spectroscopie du cristal, ceci se traduit par l'existence d'une section efficace d'absorption non nulle à la longueur d'onde laser. Il est alors utile de définir ce qu'on appelle l'intensité de transparence I_T .

L'équation de population du niveau fondamental s'écrit : $\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_{hl}}{\tau} + \sigma_{el} I_l N_{hl} + \sigma_{ep} I_p N_{hl} - \sigma_{al} I_l N_0 - \sigma_{ap} I_p N_0$ (3)

On en déduit la proportion β de population totale dans le niveau excité de la transition laser :

$$\beta = \frac{N_{hl}}{Nt} = \frac{\sigma_{ap}I_p + \sigma_{al}I_l}{(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})I_p + (\sigma_{el} + \sigma_{al})I_l + 1/\tau}$$
(4)

Le gain linéique g, définit par la relation $\frac{dI}{dz} = g.I$, peut alors s'écrire :

$$g = \sigma_{el} N_{hl} - \sigma_{al} N_0 = \left[\beta \sigma_{el} - (1 - \beta) \sigma_{al}\right] Nt$$
(5)

Ceci car Nt = $N_{hl}+N_0$

On peut donc définir une section efficace de gain σ_g , telle que :

$$g = \sigma_g . Nt \tag{6}$$

En posant :

$$\sigma_{g} = \beta \sigma_{el} - (1 - \beta) \sigma_{al} \tag{7}$$

 σ_g est positive pour un milieu ayant du gain à λ_l , elle est négative si le milieu est absorbant. Ceci nous permet de définir l'intensité de pompe pour laquelle le milieu devient transparent, ce qui correspond à chercher I_p tel que $\sigma_g = 0$, en considérant I_l = 0. On trouve :

$$I_{T}(\lambda_{p},\lambda_{l}) = \frac{\sigma_{al}}{(\sigma_{ap} \times \sigma_{el} - \sigma_{al} \sigma_{ep})\tau}$$
(8)

Les conséquences de la réabsorption sont multiples :

- Le seuil est plus élevé que dans les systèmes laser à 4 niveaux, puisqu'il est nécessaire de dépasser le seuil de transparence avant de pouvoir espérer du gain à la longueur d'onde laser.
- Le comportement laser dépend de la température dans un système à quasi trois niveaux, où le peuplement du niveau du bas de la transition laser se fait par l'agitation thermique.
- La longueur d'onde laser dépend des pertes de la cavité, ce qui se traduit par une diminution de la longueur d'onde laser quand la transmission du miroir de sortie augmente.
- L'absorption optimale du cristal est inférieure à 100% : En effet, dans un laser à 4 niveaux, on a tout intérêt à maximiser l'absorption. Dans un système présentant de la réabsorption, il est profitable de passer le seuil de transparence sur toute la longueur du cristal, ce qui implique qu'il faut conserver une intensité de pompe supérieure à l'intensité de transparence jusqu'à la sortie du cristal. Si l'absorption est trop forte, la fin du cristal est éclairée par une intensité de pompe inférieure à l'intensité de transparence, et le cristal devient absorbant à la longueur d'onde laser.

4. La saturation de l'absorption

Dans certains cas, le dépeuplement du niveau fondamental par le pompage optique devient non négligeable. Pour le voir de façon simple, si la majorité des ions actifs passent dans l'état excité, les photons de pompe incidents dans le cristal ont moins de chance de rencontrer un ion à l'état fondamental qui puisse les absorber.

Si on écrit de façon rigoureuse l'expression de l'évolution de l'intensité de pompe selon z, on obtient la relation suivante :

$$\frac{dI_p}{dz} = -(\sigma_{ap}.N_{bl} - \sigma_{ep}.N_{hl}).I_p$$
(9)

Sans effet laser :

En absence d'effet laser, on peut alors réécrire la relation (9) de la façon suivante :

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{-\alpha_{NS} \cdot I_p}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}}}$$
(10)

Où α_{NS} est le coefficient d'absorption non saturée (pour une intensité de pompe très faible), et I_{psat} l'intensité de pompe de saturation définie en unité photonique par :

$$I_{p_{sat}} = \frac{1}{(\sigma_{ap} + \sigma_{ep}).\tau}$$
(11)

Pour un système laser à 3 niveaux ou quasi-trois niveaux :

En repartant de la relation (9), et sachant que σ_{al} est non nulle, on peut alors écrire l'évolution de Ip selon z d'après la formule suivante :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\alpha_{NS} + \alpha_{NS}^l \cdot \frac{I_l}{I_T}}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}} + \frac{I_l}{I_{l_{sat}}}} I_p$$
(12)

Avec α_{NS}^{l} le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde laser et I_{lsat} défini par :

$$I_{l_{sat}} = \frac{1}{(\sigma_{al} + \sigma_{el}).\tau}$$
(13)

On constate que l'effet laser rajoute un débit qui dépeuple le niveau du haut de la transition de pompe. La présence de l'effet laser « désature » donc l'absorption.

Pour un système laser à 4 niveaux :

En l'absence de reabsorption, comme c'est le cas dans un système laser à quatre niveaux, on peut écrire :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\alpha_{NS}\left(1 + \frac{I_l}{I_{l_{sat}}}\right)}{1 + \frac{I_p}{I_{p_{sat}}} + \frac{I}{I_{l_{sat}}}} I_p$$
(14)

Où I_{lsat} est l'intensité laser de saturation, définie par (13), dans le cas où $\sigma_{al} = 0$:

$$I_{l_{sat}} = \frac{1}{\sigma_{el}.\tau}$$

On remarque que pour une intensité las er I_1 très élevée, la relation (10) se simplifie et on retrouve le cas évoqué dans le paragraphe 2 :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_{ap}.Nt.I_p \tag{15}$$

Physiquement, cela traduit le fait que la population du niveau fondamental n'est pas affectée notablement par le pompage, c'est-à-dire que N_{hl} est totalement négligeable devant N_0 . On retrouve alors une loi d'absorption exponentielle selon z.

Remarques sur les résultats obtenus :

Il est important de noter que dans ces formules I_l est l'intensité laser intracavité totale (en tenant compte des deux sens de propagation), et non l'intensité laser en sortie du laser. Dans un système où la réabsorption à la longueur d'onde laser est négligeable ($\sigma_{al} \sim 0$), on remarque que dans le cas d'une puissance laser intracavité élevée, on peut espérer retrouver une absorption constante et maximale dans le matériau (cf. formule (14))

L'effet de saturation de l'absorption est plus sensible dans le cas des matériaux Yb que dans le cas des cristaux dopés Nd, mais il est présent dans les deux cas. Le calcul complet de l'absorption, en tenant compte de l'évolution du profil de pompe le long de l'axe de propagation, n'est alors pas trivial et devra être réalisé numériquement. Expérimentalement, il est facile de mesurer le coefficient d'absorption non saturé avec un faisceau de pompe de faible puissance et de diamètre élevé. Nous pouvons également mesurer l'absorption globale du cristal en régime saturé. Ces deux valeurs nous permettent de vérifier les calculs théoriques.

A propos du calcul numérique de la saturation de l'absorption... :

Ce calcul demande de découper le cristal en un grand nombre de tranche d'épaisseur infime. On calcule l'absorption dans la première tranche par la formule (12) ou (14). On en déduit la puissance de pompe qui parvient à la tranche suivante, et on tient compte de l'évolution du profil de pompe selon l'axe z. On peut alors calculer l'absorption dans la tranche suivante, et ainsi de suite... Ces calculs ont été réalisés sous Mathematica.

5. Conclusion

Les formules (12) et (14) représentent la conclusion de ces calculs. Elles sont rappelées cidessous :



Annexe 2

Calcul du rendement d'extraction laser

Le rendement d'extraction laser η_1 représente la fraction d'ions dans l'état excité qui se désexcitent en émettant un photon laser. Dans cette annexe, nous nous basons sur l'expression des différents débits vidant le niveau haut de la transition laser pour l'exprimer analytiquement.

Le calcul se divise en deux cas :

- Le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser est négligeable (σ_{al} ~0).

- Le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser est non nulle.

Les notations utilisées sont identiques à celles présentées dans l'Annexe 1.

1. Expressions des débits vidant le niveau du haut de la transition laser

Pour pouvoir calculer η_1 , nous allons reprendre et étendre le calcul présenté dans [Chénais 02]. Nous raisonnerons à partir des 3 débits qui vident le niveau excité. Ces débits, en nombre d'ions par m³, sont les suivants :

$$Q_{stim} = \sigma_{em}(\lambda_l) \cdot N_{hl} \cdot I_l - \sigma_{abs}(\lambda_l) \cdot N_{bl} \cdot I_l$$

$$Q_{spont} = \frac{N_{hl}}{\tau}$$

$$Q_{nr} = \frac{N_{hl}}{\tau_{nr}}$$
(1)

 Q_{stim} représente le débit par émission stimulée. Q_{spont} représente le débit de fluorescence. Q_{nr} représente l'ensemble des débit non radiatifs, associé à un temps caractéristique τ_{nr} qui est défini comme l'inverse de la probabilité de désexcitation non radiative.

On en déduit les expressions suivantes pour η_l et η_r :

$$\eta_{l} = \frac{Q_{stim}}{Q_{stim} + Q_{spont} + Q_{nr}}$$
(2)

$$\eta_r = \frac{Q_{spont}}{Q_{spont} + Q_{nr}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau}$$
(3)

2. Calcul de η_l dans le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser est nulle.

Si on néglige la réabsorption à la longueur d'onde laser ($\sigma_{em}(\lambda_l).N_{hl} >> \sigma_{abs}(\lambda_l).N_{bl}$), ces expressions nous permettent d'exprimer τ_{nr} et η_l en fonction de données accessibles physiquement :

$$\tau_{nr} = \frac{\eta_r . \tau}{1 - \eta_r} \tag{4}$$

$$\eta_{l} = \frac{\sigma_{el} I_{l}}{\sigma_{el} I_{l} + \frac{1}{\eta_{r} \tau}}$$
(5)

On remarque que pour une intensité laser très élevée, η_1 tend vers l'unité. Ceci est vrai même pour un cristal dont le rendement quantique de fluorescence est très mauvais. Nous verrons l'utilité de ces remarques, en particulier pour notre méthode de mesure de la conductivité thermique.

Application numérique pour un cristal de Nd : YAG :

Considérons un cristal de Nd : YAG dopé 1% at., avec les caractéristiques suivantes : $\sigma_{el} = 2,8 \ 10^{-19} \ cm^2$; $\eta_r = 0,8$; $\tau = 230 \ \mu s.$

Pour une puissance laser intracavité de 100 W répartis dans un mode laser gaussien de rayon $w_1 = 200 \ \mu m$, correspondant à une intensité $I_l = 8,5 \ 10^{27} \ photons/m^2/s$, on obtient $\eta_l = 0.991$.

3. Calcul de η_l dans le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser n'est pas négligeable.

Dans le cas ou la réabsorption à la longueur d'onde laser ne peut être négligée, on peut écrire, à partir de la formule (1) et des résultats de l'annexe 1 :

$$Q_{spont} = \frac{1}{\tau} \cdot \beta \cdot Nt = \frac{\sigma_{ap} \cdot I_p + \sigma_{al} \cdot I_l}{1 + \frac{I_l}{I_{lsat}} + \frac{I_p}{I_{psat}}} \cdot Nt$$
(6)

$$Q_{nr} = \frac{1 - \eta_r}{\eta_r \cdot \tau} \cdot \beta \cdot Nt = \frac{\sigma_{ap} \cdot I_p + \sigma_{al} \cdot I_l}{1 + \frac{I_l}{I_{lsat}} + \frac{I_p}{I_{psat}}} \cdot \left(\frac{1}{\eta_r} - 1\right) \cdot Nt$$

$$Q_{stim} = \sigma_{el} \cdot I_l \cdot \beta \cdot Nt - \sigma_{al} \cdot I_l \cdot (1 - \beta) \cdot Nt = \frac{Nt \cdot \sigma_{al} \cdot I_l}{1 + \frac{I_l}{I_{lsat}} + \frac{I_p}{I_{psat}}} \cdot \left[\frac{I_p}{I_T} - 1\right]$$

La formule (2) peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$\eta_{l} = \frac{\sigma_{al}.I_{l}.\left[\frac{I_{p}}{I_{T}}-1\right]}{\sigma_{al}.I_{l}.\left[\frac{I_{p}}{I_{T}}-1\right] + \frac{(\sigma_{ap}.I_{p}+\sigma_{al}.I_{l})}{\eta_{r}}}$$
(7)

En présence d'une intensité laser I1 très importante, l'expression précédente devient :

$$\eta_{l} = \frac{\left[\frac{I_{p}}{I_{T}} - 1\right]}{\left[\frac{I_{p}}{I_{T}} - 1\right] + \frac{1}{\eta_{r}}}$$

$$(8)$$

Pour $I_p >> I_T$, c'est-à-dire loin du seuil de transparence, on observe que η_1 tend vers 1, comme dans le cas d'un système à 4 niveaux.

Note : A notre connaissance, le calcul de l'extraction laser dans le cas où la réabsorption à la longueur d'onde laser n'est pas négligeable est présenté ici pour la première fois.

4. Conclusions

Les formules (5) et (7) représentent la conclusion de ces calculs. Elles sont rappelées cidessous :


Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse

Publications dans des revues scientifiques à comités de lecture :

"Fiber single-cristal growth from the melt for optical applications", K. Lebbou, D. Perrodin, J. Didierjean, O. Tillement, V. I. Chani, A. Brenier, O. Aloui, J.M. Fourmigue, F. Balembois, P. Georges.

Journal of American Ceramic Society, Vol.89, Issue 1, p75-80, 2006.

"High power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micropulling down technique", J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigue, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement,

Optics Lettres, Vol.31, p3468-3470, 2006.

"47 fs diode-pumped Yb:CaGdAlO₄ laser", Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. Lucas- Leclin, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, Optics Letters Vol. 31 (1), p119, 2006.

"Long (111) Y3Al5O12 :Nd³⁺ single crystals fibers grown by modified micro-pulling down technology for optical characterisation and laser generation", K. Lebbou, A.Brenier, O. Tillement, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigue. Optical Materials, Vol. 30, Issue 1, p82-84, 2007.

"Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd:doped crystals", J. Didierjean, E. Herault, F. Balembois, P. Georges. Accepté par Optics Express (2008).

Congrés internationaux avec publication des actes :

"High resolution absolute temperature mapping in laser crystals in diode end-pumped configuration", J. Didierjean, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, <u>P. Georges</u>. Photonics West 2005, Poster 5707-49.

"Comparative study of Nd:GdVO4 and Nd:YVO4, and test of a composite Nd:YVO4/YVO4 rod using a new method of bonding", <u>J. Didierjean</u>, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, B. Viana.

Advanced Solid-State Photonics 2006 proceedings, poster WB18.

"Quest of athermal solid state laser: case of Yb:CaGdAlO₄", J. Petit, <u>J. Didierjean</u>, P. Goldner, F. Druon, B. Viana, F. Balembois, P. Georges. Advanced Solid-State Photonics 2006 proceedings, paper WD1.

"Quest of athermal solid state laser: Case of Yb:CaGdAlO₄", J. Petit, B. Viana, P. Goldner, J. Didierjean, F. Druon, F. Balembois, <u>P. Georges</u>. Photonics Europe 2006, Proceedings of SPIE Vol. 6190 Solid State Lasers and Amplifiers II, conference orale. "47 fs in diode-pumped Yb³⁺:CaGdAlO₄", <u>Y. Zaouter</u>, J. Didierjean, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, B. Viana, P. Goldner.

Photonics Europe 2006, Proceedings of SPIE Vol. 6190 Solid State Lasers and Amplifiers II, conference invitee.

"Diode-pumped Yb:CaGdAlO4 femtosecond laser", Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. Lucas Leclin, F. Druon, <u>P. Georges</u>, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana. Advanced Solid-State Photonics 2006 proceeding, paper WC4.

"Temperature measurements on Nd-doped vanadate crystals: bulk crystals (Nd:GdVO₄ and Nd:YVO₄) and composite rods", J. Didierjean, F. Balembois, F. Druon, <u>P. Georges</u>, J. Petit, P. Goldner, B. Viana. Photonics Europe 2006, Poster 6190-34.

"Continuous wave and Q-switched operation in Nd :YAG single-crystal fiber grown by micro-pulling down technique", J. Didierjean, D. Perrodin, M. Castaing, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, <u>P. Georges</u>, J.M. Fourmigue, O. Tillement. Advanced Solid-State Photonics 2007, paper WC4.

"High power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by micro-pulling-down technique", <u>D. Sangla</u>, J. Didierjean, N. Aubry, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, J.M. Fourmigue, O. Tillement. Photonic West 2008, Oral presentation 6871-30.

Congrés internationaux sans publication des actes :

"Continuous wave and Q-switch laser operation in Nd:YAG single-crystal fiber grown by micro-pulling-down technique", J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J. M. Fourmigue, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement. European Optical Society Meeting 2006, Oral presentation, TOM6 p87.

"High power laser with Nd:YAG single crystal-fiber grown by micro -pulling-down technique", J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigue, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement. Europhoton 2006, Oral presentation ThD2.

"High power laser based on Nd:YAG single-crystal fiber grown by micro-pulling-down technique", Julien Didierjean, Marc Castaing, François Balembois, Patrick Georges, Didier Perrodin, Jean Marie Fourmigue, Kherredine Lebbou, Alain Brenier, Olivier Tillement. Conference on Laser and Electro-Optic 2007 (CLEO Europe), Oral presentation CA10-1 THU.

Congrés nationaux :

"Temperature measurements on Nd doped vanadate crystals: bulk crystals (Nd:GdVO4 and Nd:YVO4,) and composite rods using a new method of bonding.", <u>J. Didierjean</u>, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO 2005), Poster.

"Vers des lasers de puissance à fibres monocristallines", D. Pérrodin, <u>J.M. Fourmigué</u>, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges. Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO 2005), conférence orale.

"CaGdAlO₄ :Yb³⁺, matériau laser pour la puissance et la génération d¹impulsions courtes", J. Petit, P. Goldner, B. Viana Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Druon, F. Balembois, P. Georges. Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO 2005), conférence orale.

Brevets déposés :

Dispositif à guide optique, destiné à produire un signal optique par pompage optique". Déposé par Fibercryst et le CNRS. N° de dépôt 0550900.

Bibliographie

A

[Abhvani 83] A.S. Abhvani, C.A. Bates, B. Salce : "The effects of uniaxial stress on the thermal conductivity of $Cr^{2+}:Al_2O_3$ ", Journal of Physics C : Solid-State-Physics, Vol. 16 (34), pp.6565-6572 (1983).

[Akiyama 02] Y. Akiyama, H. Takada, H. Yuasa, N. Nishida : "Efficient 10 kW diode-pumped Nd :YAG rod laser", OSA TOPS, Vol. 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 526-528 (2002).

B

[Balembois 97] F. Balembois, F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, P. Georges, A. Brun : "Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-switched Cr-LiSAF Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33 (2), pp. 269-278 (1997).

[Barnes 02] N. Barnes, B. Walsh : "Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and tm:YAG", OSA TOPS, Vol. 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 284-287 (2002).

[Beach 01] R.J. Beach, S.C. Mitchell, H.E. Meissner, O.R. Meissner, W.F. Krupke, J.M. McMahon, W.J. Bennet : "Continuous-wave and passively Q-switched cladding pumped planar waveguide lasers", Optics Letters, Vol. 26 (12), pp.881-883 (2001).

[Bisson 00] J.F. Bisson, D. Fournier, M. Poulain, O. Lavigne and R. Mévrel, "Thermal conductivity of Yttria-Zirconia single crystals determined with spatially resolved infrared thermography", J. Am. Ceram. Soc., Vol. 83 (8), pp. 1993-1998 (2000)

[Blows 98] J.L. Blows, T. Omatsu, J. Dawes, H. Pask, M. Tateda, "Heat generation in Nd:YVO₄ with and without laser action", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10 (12) pp. 1727-1729 (1998).

[Boquillon 94] J.P. Boquillon, O. Musset, "Flashlamp-pumped Ti :Sapphire laser : Influence of the rod figure of merit and Ti3+ concentration", Applied Physics B, 59, pp. 357-360 (1994).

[Brauch 95] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, Chr. Stewen, A. Voss : "Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 10 53 nm", Optics Letters, Vol. 20 (7), pp. 713-715 (1995).

 $[Brooks 06] C.D. Brooks, F.D. Teodoro : "Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 \,\mu m$ core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier", Applied Physics Letters, Vol. 89, pp. 111119-111121 (2006).

[Brown 97] D.C. Brown : "Ultrahigh-average power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33 (5), pp. 861-873 (1997).

[Brown 98] D.C. Brown : "Heat, Fluorescence, and Stimulated-Emission power densities and fractions in Nd:YAG", IEEE Journal of quantum electronics, Vol. 34 (3), pp. 560-572.

[Burnham 70] D. Burnham : "Simple measurement of thermal lensing effect in laser rods", Applied Optics, Vol. 9 (7), pp. 1727-1728, (1970).

С

[Camargo 04] A.S.S. Camargo, L.A.O. Nunes, D.R. Ardila, J.P. Andreeta : "Excitedstate absorption and 1064-nm end-pumped laser emission of Nd:YVO₄ single-crystal fiber grown by laser-heated pedestal growth", Optics Letters, Vol. 29 (1), pp. 59-61 (2004).

[Centurion Quantel] Laser Centurion, http://www.quantel.fr.

[Chai 94] B.H.T. Chai, G. Loutts, J. Lefaucheur, X.X. Zhang, P. Hong, M. Bass, I.A. Shcherbakov, and A.I. Zagumennyi, "Comparison of laser performance of Nd-doped YVO_4 , $GdVO_4$, $Ca_5(PO_4)_3F$, $Sr_5(PO_4)_3F$, and $Sr_5(VO_4)_3F$ ", OSA TOPS, Vol. 20, Advanced Solid State Lasers, pp. 41 (1994).

[Chani 99] V.I. Chani, A. Yoshikawa, Y. Kuwano, K. Hasegawa, T. Fukuda : "Growth of $Y_3AL_5O_{12}$:Nd fiber crystals by micro-pulling-down technique", Journal of Crystal Growth, Vol. 204, pp. 155-162 (1999).

[Chani 00] V.I. Chani, A. Yoshikawa, Y. Kuwano, K. Inaba, K. Omote, T. Fukuda : "Preparation and Characterization of $Yb:Y_3Al_5O_{12}$ fiber crystals", Material Research Bulletin, Vol. 35, pp. 1615-1624 (2000).

[Chen 97] Y. Chen, T. Huang, C. Kao, C. Wang, S. Wang, : "Optimization in scaling fiber-coupled laser diode end-pumped lasers to higher power : Influence of thermal effect", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 33 (8), pp. 1424-1429 (1997).

[Chen 00] Y.F. Chen, Y.P. Lan, S.C. Wang : "Efficient high power diode endpumped TEM00 Nd:YVO4 laser with a planar cavity", Optics Letters, Vol. 25 (14), pp.1016-1018 (2000).

[Chénais 02] S. Chénais, Thèse de Doctorat, Université Paris Sud (XI), 2002.

[Chénais 04] S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, P. Georges : "Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb : YAG", Applied Physics B, Vol. 79, pp. 221-224 (2004).

[Chénais 06] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. Georges : "On thermal effects in solid-state lasers: the case of ytterbium doped-materials", Progress in Quantum Electronics, Vol. 30 (4), pp. 89-153 (2006).

[Cousins 92] A.K. Cousins : "Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28 (4), pp. 1057-1069 (1992).

[Czochralski 18] J. Czochralski : "Ein neues Verfahren zur Messung des Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle", Z. Phys. Chem., Vol. 92, pp. 219-221 (1918).

D

[Dergachev 04] A. Dergachev, P.F. Moulton : "Short pulse, high-repetition rate, high-power Nd:YLF MOPA system", Advanced Solid State Photonics conference 2004, Technical digest, Paper WD2.

[Didierjean 06] J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigué, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement : "High-power laser with Nd:YAG singlecrystal fiber grown by the micro-pulling-down technique", Optics Letters, Vol. 31 (23), pp. 3468-3470 (2006).

[Digonnet 86] M. Digonnet, C. Gaeta, H. Shaw : "1.064- and 1.32-µm Nd:YAG single crystal fiber lasers", Journal of Lightwave technology, Vol. 4 (4), pp. 454-460 (1986).

[Doc VLOC] Documentation technique du Nd:YAG, http://www.vloc.com

[Du 03] K. Du, D. Li, H. Zhang, P. Shi, X. Wei, R. Diart : "Electro-optically Q-switched Nd: YVO_4 slab laser with a high repetition rate and a short pulse width", Optics Letters, Vol. 28 (2), pp. 87-89 (2003).

E

[Eclipse Spectra] Laser Eclispe, site Spectra-Physics, http://www.spectra-physics.com

F

[Fan 93] T.Y. Fan : "Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 29 (6), pp. 1457-1459 (1993).

[Farruck 88] U.O. Farruckh, A.M. Buoncristiani, C.E. Byvik, "An analysis of the themperature distribution in finite solid-state laser rods", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24 (11), pp. 2253-2257 (1988).

[Fox 61] A. Fox et T. Li : "Resonant modes in a maser interferometer", Bell system Technology Journal, Vol. 40, pp. 453-488 (1961).

[Frede 04] M. Frede, R. Wilhelm, M. Brendel, C. Fallnich, F. Seifert, B. Willke, K. Danzmann : "High power fundamental mode Nd:YAG laser with efficient birefringence compensation", Optics Express, Vol. 12 (15), pp. 3581-3584 (2004).

[Frede 05] M. Frede, R. Wilhelm, D. Kratch, C. Fallnich, F. Seifert : "High Power Fundamental Mode Single-Frequency Laser", Advances Solid-State Lasers conference 2005, Technical Digest, paper MC2.

[Frede 06] M. Frede, D. Kracht, M. Engelbrecht, C. Fallnich : "Compact high power end-pumped Nd:YAG laser", Optics & Laser Technology, Vol. 38 (3), pp. 183-185 (2006).

[Furuta 05] K. Furuta, T. Kojima, S. Fujikawa, J.I. Nishimae : "Diode-pumped 1 kW Q-switched Nd:YAG rod laser with high peak power and high beam quality", Applied Optics, Vol. 44 (19), pp. 4119-4122 (2005).

G

[Gaumé 02] R. Gaumé, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 2002.

[Gaumé 03] R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, "A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals", Applied Physics Letters, Vol. 83 pp. 1355-1357 (2003).

[Garcia-Lopez 03] J.H. Garcia-Lopez V. Aboites, A.V. Kir'yanov, M.J. Damzen, A. Minassian : "High Repetition Rate Q-switching of high power Nd:YVO₄ slab laser", Optics Communications, Vol. 218, pp. 155-160 (2003).

[Giesen 94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower : "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers", Applied Physics B, Vol. 58 (5), pp. 365-372 (1994).

[Giesen 07] A. Giesen : "High Power Thin-Disk Lasers", Advanced Solid-State Lasers conference 2007, Technical Digest, paper MA1.

[Griebner 99] U. Griebner, H. Schönnagel : "Laser operation with nearly diffractionlimited output from a Yb:YAG multimode channel waveguide", Optics Letters, Vol. 24 (11), pp. 750-752 (1999).

[Guy 98] S. Guy, C.L. Bonner, D.P. Shepherd, D.C. Hanna, A.C. Tropper, B. Ferrand, "High-Inversion Densities in Nd:YAG: Upconversion and Bleaching", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 34(5), pp.900-909 (1998).

[Guyot 93] Y. Guyot, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard (Lyon 1), 1993.

Η

[Hardman 99] P.J. Hardman, W.A. Clarkson, G.J. Friel, M. Pollnau, D.C. Hanna : "Energy-transfer upconversion and thermal lensing in high power Nd:YLF laser crystals", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 35 (4), pp. 647-655 (1999). [Hartmann 1900] J. Hartmann: "Bemerkungen uber den Bau und die Justirung von Spectrographen", Zeitung Instrumentenkd, Vol. 20, pp. 47 (1900).

[Hatch 64] S.E. Hatch, W.F. Parsons, R.J. Weagley, "Hot-pressed polycrystalline $CaF_2:Dy^{2+}$ Laser", Applied Physics Letters, Vol. 5 (8), pp. 153-154 (1964).

[Herault 05] E. Herault, F. Balembois, P. geroges, "491 nm generation by sumfrequency mixing of diode pumped neodymium lasers", Optics Express, Vol. 13, pp. 5653-5661 (2005).

[HOM] Handbook of Optical Materials, CRC Press LLC, 2003.

[Hartmann 1900] J. Hartmann : "Bemerkungen uber den Bau und die Justirung von Spectrographen", Zeitung Instrumentenkd, Vol. 20, p. 47 (1900).

[Hodgson 93] N. Hodgson, S. Dong, Q. Lu : "Performance of a 2.3 kW slab laser system", Optics Letters, Vol. 18 (20), pp. 1727-1729 (1993).

[Hodgson 02] N. Hodgson, V.V. Ter-Mikirtychev, H.J. Hoffman, W. Jordan : "Diodepumped, 220 W ultra-thin slab Nd:YAG laser with near-diffraction limited beam quality", OSA TOPS, Vol. 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 552-557 (2002).

[Honea 99] E.C. Honea, R.J. Beach, S.C. Mitchell, P.V. Avizonis : "183-W, $M^2 = 2.4$ Yb:YAG Q-switched laser", Optics Letters, Vol. 24 (3), pp. 154-156 (1999).

[Honea 00] E.C. Honea, R.J. Beach, S.C. Mitchell, J.A. Skidmore, M.A. Emanuel, S.B. Sutton, S.A. Payne, P.V. Avizonis, R.S. Monroe, D.G. Harris : "High power dual-rod Yb :YAG laser", Optics Letters, Vol. 25 (11), pp. 805-807 (2000).

[Hu 73] C. Hu and J. R. Whinnery, "New thermooptical measurement method and a comparison with other methods," Applied Optics, Vol. 12 (1), pp. 72-79 (1973).

[Hua 02] R. Hua, Y. Liao, K. Franjic, B. Bruner, R.J. Dwayne Miller : "A 49.5 W Nd:YVO4 laser using the disc-anvil configuration", OSA TOPS, Vol. 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 313-317 (2002).

I

[Ikesue 06] A. Ikesue, Y.L. Aung, T. Okamoto, K. Yamada, T. Kamimura, K. Yoshida : "Development of Free Designable Ceramic Fiber Lasers", Conference on Lasers and Electro-Optics 2006, technical Digest, paper CTuEE3.

[IS-Serie Edgewave] Laser IS-Serie, http://www.edge-wave.com

[Ito 02] S. Ito, H. Nagaoka, T. Miura, K. Kobayashi, A; Endo, K. Torizuka : "Measurements of thermal lensing in a power amplifier of a terawatt Ti:sapphire laser", Applied Physics B, Vol. 74, pp. 343-347, (2002).

J

[Jeong 04-1] Y. Jeong, J.K. Sahu, D.N. Payne, J. Nilsson : "Ytterbium-doped largecore fibre laser with 1 kW of continuous-wave output power", Electronics Letters, Vol. 40 (8), pp. 470-472 (2004).

[Jeong 04-2] Y. Jeong, J.K. Sahu, S. Baek, C. Alegria, D.B. Soh, C. Codemard, V. Philippov, D.J. Richardson, D.N. Payne, J. Nilsson : "Ytterbium-doped double-clad large-core fiber lasers with kW-level continuous wave output power", Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, technical Digest, paper CMS1.

K

[Kaneda 92] Y. Kaneda, M. Oka, H. Masuda, S. Kubota : "7.6 W of continuous-wave radiation in a TEM_{00} mode from a laser-diode end-pumped Nd:YAG laser", Optics Letters, Vol. 17 (14), pp. 1003-1005 (1992).

[Kawato 04] S. Kawato, M. Fukuda, K. Hata, S. Takasaki, T. Kobayashi : "Thin rod Yb:YAG regenerative amplifier for high average power and high repetition rate pulse generation", Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, technical Digest, paper CWO4.

[Keyes 64] R.J. Keyes, T.M. Quist, "Injection luminescent pumping of $CaF2:U^{3+}$ with GaAs diode laser", Applied Physics Letters, Vol. 4 (3), pp. 51-52 (1964).

[Koechner 70] W. Koechner, D.K. Rice : "Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 6, pp. 557-566 (1970).

[Koechner 70-2] W. Koechner, "Absorbed pump power, thermal profile and stresses in a cw pumped Nd:YAG crystal", Applied Optics, Vol. 9 (6), pp. 1429-1434 (1970).

[Koechner 99] W. Koechner : *Solid State laser engineering*, 5th version, Springer, 1999.

[Kim 06] J.W. Kim, M.J. Yarrow, W.A. Clarkson : "High power single-frequency continuous-wave Nd:YVO₄ master-oscillator power amplifier", Applied Physics B, Vol. 85 (4), pp. 539-543 (2006).

[Kracht 06] D. Kracht, D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede, C. Fallnich : "Coredoped Ceramic Nd:YAG Laser", Optics Express, Vol. 14 (7), pp. 2690-2694 (2006).

[Krankel 04] C. Krankel, D. Fagundes-Peter, S.T. Fredrich, J. Johannsen, M. Mond, G. Huber, M. Bernhagen, R. Uecker : "Continuous wave laser operation of Yb^{3+} : YVO_4 ", Applied Physics B, Vol. 79, pp. 543-546 (2004).

L

[Lawrence 94] G. Lawrence "Proposed international standard for laser beam quality falls short", Laser focus World, Juillet 1994, pp.109-114.

[Lebbou 06] K. Lebbou, D. Perrodin, V.I. Chani, A. Brenier, O. Tillement, O. Aloui, J.M. Fourmigue, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges : "Fiber Single-Crystal Growth from the Melt for Optical Applications", Journal of American Ceramic Society, Vol. 89 (1), pp. 75-80 (2006).

[Lee 01] J.R. Lee, G.J. Friel, H.J. Baker, G.J. Hilton, D.R. Hall : "A Nd:YAG planar waveguide laser operating at 121 W output with face pumping by diode bars, and its use as a power amplifier", OSA TOPS, Vol. 50, Advanced Solid State Lasers, pp. 36-40 (2001).

[Lee 02-1] J.R. Lee, G.J. Friel, H.J. Baker, G.J. Hilton, D.R. Hall : "High-averagepower Nd:YAG planar waveguide laser that is face pumped by 10 laser diode bars", Optics Letters, Vol. 27 (7), pp. 524-526 (2002).

[Lee 02-2] J.R. Lee, H.J. Baker, D.R. Hall : "Thermal guiding, birefringence and brightness scaling of high average power, planar waveguide lasers", OSA TOPS, Vol 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 529-534 (2002).

[Li 03] C. Li, J.I. Mackenzie, J. Wang, D.P. Shepherd : "A diode-bar sidepumped waveguide laser with an extended stable cavity for spatial mode control", Optics Communications, Vol. 226, pp. 317-321 (2003).

[Limpert 02] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke, H. Voelckel : "100-W average power, high energy nanosecond fiber amplifier", Applied Physics B, Vol. 75, pp. 477-479 (2002).

[Limpert 03] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, C. Jakobsen : "High power air-clad large mode area photonic crystal fiber laser", Optics Express, Vol 11 (7), pp. 818-823 (2003).

[Limpert 06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Scheiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin : "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers", Optics Express, Vol. 14 (7), pp. 2715-2720 (2006).

[Liu 06] C.H. Liu, A. Galvanauskas, V. Khitrov, B. Samson, U. Manyam, K. Tankala, D. Machewrith, S. Heinemann : "High-power single-polarization and single-transverse mode fiber laser with an all-fiber cavity and fiber-grating stabilized spectrum", Optics Letters, Vol. 31 (1), pp. 17-19 (2006).

[Lo 02] C.Y. Lo, P.L. Huang, T.S. Chou, L.M. Lee, T.Y. Chang, S.L. Huang, L. Lin, H. Y. Lin, F.C. Ho : "Efficient Nd:Y3Al5O12 Crystal Fiber Laser", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 41, pp. 1228-1231 (2002).

[Lo 05] C.Y. Lo, K.Y. Huang, J.C. Chen, C.Y. Chuang, C.C. Lai, S.L. Huang : "Double-clad Cr⁴⁺:YAG crystal fiber amplifier", Optics Letters, Vol. 30 (2), pp. 129-131 (2005).

[Lu 04] J. Lu, H. YAgi, K. Takaichi, J.F. Bisson, Y. Yeng, A. Shirikawa, K. Ueda : "High Power Ceramic Nd^{3+} :Y₃Al₅O₁₂ Laser", Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, technical Digest, paper CTuT1.

[Lucas-Leclin 06] G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Weber, M. T. Kelemen, B. Sumpf, G. Erbert, "Wavelength Stabilization of Extended-Cavity Tapered Lasers with Volume Bragg Gratings", Conference on Lasers and Electro-Optics 2006 Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC), paper JWB8.

[Lucca 04] A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges : "High power diode-pumped Yb^{3+} :CaF₂ femtosecond laser", Optics Letters, Vol. 29 (23), pp. 2767-2769 (2004).

[Lucca 04-2] A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé : "High-power tunable diode-pumped Yb^{3+} :CaF₂ laser", Optics Letters, Vol. 29(16), pp. 1879-1881 (2004).

Μ

[Mackenzie 01-1] J.I. Mackenzie, S.C. Mitchell, R.J. beach, H.E. Meissner, D.P. Shepherd : "15 W diode-side-pumped Tm:YAG waveguide laser at 2 µm", Electronics Letters, Vol. 37 (14) pp. 898-899 (2001).

[Mackenzie 01-2] J.I. Mackenzie, C. Li, D.P. Shepherd, H.E. Meissner, S.C. Mitchell : "Longitudinally diode-pumped Nd:YAG double-clad planar waveguide laser", Optics Letters, Vol. 26 (10), pp. 689-700 (2001).

[Mackenzie 02] J.I. Mackenzie, D.P. Shepherd : "End-pumped, passively Q-switched Yb:YAG double clad waveguide laser", Optics Letters, Vol. 27 (24), pp. 2161-2163 (2002).

[Maiman 60] T.H. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby", Nature, Vol. 187, pp. 493-494 (1960).

[Mangin 93] J. Mangin, P. Strimer, L. Lahlou-Kassi : "An interferometric dilatometer for the determination of thermo-optic coefficients", Measurement Science Technology, Vol. 4, pp. 826-834 (1993).

[Matsukura 07] M. Matsukura, O. Nakamura, S. Watanabe, A. Miyamoto, Y. Furukawa, Y. Sato, T. Taira, T. Suzudo, H. Mifune : "Core-clad-type composites of Nd:GdVO4 single crystal grown by the double die EFG method", Advanced Solid States Lasers conference 2007, Technical Digest, paper WC3.

[McDonagh 07-1] L. McDonagh, R. Wallenstein : "Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM00 Nd:YVO4 green laser pumped at 888 nm", Optics Letters, Vol. 32 (7), pp. 802-804 (2007).

[McDonagh 07-2] L. McDonagh, C. Theobald, M. Serr, R. Wallenstein, R. Knappe, A. Nebel : "54 W,150 MHz, passively Mode-Locked TEM00 Nd:YVO4 Oscillator pumped at 888 nm", Advanced Solid-State Lasers conference 2007, Technical Digest, paper WA5.

[Moenster 04] M. Moenster, P. Glas, G. Steinmeyer, R. Iliew : "Mode-locked Nd-doped microstructured fiber laser", Optics Express, Vol. 12 (19), pp. 4523-4528 (2004).

[Mörl 04] K. Mörl, S. Unger, V. Reichler, J. Kirchhof, H. Bartelt, H.R. Müller, T. Sandrock, A. Harschak, A. Liem : "Fibers for kilowatt-output fiber lasers", Europhotons 2004, paper TuB4.

[Mueller 03] D. Mueller, A. Giesen, H. Huegel : "Picosecond thin-disk regenerative amplifier" XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High-Power Lasers, Proceedings of the SPIE, Vol. 5120, pp. 281-286 (2003).

Ν

[Neuenschwander 95] B. Neuenschwander, R. Weber, H. Weber : "Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 31 (6), pp. 1082-1087 (1995).

0

[Ogawa 04] T. Ogawa, Y. Urata, S. Wada, K. Onodera, H. Machida, H. Sagae, M. Higuch, and K. Kodaira, "879nm-LD-pumped Nd:GdVO4 laser and its thermal property", OSA TOPS, Vol. 94, Advanced Solid State Lasers, pp. 293-297 (2004).

Р

[Parker 61] W.J. Parker, R.J. Jenkins, C.P. Butler, G.L. Abbot, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity", Journal of Applied Physics, Vol. 32 (9), pp.1679-1684 (1961).

[Pati 07] B. Pati, K.F. Wall : "Q-Switched Cryo-cooled Yb:YAG Laser", Advanced Solid-State Lasers conference 2007, Technical Digest, paper MC2.

[Pavel 06] N. Pavel, V. Lupei, J. Saikawa, T. Taira, H. Kan : "Neodymium concentration dependence of 0.94-,1.06- and 1.34-µm laser emission and of heating effects under 809- and 885-nm diode laser pumping of Nd:YAG", Applied Physics B, Vol. 82, pp. 599-605 (2006).

[Petit 04] J. Petit, B. Viana, P. Goldner, D. Vivien, P. Louiseau, B. Ferrand : "Laser oscillation with low quantum defect in Yb:GdVO4, a crystal with high thermal conductivity", Optics Letters, Vol. 29 (8), pp. 833-835 (2004).

[Petit 04-2] V. Petit, J.L. Doualan, P. Camy, V. Ménard, R. Moncorgé : "CW and tunable laser operation of Yb³⁺ doped CaF₂", Applied Physics B, Vol. 78, pp. 681-684 (2004).

[Petit 06] V. Petit, thèse de doctorat, Université de Caen, 2006.

[Pfitsner 94] C. Pfitsner, R. Weber, H. Weber, S. Merazzi, R. Gruber : "Thermal beam distorsion in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF rods", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30 (7), pp. 1605-1615 (1994).

[Piper 04] A. Piper, "High-power, high-brightness, mJ Q-Switched Ytterbium doped fibre laser", Electronics Letters. Vol. 40 (15), pp. 928-929 (2004).

[Pittman 02] M. Pittman, S. Ferré, J.P. Rousseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, G. Chériaux : "Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10 Hz high –intensity laser system", Applied Physics B, Vol. 74, pp. 529-535 (2002).

[Pottier 94] L. Pottier : "Micrometer scale visualization of thermal waves by photoreflectance Microscopy", Applied Physics Letters, Vol. 64 (13), pp. 1618-1619 (1994).

Q

[Qin 03] L.J. Qin, X.L. Meng, H.Y. Shen, L. Zhu, B.C. Xu, L.X. Huang, H.R. Xia, P; Zhao, G. Zheng : "thermal conductivity and refractive indices of $nd:GdVO_4$ crystals", Crystal Reasearch Technology, Vol. 38 (9), pp. 793-797 (2003).

R

[Ricard 75] J. Ricard, Brevet 2321326 « procédé de fabrication en continu de monocristaux préformés », (Aout 1975).

[Rigrod 65] W.W. Rigrod : "Saturation Effects in High-Gain Lasers", Journal of Applied Physics, Vol. 36 (8), pp. 2487-2490 (1965).

[Ripin 04] D.J. Ripin, J.R. Ochoa, R.L. Aggarwal, T.Y. Fan : "165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser", Optics Letters, Vol. 29 (18), pp. 2154-2156 (2004).

[Roth 05] M.S. Roth, E.W. Wyss, V. Romano, T. Graf : "Dual-Head High-Power Nd:YAG Laser with Thermo-Optically-Self-Compensating Amplifiers", Advances Solid-State Lasers conference 2005, Technical Digest, paper MF39.

[Rutherford 01] T.S. Rutherford, W. M. Tulloch, S. Sinha, R. L. Byer : "Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers", Optics Letters, Vol. 26 (13), pp. 986-988 (2001).

S

[Salazar 91] A. Salazar, A. Stinchez-Lavega, and J. Fern&tndez : "Thermal diffusivity measurements in solids by the "mirage" technique : Experimental results", Journal of Applied Physics, Vol.69 (3), pp. 1216-1223 (1991).

[Sangla 08] D. Sangla, J. Didierjean, N. Aubry, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, J.M. Fourmigue, O. Tillement : "High power laser with Nd:YAG singlecrystal fiber grown by micro-pulling-down technique", Oral presentation 6871-30, Photonic West 2008.

[Sato 06] Y. Sato, T. Taira : "The studies of thermal conductivity in GdVO4, YVO4, Y3Al5O12 measured by quasi-one dimensional flash method", Optics Express, Vol. 14 (22), pp. 10528-10536 (2006).

[Sauder 06] D. Sauder, A. Minassian, M. Damzen : "High Efficiency laser operation of 2% at. doped crystalline Nd:YAG in a bounce geometry", Optics Express, Vol. 14 (3), p 1079-1085 (2006).

[Schell 71] R.G. Schell, G. tyras : "Irradiance from an Aperture with a Truncated-Gaussian Field Distribution", Journal of the Optical Society of America, Vol. 61 (1), pp. 31 (1971).

[Schlager 02] J.B. Schlager, B.E. Callicoatt, R.P. Mirin, N.A. Sanford : "Passively Mode-Locked Waveguide Laser With Low Residual Jitter", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 14 (9), pp. 1351-1353 (2002).

[Schlager 03] J.B. Schlager, B.E. Callicoatt, R.P. Mirin, N.A. Sanford : "Passively mode-locked glass waveguide laser with 14-fs timing jitter", Optics Letters, Vol. 28 (23), pp. 2411-2413 (2003).

[Schmidt 07] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin, A. Tünnermann : "Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser", Optics Letters, Vol. 32 (11), pp. 1551-1553 (2007).

[Schnitzler 02] C. Schnitzler, G. Schmidt, M. Hofer, D. Hoffmann, R. Poprawe : "A 500 W High Brigthness Diode end-pumped Nd:YAG Slab Laser", OSA TOPS, Vol. 68, Advanced Solid State Lasers, pp. 518-525 (2002).

[Shoji 04] I. Shoji, T. Taira, A. Ikesue, K. Yoshida : "Reduction of thermal load by laser oscillation in highly Nd³⁺-doped ceramic YAG", OSA TOPS, Vol. 94, Advanced Solid State Photonics, pp. 415-420 (2004).

[Shoji 07] I. Shoji, T. tiara, A. Ikesue : "Thermally-induced-birefrinence effects of highly Nd^{3+} -doped $Y_3Al_5O_{12}$ ceramic lasers", Optical Materials, Vol. 29, pp. 1271-1276 (2006).

[Shi 07] P. Shi, W. Chen, L. Li, A. Gan : "Semianalytical thermal analysis on a Nd:YVO₄ crystal", Applied Optics, Vol. 46 (19), pp. 4046-4051 (2007).

[Siegman 86] A.E. Siegman : *Lasers*, University Science books, 1986.

[Siegman 06] A.E. Siegman, Y. Chen, V. Sudesh, M.C. Richardson, M. Bass, P. Foy, W. Hawkins, J. Ballato : "Confined propagation and near single-mode laser oscillation in a gain-guided, index antiguided optical fiber", Applied Physics Letters, Vol.89, paper 2511001 (2006).

[Site Casix]	http://www.casix.com
[Site Castem]	http://www-cast3m.cea.fr
[Site Corning]	http://www.corning.com/
[Site DILAS]	http://www.dilas.com/

[Site Imagine-Optic] http://www.imagine-optic.com

[Site IPG]	http://www.ipgphotonics.com
L	

[Site Northrop] <u>http://www.st.northropgrumman.com</u>

[Site Phasics] <u>http://www.phasics.fr</u>

[Site Q-Peak] <u>http://www.qpeak.com/Products/Gain_Modules.htm</u>

[Site LASCAD] <u>http://www.las-cad.com</u>

[Site TBWP] <u>http://www.tbwp.com</u>

[Site VLOC] <u>http://www.vloc.com/Products/default.htm</u>

[Slack 71] G.A. Slack, D.W. Oliver : "Thermal conductivity of garnets and phonon scaterring by rare earth ions", Physical review B, Vol. 4, pp. 592-609 (1971).

[Siebold 07] M. Siebold, J. Hein, M.C. Kaluza, R. Uecker : "High peak power tunable laser operation of Yb:SrF₂", Optics Letters, Vol. 32 (13), pp. 1818-1820 (2007).

[Stone 76] J. Stone, C.A. Burrus, A.G. Dentai : "Nd:YAG single-crystal fiber laser: Room-temperature cw operation using a single LED as an end pump", Applied Physics Letters, Vol. 29 (1), pp. 37-39 (1976).

[Studenikin 95] P A Studenikin, A I Zagumennyi, Yu D Zavartsev, P A Popov, I A Shcherbakov, "GdVO₄ as a new medium for solid-state lasers: some optical and thermal properties of crystals doped with Cd^{3+} , Tm^{3+} , and Er^{3+} ions ", Quantum Electronics, Vol. 25, pp.1162 (1995).

[Svelto 89] O. Svelto, *Principi dei laser*; Traducteur David C. HANNA. - 3rd ed. – Plenum Press, 1989.

Т

[Taylor 00] J. Taylor : Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques, Dunod, Paris, 2000.

[Thin Disk FGSW] http://www.fgsw.de/homepage/leistungen/produkte/scheibenlaser/Thin_Disk_Laser_brochure.pdf

[Thompson 04] B.A. Thompson, A. Minassian, M.J. Damzen : "42 W Nd:GdVO₄ bounce laser oscillator", Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, technical Digest, paper CThJJ2.

[Tidwell 92] S.C. Tidwell, J.F. Seamans, M.S. Bowers, A.K. Cousins : "Scaling CW Diode-End-Pumped Nd:YAG Lasers to High Average Powers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28 (4), pp.1057-1069 (1992).

[Tsay 73] Y.F. Tsay, B. Bendow, S. Mitra : "Theroy of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals", Physical Review B, Vol. 8 (6), pp. 2688-2696 (1973).

[Tsunekane 92] M. Tsunekane, N. Taguchi, T. Kasamatsu, H. Inaba : "Analytical and experimental studies on the characteristics of composite solid-state laser rods in diode-end-pumped geometry", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 3 (1), pp. 9-18 (1997).

[Tsunekane 99] M. Tsunekane, N. Taguchi, H. Inaba : "Improvement of Thermal Effects in a Diode-End-Pumped, Composite Tm:YAG Rod with Undoped Ends", Applied Optics, Vol. 38 (9), pp. 1788-1791 (1999).

[Tsunekane 06] M. Tsunekane, T. Taira : "300 W continuous-wave operation of a diode edge-pumped, hybrid composite Yb:YAG microchip laser", Vol. 31 (13), pp. 2003-2005 (2006).

[Tsvetkov 05] V.B. Tsvetkov, G.A. Bufetova, D.A. Nikolaev, S.Ya. Rusanov, I.A. Shcherbakov, A.A. Yakovlev : "Waveguide Crystal Fibers doped with Rare-Earth Ions", Advanced Solid States Lasers conference 2005, Technical Digest, paper TuC3.

V

[Verdi Coherent] Laser commercialisé par Cohérent, <u>http://www.coherent.com</u>

W

[Wadsworth 03] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, P. Russell : "High power air-clad photonic crystal fibre laser", Optics Express, Vol. 11 (1), pp. 48-53 (2003).

[Woods 91] B. Woods, S. Payne, J. Marion, R. Hugues, L. Davis : "Thermomechanical and thermo-optical properties of the LiCaAlF6:Cr3+ laser material", Journal of the Optical Society of America B, Vol. 8 (5), pp. 970-977 (1991).

Х

[Xu 07] S. Xu, J. Qiu, T. Jia, C. Li, H. Sun, Z. Xu : "Femtoseconde laser ablation of crystals SiO₂ and YAG", Optics Communications, Vol. 274, pp. 163-166 (2007).

Y

[Yamamoto 04] S. Yamamoto, T. Yanagisawa, Y. Hirano : "High power continuouswave pumped Yb:YAG thin disk laser", Conference on Lasers and Electro-Optics 2004, technical Digest, paper CWO3.

[Yang 02] P. Yang, P. Deng, Z. Yin : "Concentration quenching in Yb:YAG", journal of Luminescence, Vol. 97, pp. 51-54 (2002).

Z

[Zagumennyi 92] A.I. Zagumennyi, V.G. Ostroumov, I.A. Shcherbakov, T. Jensen, J.P. Meyen, and G. Huber, "The Nd:GdVO4 crystal, a new material for diode-pumped lasers", Sov. Quantum Electronics, Vol. 22, pp. 1071-1072 (1992).

[Zagumennyi 93] A.I. Zagumennyi, G.B. Lutts, P.A. Popov, N.N. Sirota, I.A. Shcherbakov : "The thermal conductivity of YAG and YSAG laser crystals", Laser Physics, Vol.3, 1064-1065 (1993).

[Zagumennyi 03] A. I. Zagumennyi, V. A. Mikhailov, V. I. Vlasov, A. A. Sirotkin, V. I. Podreshetnikov, Yu. L. Kalachev, Yu. D. Zavartsev, S. A. Kutovoi, and I. A. Shcherbakov, "Diode-Pumped Lasers Based on GdVO₄ Crystal", Laser Physics, Vol. 13, pp. 311 (2003).