



**HAL**  
open science

# Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme

Damien Sangla

► **To cite this version:**

Damien Sangla. Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2009. Français. NNT : . tel-00448320

**HAL Id: tel-00448320**

**<https://pastel.hal.science/tel-00448320v1>**

Submitted on 18 Jan 2010

**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° Ordre : 300 - 2009

Année 2009

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD LYON 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET D'ASTRONOMIE

DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

Soutenue publiquement le 21 décembre 2009

par

SANGLA Damien

TITRE :

**Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres  
cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de  
cristaux dopés Néodyme**

Directeurs de thèse :

Mr François Balembois  
Mr Kheirreddine Lebbou

JURY :

Mme Marie-France Joubert  
Mr Vincent Couderc  
Mr Jean-Marie Fourmigué  
Mr Richard Moncorgé  
Mr Olivier Musset

Présidente  
Examineur  
Invité  
Rapporteur  
Rapporteur



## REMERCIEMENTS

*Avant d'entamer la lecture de ce manuscrit, il faut avoir à l'esprit que ce travail n'aurait pas été possible sans un certain nombre de personnes que je souhaite remercier avec ces quelques lignes qui ne suffiront sans doute pas...*

*Ma thèse a avant tout été soutenue et financée par l'Université Claude Bernard Lyon 1 grâce à une bourse ministère du Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents. Je souhaite donc remercier sincèrement Christian Pédrini et Marie-France Joubert qui se sont succédés à la tête de ce laboratoire durant les 3 dernières années. Je remercie également Pierre Chavel, directeur du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique pendant cette période, au sein duquel s'est déroulée la majeure partie de mes travaux.*

*Si vous lisez ces quelques lignes, c'est également grâce au temps de lecture et de corrections qu'ont bien voulu me consacrer Richard Moncorgé, Professeur de l'Université de Caen et Olivier Musset, Maître de conférences à l'Institut Carnot de Bourgogne pour rapporter mes travaux. Je remercie également Marie-France Joubert et Vincent Couderc, chargé de recherche au laboratoire Xlim pour avoir pris part à mon jury.*

*Ce travail n'aurait sans doute jamais vu le jour si je ne m'étais pas retrouvé face à François, comme une âme en peine après un stage infructueux de 3ème année... Il a très subtilement tissé sa toile et "réussi à ferrer un nouveau thésard", comme il le dit lui-même ! François (devenu donc mon co directeur de thèse) est le prototype le plus abouti du professeur/chercheur/manager/directeur des études moderne : grâce à lui, il est possible de cerner les clés les plus obscures des lasers et deux minutes après être surpris par les rouages administratifs de l'Institut d'Optique. A ses côtés, on apprend à s'émerveiller devant une idée (tout à fait saugrenue mais bougrement efficace) que seul lui peut avoir : par exemple une nouvelle technique de pompage direct activé thermiquement avec un pompage indirect, ou encore des géométries révolutionnaires de fibres "trompettes". N'oublions pas qu'il est aussi l'auteur de quelques belles phrases mémorables comme "on ne va quand même pas s'em... avec la croissance cristalline" à faire pâlir un thésard ou des collègues susceptibles... Cependant, il sait gérer habilement les différentes problématiques humaines liées à un projet de recherche grâce à une diplomatie sans faille. Son agilité en fait un redoutable artiste au dessus du marbre (et tant pis si on passe 1h à tout réaligner après son passage...). Il sait surtout être d'excellent conseil et reste toujours ouvert pour de nouvelles manip' tant qu'il est possible d'avoir des "publishable results"... Tant pis pour le nombre de papiers à écrire... Bref, vous l'aurez compris, travailler avec François marque pour toujours ! Du fond du coeur, merci d'avoir cru en moi et merci pour ce que tu m'as apporté pendant ces 3 ans. Je te souhaite une bonne continuation dans toutes tes activités, et en particulier dans les futurs projets scientifiques car la recherche ne peut pas se passer de tes immenses compétences !*

*Mon encadrement n'aurait pas été aussi agréable si je n'avais pu compter sur Kheirreddine comme directeur de thèse. Grâce à lui, j'ai pu bénéficier d'une immense liberté dans mon travail et j'ai toujours senti que l'on me faisait entièrement confiance. L'autonomie, la disponibilité et le soutien dont j'ai pu bénéficier ont constitué les briques de base de ce travail, et il en est le principal artisan. Merci pour tout ça, Kheirreddine ! Je te souhaite sincèrement une grande réussite dans tous les projets dans lesquels tu es impliqué pour la croissance du saphir !*

*Le tableau de mon encadrement ne saurait être complet sans bien sûr, Ze grand chef de l'équipe ELSA. Patrick a fortement contribué à m'attirer dans l'ancre du laboratoire grâce à son cours extrêmement enrichissant de Techno des lasers (au même titre que François ou Gaëlle avec le leur...). Ayant soutenu ma thèse 20 ans jour pour jour après lui, je serai si heureux d'accomplir un jour une fraction minimale de ce qu'il a accompli*

*jusqu'à présent... Travailler avec Patrick est un privilège et cela permet de profiter quotidiennement de sa Science (avec un grand S) des lasers, de sa disponibilité pour promulguer des conseils de manip' ou des analyses de résultats toujours judicieux, de son ouverture d'esprit associée à un pragmatisme à toute épreuve pour que les choses avancent. Je ne peux oublier non plus les nombreuses discussions sur l'actualité, le rugby, ou encore sur le fonctionnement d'un chiller récalcitrant... Pour tous ces moments, pour ta confiance et pour le reste, merci !*

*Mon travail et l'ensemble des résultats obtenus sont le fruit d'une équipe de travail efficace, à l'écoute de mes exigences les plus sévères. Je souhaite donc leur rendre un GRAND hommage avec ces quelques mots. Un grand merci d'abord à Julien qui a su me transmettre avec entrain et bonne humeur son engouement pour les lasers de puissance et pour la technologie de fibre cristalline. Julien a cette ferveur associée à une disponibilité et un sens pédagogique inné pour rendre les choses obscures instantanément limpides. Ce fut un immense plaisir d'apprendre à tes côtés. J'ai également été initié aux joies de la croissance cristalline par l'intermédiaire de Didier et Nicolas. Ce dernier restera plus qu'un compagnon de route, c'est maintenant un ami que j'ai appris à connaître pendant l'aventure des fibres Ytterbium et ses nombreuses péripéties (entre autres de polluant, de dopage, ou de gainage...). Merci pour tout le travail accompli, je suis persuadé que tu trouveras LE moyen révolutionnaire pour que ne décolle FiberCryst et tout ce qui va avec ! Dans cette tâche, nul doute qu'Igor en sera un des artisans. Merci pour tout le soutien que tu m'as apporté sur le chemin vers la puissance laser, que ce soit à 946 nm, sur l'Ytterbium ou maintenant avec tes "bébés" que sont les amplis Nd ou l'Erbium. Prends garde à ne pas oublier que longue est la route de la réussite ! Tu possèdes toutes les qualités pour accomplir ta destinée ! Pour encadrer tout ce beau monde chez FiberCryst, il fallait bien un "patron" de la poigne ferme de Jean-Marie dans un gant blanc de velours. J'ai énormément apprécié notre collaboration au cours de laquelle je me suis réellement senti comme un des "vôtres". Merci aussi pour les souvenirs de San Francisco ou les restos lyonnais (bouchon ou pizzas si typiques) ! Je souhaite également remercier les compagnons du projet Idéalaser (« quelle dénomination au passage ! »). Alain et Olivier, ce fut très plaisant de discuter et d'imaginer le futur des fibres cristallines dans des réunions très enrichissantes pour tout le monde.*

*Mes remerciements vont ensuite au reste des membres de l'équipe ELSA sans qui ces 3 dernières années ne m'auraient pas paru si inoubliables. A commencer par Gaëlle, la permanente représentante de la gente féminine. Hormis le fait que nous ayons partagé une semaine extra en Californie (entre les gouttes au Golden Gate ou sous un soleil radieux sur les pentes de Russian Hill...), Gaëlle sait toujours être à l'écoute et d'excellent conseil sur les différents enjeux de l'après-thèse, sur la physique des diodes lasers ou de la conception optique, sur le chocolat ou sur l'analyse précise et passionnée de l'œuvre de Proust... Quel enrichissement d'avoir pu discuter avec toi au café ou sur les chemins de la cantine ! Je te souhaite beaucoup de courage pour ton HDR, car tu mérites largement une telle reconnaissance. Marc H a également fait partie de ces moments si particuliers... Aussi bien maestro de la guitare que de l'équation de Schrödinger non linéaire, il sait plaisanter sur tout et se détacher avec élégance de toute forme de "soucis" quotidiens inhérents à son activité favorite : la rédaction de dossiers. Marc, ta philosophie, ton langage châtié et les intitulés que tu mets à tes objets de mails sont des exemples pour nous tous<sup>1</sup>... J'ai été ravi de profiter de tout ça à tes côtés ! Reste comme tu es, et la force de la rédaction de projet tu transpireras ! Enfin, nul ne peut passer à côté de l'humour décapant, de la vivacité d'esprit et des vidéos interdites de Fred ! Avec toi, le quotidien au sein de l'équipe ne saurait jamais être austère ou ennuyeux. Tes contributions et ta bonne humeur sont réellement indispensables à l'équipe. Un immense merci pour tous ces bons moments ! Je ne*

---

<sup>1</sup> bububububububu...

*peux oublier Gérard qui a su se rendre disponible pour me promulguer quelques conseils judicieux de plomberie ou de thermique et me dessiner efficacement les pièces mécaniques dont j'avais besoin.*

*Les permanents de l'équipe ELSA sont toujours prêts à transmettre leur joie de vivre aux jeunes (ou moins jeunes) thésards ou post doctorants. Parmi les moins jeunes, mes pensées vont pour Emilie et sa bonne humeur, Justine avec ses bons conseils et son immense gentillesse. Je pense à Pierre avec qui j'ai partagé d'excellents moments entre les matchs de rugby, les piniouf et tout le reste. Que ta nouvelle vie marseillaise te comble ! Mes pensées vont aussi fortement vers Benjamin avec qui j'ai partagé toutes les joies et les peines de la rédaction. Merci à toi de m'avoir montré la voie. Ton abnégation, ta force tranquille et ta bonne humeur quotidienne m'ont beaucoup apporté ! Pourvu que ça dure...*

*Parmi les jeunes anciens, Marc et David ont été de valeureux compagnons de galère. Marc, je n'oublie pas les nombreuses plaintes sur le présent et l'avenir au cours d'une énième pause café entre deux lignes de manuscrit. Je te souhaite de t'épanouir pleinement en Allemagne et de ne pas nous revenir trop imbibé de boisson à base d'orge et de houblon... David, je ne peux que souligner ton talent de photographe et d'accessoiriste de la Georges Lucas Compagnie. Merci pour les discussions sur les secrets (qui ne le sont plus) de Word 2007. J'ai beaucoup aimé ta science de la recherche sur internet et ton excellent gâteau à la cannelle ! Je te souhaite de décrocher le plus rapidement possible un poste à la mesure de ta bonne humeur.*

*Les trois suivants, Delphine, Mathieu et Franck, entrent dans le rayon de lumière en bout de tunnel. Je vous souhaite une traversée la plus rapide et la plus fructueuse possible. Merci, Delphine, pour ta gentillesse de tous les instants et pour ton aide aussi précieuse que désespérée pour localiser François. Merci Mathieu pour tes anecdotes, ta disponibilité et ton immense contribution au Student Chapter. Bonne continuation à tous les deux pour cette année si particulière. Franck, quant à toi, tu auras été mon collègue de bureau réunionnais préféré. Ton soutien parfois ingrat (envers mon PC et mon Word), souvent amusé (en particulier grâce à ces VDM...) m'ont incroyablement apporté durant cette dernière année. Merci donc pour tout ça. Merci aussi, parce que j'utilise maintenant un MAC en grande partie grâce à toi... Bon courage avec tes fibres, tes cornées, et ta rédaction en LaTeX (est-ce bien raisonnable ?). Bonne continuation à toi aussi Vivianne.*

*Enfin, dans le microcosme de l'équipe, on découvre chaque année de nouveaux arrivants : bon courage à vous, Cendrine, Patricia, Louis, Mas et Dong !*

*Je n'oublie pas les post-doctorants : Dimitris, nous n'avons pas travaillé ensemble, mais tu as toujours été prêt à m'aider et à t'intéresser à ce que donnaient ces bouts de cristaux qui passaient entre mes mains. Merci pour tout et pour ces quelques jours sous la pluie à Munich où nous sommes parvenus à oublier l'humidité dans quelques biergarten... Je remercie également Shifeng qui a partagé avec moi sa culture et sa gentillesse. Merci aussi à Mick-Mick pour son humour et son accent du ch'nord. Enfin, Yoann a aussi fait parti de ceux qui m'ont aidé et avec qui j'ai partagé d'excellents souvenirs à San Francisco et San José. Merci à toi d'avoir cru autant aux fibres cristallines, merci pour tes anecdotes aux frontières du réel...*

*Je remercie à nouveau François de m'avoir permis d'enseigner les TP pendant 2 ans, Didier Lançon, directeur des études de la Fondation EPF et Catherine Vaiciekaukas de m'avoir permis d'assurer également le cours d'Optique Technique. Ce furent deux expériences extrêmement enrichissantes personnellement.*

*Ces trois ans de thèse ont donc été un véritable accomplissement intellectuel et humain, mais il n'en aurait pas été ainsi si je n'avais pas pu compter sur le soutien de tous mes amis de la Réunion, de Paris, de Bordeaux et d'ailleurs. Merci à vous !*

*D'un point de vue plus personnel, je termine ces remerciements en m'attachant aux personnes sans qui je n'aurais pu accomplir tout ce travail. Je remercie donc très chaleureusement mes parents d'avoir fait de moi ce que je suis. Merci à ma sœur et à mon frère que je retrouve toujours avec un immense plaisir. Merci aussi à Alice, Christian, Sophie et Adèle.*

*Mes pensées vont enfin vers celle qui partage ma vie, qui a été d'un soutien et d'une compréhension incroyables. MILLE mercis à toi, Euphémie, pour ta patience, ta joie de vivre, ton sourire... Une page se tourne avec la fin de cette thèse mais il en reste tant à écrire tous les deux...*

*Merci aussi à la musique (Pink Floyd, Radiohead, Coldplay, Blur, Groundation, Steel Pulse et bien d'autres) de m'avoir accompagné durant les heures passées au clavier...*

*Le mot de la fin sera composé de deux proverbes créoles parfaitement adaptés au travail mené pendant ces 3 ans de recherche :*

**« Pakab lé mor san essayé »<sup>i</sup>**

**« Chemin lé lon mé tracass'pa, ti pa ti pa, n'arrivé »<sup>ii</sup>**

---

<sup>i</sup> Ne jamais dire qu'on ne peut pas faire quelque chose sans avoir essayé.

<sup>ii</sup> Même si la tâche est longue et pénible, à force de patience on finit par y arriver.

## Table des matières

<b>Introduction générale .....</b>	<b>11</b>
<b>PARTIE I : .....</b>	<b>19</b>
<b>Etude et réalisation de sources de fortes puissances à base de fibres cristallines dopées ytterbium .....</b>	<b>19</b>
<b>1. Etat de l'art des sources de fortes puissances à base de matériaux dopés ytterbium.....</b>	<b>22</b>
<b>1.1 Cadre de l'étude bibliographique.....</b>	<b>22</b>
<b>1.2 Les sources à cristaux massifs : architecture classique .....</b>	<b>22</b>
1.2.1 Le pompage longitudinal.....	23
1.2.2 Le pompage transverse.....	26
<b>1.3 Les sources à fibres amorphes dopées .....</b>	<b>27</b>
1.3.1 Les fibres à structures double gaine .....	27
1.3.2 Les fibres à cristaux photoniques .....	30
1.3.3 Nouvelles fibres dopées pour la montée en énergie .....	32
1.3.4 Bilan sur les fibres amorphes.....	33
<b>1.4 Les sources à cristaux à géométrie avancée .....</b>	<b>33</b>
1.4.1 Les lasers à disques minces.....	33
1.4.2 Les slabs lasers.....	36
1.4.3 Les systèmes à guide d'onde planaire (« <i>planar waveguide</i> »).....	38
1.4.4 Vers les lasers à fibres cristallines.....	39
<b>1.5 Conclusions sur l'état de l'art .....</b>	<b>42</b>
<b>1.6 Présentation du concept utilisé .....</b>	<b>44</b>
<b>2. Méthodes d'élaboration des fibres cristallines.....</b>	<b>46</b>
2.1 La méthode Czochralski.....	46
2.2 Les céramiques lasers en forme de fibre .....	47
2.3 La méthode « Laser Heated Pedestal Growth » (LHPG).....	49
2.4 La méthode micro-pulling down ( $\mu$ PD).....	51
2.5 Conclusions sur les voies de réalisations .....	53
<b>3. Etude théorique pour le dimensionnement de fibres cristallines dopées ytterbium .....</b>	<b>54</b>
<b>3.1 Propriétés et modélisations des grandeurs liées au matériau.....</b>	<b>54</b>
3.1.1 Propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium.....	54
3.1.2 Définition du gain linéique et de l'intensité de transparence.....	59
3.1.3 Importance des effets thermiques .....	62



<b>3.2</b>	<b>Modélisation des grandeurs liées au laser</b> .....	<b>70</b>
3.2.1	Modélisation de la propagation de la pompe .....	70
3.2.2	Modélisation du faisceau laser .....	74
3.2.3	Intérêt de la zone de propagation libre de la pompe .....	76
<b>3.3</b>	<b>Validation expérimentale des simulations</b> .....	<b>79</b>
3.3.1	Premiers choix techniques effectués .....	79
3.3.2	Quel critère d'optimisation choisir ? .....	81
3.3.3	Résultats des calculs pour 60 W de pompe .....	81
3.3.4	Détermination expérimentale du gain petit signal .....	83
3.3.5	Comparaison des résultats .....	84
<b>3.4</b>	<b>Dimensionnement à forte puissance de pompe</b> .....	<b>86</b>
3.4.1	Quel système de pompe choisir ? .....	86
3.4.2	Spécifications de la fibre cristalline et influence des effets thermiques .....	88
3.4.3	Définition du faisceau de pompe .....	92
3.4.4	Définition du faisceau laser .....	93
3.4.5	Influence du diamètre des fibres cristallines .....	96
<b>3.5</b>	<b>Conclusions</b> .....	<b>98</b>
<b>4.</b>	<b>Caractérisations des fibres cristallines</b> .....	<b>100</b>
<b>4.1</b>	<b>Caractérisations physico-chimiques</b> .....	<b>101</b>
4.1.1	Caractérisations structurales du matériau .....	101
4.1.2	Observations et état de surface des faces .....	103
4.1.3	Caractérisations spectroscopiques .....	105
4.1.4	Localisation du dopant .....	107
<b>4.2</b>	<b>Caractérisations des propriétés optiques intrinsèques</b> .....	<b>110</b>
4.2.1	Transmission intrinsèque .....	110
4.2.2	Evaluation des pertes par dépolarisation .....	112
4.2.3	Propriétés de guidage .....	113
4.2.4	Absorption .....	116
<b>4.3</b>	<b>Caractérisations optiques avancées</b> .....	<b>118</b>
4.3.1	Répartition spatiale de l'excitation .....	118
4.3.2	Etude du comportement thermique .....	121
<b>4.4</b>	<b>Conclusions sur les caractérisations des fibres cristallines</b> .....	<b>127</b>
<b>5.</b>	<b>Réalisations expérimentales d'oscillateurs lasers à fibres cristallines dopées ytterbium</b> .....	<b>128</b>
<b>5.1</b>	<b>Choix de la cavité laser</b> .....	<b>128</b>
5.1.1	Simulations de la lentille thermique .....	129
5.1.2	Simulations des cavités laser .....	130
<b>5.2</b>	<b>Oscillateurs en régime continu</b> .....	<b>132</b>
5.2.1	Comparaison entre une fibre $\mu$ PD et un barreau Czochralski à 60 W de pompe .....	132
5.2.2	Montée en puissance : performances pour 200 W de pompe .....	134
5.2.3	Premier laser à fibre cristalline de 400 $\mu$ m de diamètre .....	137
<b>5.3</b>	<b>Oscillateurs en régime déclenché</b> .....	<b>140</b>

5.3.1	Le régime déclenché : principe de fonctionnement et moyens de réalisation.....	140
5.3.2	Résultats pour 60 W de pompe.....	144
5.3.3	Vers la montée en puissance .....	146
5.4	<b>Bilan des résultats obtenus en configuration laser .....</b>	<b>148</b>
6.	<b>Conclusions et perspectives sur les sources laser à fibres cristallines .....</b>	<b>152</b>
6.1	Une technique de croissance rapide et maîtrisée .....	152
6.2	Comparaison à l'état de l'art et perspectives envisageables .....	153
6.3	<b>Futurs développements des sources à fibres cristallines .....</b>	<b>155</b>
6.3.1	Concept d'amplificateur à fibre cristalline.....	155
6.3.2	Intérêt d'une fonctionnalisation de la fibre cristalline .....	158
6.3.3	Des fibres cristallines avec d'autres matériaux.....	160
<b>PARTIE II :.....</b>		<b>163</b>
<b>Pompage direct de cristaux dopés néodyme dans la bande d'émission.....</b>		<b>163</b>
1.	<b>Etat de l'art du pompage direct de l'ion néodyme .....</b>	<b>166</b>
1.1	Propriétés laser de l'ion néodyme et cadre de l'étude .....	166
1.2	Le pompage classique à 808 nm .....	167
1.3	Le pompage direct par laser : faisabilité et premières démonstrations 168	
1.4	Le pompage direct par diode .....	169
1.5	Bilan de l'état de l'art.....	171
2.	<b>L'absorption : un paramètre clé pour le pompage direct .....</b>	<b>173</b>
2.1	<b>Propriétés spectroscopiques.....</b>	<b>173</b>
2.1.1	Absorption du Nd:YAG .....	173
2.1.2	Absorption du Nd:YVO <sub>4</sub> .....	173
2.1.3	Récapitulatif .....	175
2.2	<b>Comment favoriser l'absorption en pompage direct ?.....</b>	<b>175</b>
2.2.1	Augmenter le coefficient d'absorption .....	176
2.2.2	Augmenter la longueur du cristal.....	182
2.3	<b>Conclusions sur l'absorption.....</b>	<b>188</b>
3.	<b>Etude expérimentale du Nd:YAG pompé par diode laser à 938 nm .....</b>	<b>189</b>
3.1	<b>Etude de l'absorption.....</b>	<b>189</b>
3.1.1	Recouvrement spectral.....	189
3.1.2	Influence de la température moyenne.....	190
3.2	<b>Réalisation laser en régime continu.....</b>	<b>191</b>

3.3	Comparaison de l'échauffement thermique entre un pompage à 808 nm et à 938 nm.....	193
3.4	Peut-on faire mieux ? .....	195
3.5	Conclusions sur le Nd:YAG.....	196
4.	Etude expérimentale du Nd:YVO <sub>4</sub> pompé par diode laser à 914 nm .....	197
4.1	Etude de l'absorption.....	197
4.1.1	Recouvrement spectral .....	197
4.1.2	Polarisation de l'absorption .....	198
4.1.3	Augmentation de la température moyenne .....	198
4.2	Réalisation laser en régime continu.....	199
4.2.1	Choix de la cavité .....	199
4.2.2	Résultats obtenus.....	200
4.3	Etude des effets thermiques .....	202
4.3.1	Evaluation du gradient thermique sur la face pompée .....	202
4.3.2	Evaluation de la lentille thermique .....	204
4.3.3	Comparaison avec un pompage à 808 nm.....	205
4.4	Conclusions sur le Nd:YVO <sub>4</sub> .....	208
5.	Conclusions et perspectives .....	209
	<b>Conclusions générales et perspectives.....</b>	<b>211</b>
	<b>Annexes.....</b>	<b>217</b>
	Annexe A Particularités du fonctionnement à quasi-trois niveaux dans une fibre cristalline .....	219
	Annexe B Copie de l'article sur la croissance et les caractérisations des fibres cristallines en Yb:LuAG.....	223
	Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse .....	231
	Références bibliographiques .....	235

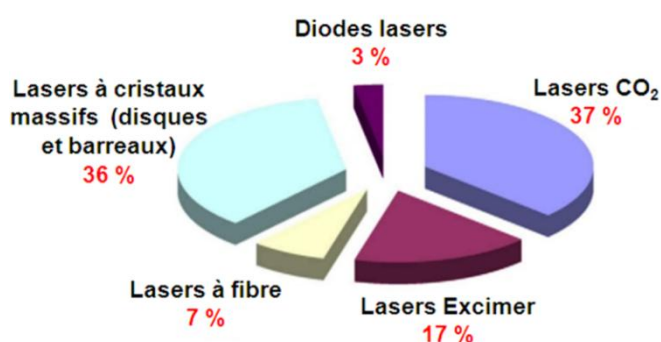
# Introduction générale



## Introduction générale

Depuis la fin des années 1950 durant lesquelles les premières études à la fois théoriques [Basov '54-Schawlow '58] et expérimentales [Maiman '60] ont été menées sur les lasers, cette « simple curiosité scientifique » comme l'appelait Theodore Maimann au moment de sa découverte, n'a cessé d'envahir notre quotidien (DVD, « Blu-Ray<sup>®</sup> », lecteurs de codes barres...). Les exemples d'applications concrètes dans le domaine scientifique, militaire ou encore industriel sont innombrables : le laser est l'exemple même de « l'outil » qui crée son propre « besoin ».

Dans le domaine industriel en particulier, il y a, depuis le début des années 1990, une forte recrudescence des besoins techniques pour l'usinage de matériaux (découpe, gravure, soudage...). Comme le montre le graphique ci-dessous, le marché mondial de l'usinage par laser a atteint en 2008 près de 2 milliards d'euros parmi lesquels, les sources solides (diodes laser, cristaux massifs, disques minces et fibres) occupent une place prépondérante avec près de 50 % des systèmes utilisés.



*Le marché des lasers pour l'usinage par type de lasers en 2008 (d'après [Optech '09])*



*Exemple d'usinage au laser (découpe)*

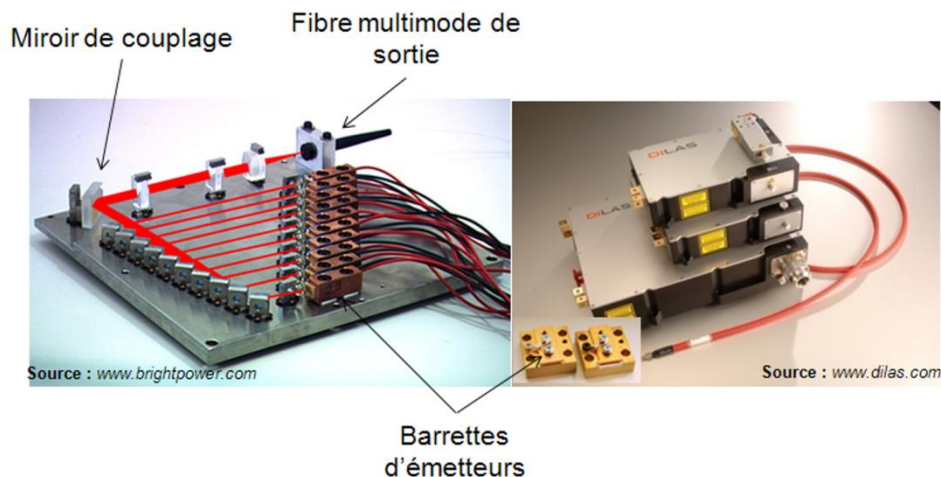
Ces technologies répondent en effet parfaitement aux contraintes de robustesse, de fiabilité et de consommation électrique imposées par les industriels. Néanmoins, pour améliorer leurs processus, ces derniers sont toujours fortement demandeurs de nouvelles solutions permettant d'atteindre toujours plus de puissance et d'énergie en sortie des systèmes lasers.

### **Les diodes lasers de puissance**

Le système de prédilection des industriels est celui qui sera le moins consommateur d'énergie. Pour cela, les diodes lasers dont les performances sont en constante évolution présentent les meilleures efficacités : le rapport entre la puissance optique obtenue et la puissance électrique consommée dépasse les 50 %. Les gammes de puissances de ces systèmes sont de plusieurs centaines de watts en régime continu couplés dans des fibres multimodes dont la taille varie entre 100  $\mu\text{m}$  et 400  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et d'ouverture

numérique égale à 0,22. On parle alors de système de forte « luminance », puisqu'elle atteint plusieurs centaines de kW/cm<sup>2</sup>/sr.

Un exemple de systèmes de diodes lasers remises en forme et couplées dans une fibre multimode est reproduit ci-dessous.



*A gauche : système de couplage de plusieurs émetteurs dans une fibre multimode.*

*A droite : modèles commerciaux proposés par la société Dilas.*

Cependant, ces systèmes fonctionnent préférentiellement en régime continu ce qui limite l'interaction lumière/matière à un effet purement thermique : l'échauffement local mène alors à la rupture du matériau. De plus, la qualité de faisceau en sortie de ces systèmes reste limitée, ce qui impose des contraintes sur la distance et la taille de la tâche de focalisation.

Afin de remédier à ces limitations, l'idée est alors d'utiliser un système jouant le rôle de « convertisseur de propriétés optiques ». C'est ainsi que l'on peut qualifier de façon générique la famille des lasers solides pompés par diodes. La conversion se fait d'un point de vue temporel (émission laser impulsionnelle), spatiale (émission de bonne qualité) et spectrale (en longueur d'onde d'émission) préférentiellement autour de 1  $\mu\text{m}$  pour les systèmes les plus performants. Cette gamme de longueur d'onde correspond en effet, à la bande d'émission principale des ions terres rares comme le néodyme et l'ytterbium qui sont les plus répandus. Une étape supplémentaire de conversion spectrale peut également être envisagée par des effets non-linéaires comme le doublement ou la somme de fréquence.

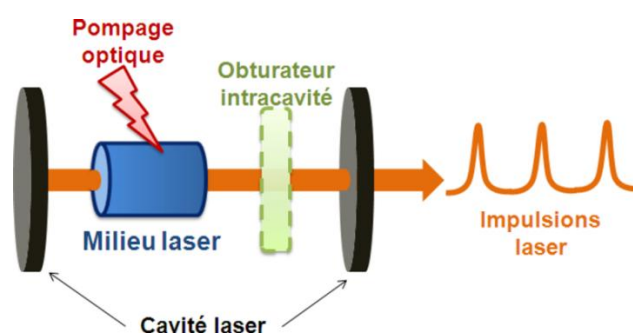
### **Les lasers solides pompés par diodes**

Parmi les lasers solides pompés par diodes, des systèmes dépassent actuellement la dizaine de kilowatts avec une excellente qualité de faisceau. C'est le cas par exemple des systèmes à fibres de plus de 10 kW avec un faisceau monomode [Gaspontsev '09] ou de systèmes à disques minces émettant plus de 25 kW avec un faisceau multimode [Boeing '08].

Le principal avantage des lasers solides réside surtout dans la possibilité de contrôler temporellement le faisceau de sortie. En effet, parvenir à concentrer la lumière

sur une durée courte, permet d'atteindre d'importantes puissances crêtes (supérieures à quelques kW). Avec des impulsions allant d'une durée de quelques femtosecondes à plusieurs centaines de picosecondes, l'usinage peut se faire par ablation : il n'y a aucun échauffement qui est mis en jeu, et la découpe est précise et peu profonde. Cette technique est très utilisée pour le micro-usinage par exemple.

De plus, avec les lasers solides pompés par diode, il est possible de combiner les deux procédés d'usinage (thermique et ablatif). Cela nécessite d'atteindre à la fois une forte puissance crête (supérieure à 100 kW) et une forte énergie (supérieure à 1 mJ) à l'aide d'impulsions d'une durée de l'ordre de la nanoseconde. Les sources impulsionnelles à base de cristaux solides pompés par diode représentent actuellement le seul moyen pour répondre à ces besoins. Ces systèmes sont de toute évidence le meilleur compromis en termes de qualité de faisceau, d'efficacité et de performances obtenues. Leur principe est reproduit sur la figure ci-dessous.



*Principe du laser déclenché*

Dans un système déclenché, l'émission laser est contrôlée par un obturateur introduit dans la cavité. Le milieu stocke l'énergie quand l'obturateur est fermé et la réémet sous la forme d'impulsions lumineuses à l'ouverture de l'obturateur.

L'élément indispensable qui permet de convertir efficacement la puissance électrique en puissance lumineuse est un système à diodes lasers de puissance utilisé pour le pompage des milieux lasers. Comme ces diodes laser sont de plus en plus puissantes, les effets thermiques dans les milieux solides sont donc de plus en plus problématiques. La gestion de ces effets représente ainsi un des challenges majeurs pour le concepteur laser.

### **Milieu laser et effets thermiques**

L'étude et la conception d'un système laser de forte puissance est indissociable de la compréhension et de la prise en compte de nombreux effets perturbateurs susceptibles de limiter le rendement global du système. Parmi eux, on peut citer la façon dont le milieu est capable de convertir la puissance de pompe apportée en puissance laser. On parlera alors de rendement optique-optique du système. L'efficacité absolue accessible est liée à la différence d'énergie entre un photon de pompe et un photon laser. Cette grandeur, appelée dans la suite de ce travail « **défaut quantique** » est égale à la différence d'énergie entre un



photon de pompe absorbé et un photon laser émis rapporté à l'énergie d'un photon de pompe<sup>i</sup>. Le défaut quantique  $\eta_Q$  vaut donc :

$$\eta_Q = 1 - \frac{\lambda_P}{\lambda_L}$$

Avec  $\lambda_L$  et  $\lambda_P$  respectivement la longueur d'onde laser et la longueur d'onde de pompe.

Toute l'énergie qui n'est pas consommée sous forme lumineuse sera dissipée sous forme de chaleur. C'est ce qui forme la **charge thermique** imposée au milieu laser.

## Problématique de l'étude

Ainsi, dès lors que le système laser met en jeu de fortes puissances et que l'absorption dépasse au moins la dizaine de watts, les problématiques d'échauffement et la prise en compte des effets thermo-optiques auront alors un rôle fondamental. Ce mémoire de thèse se place donc dans ce contexte des systèmes laser de puissance. La problématique abordée a pour objectif d'identifier et de mettre en place des stratégies innovantes pour atteindre des performances laser inédites. Nous nous demanderons alors quels moyens mettre en œuvre pour espérer dépasser les principaux écueils actuels. Il s'agit donc d'un challenge important pour lequel la compétition est rude et où l'introduction de nouveaux concepts reste rare.

Dans l'étude, nous proposons deux solutions pour gérer les problèmes thermiques.

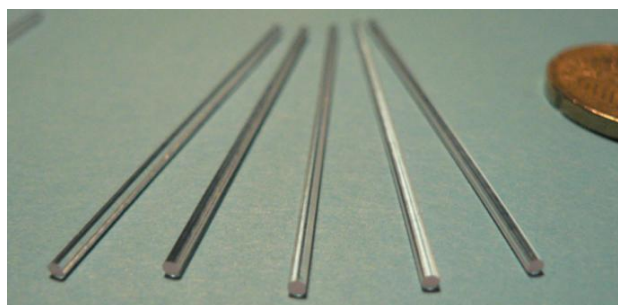
La première consiste à modifier **la géométrie du milieu à gain afin de s'adapter au mieux à l'échauffement thermique**. C'est ce qui est fait avec les disques minces, les fibres ou les « slabs » lasers par exemple.

Dans cette première partie, nous allons étudier une géométrie hybride permettant de combiner les avantages des fibres en termes de gestion thermique et des cristaux massifs en termes de propriétés laser intrinsèques : **les fibres cristallines**. Elles permettent de dépasser les limitations thermiques usuelles des cristaux massifs et les limitations en termes de puissance crête et d'énergie des fibres. En effet, parce qu'il s'agit d'un milieu long et fin dans lequel la pompe se propage en étant guidée, l'absorption ainsi que l'échauffement sont répartis sur un volume important. Le signal laser est quant à lui imposé par une cavité standard dans laquelle il se propage librement (i.e. sans guidage) avec une section plus importante que celle des fibres dopées pour réduire le confinement et permettre la propagation de fortes puissances crêtes sans effets non-linéaires. Ce principe a fait l'objet d'une première étude de la part de Julien Didierjean dans une fibre cristalline en grenat d'yttrium dopé à l'ion néodyme (Nd:YAG). Dans ce mémoire de thèse, nous allons étudier le potentiel laser des fibres cristallines en Yb:YAG. Ce matériau se distingue du Nd:YAG par un défaut quantique fortement réduit : il vaut 9 % pour le Yb:YAG et 24 % pour le

---

<sup>i</sup> Le terme « *défaut quantique* » tel que nous l'utilisons est en réalité d'un abus de langage. Il traduit littéralement une perte d'énergie (donc un « *défaut* ») entre un photon émis et un photon absorbé. Ces photons sont de nature « *quantique* ».

Nd:YAG pompé à 808 nm. Les effets spectroscopiques parasites sont également très limités avec l'ytterbium grâce à une structure énergétique plus simple.



*Exemple de fibres cristallines élaborées par la technique micro-pulling down.*

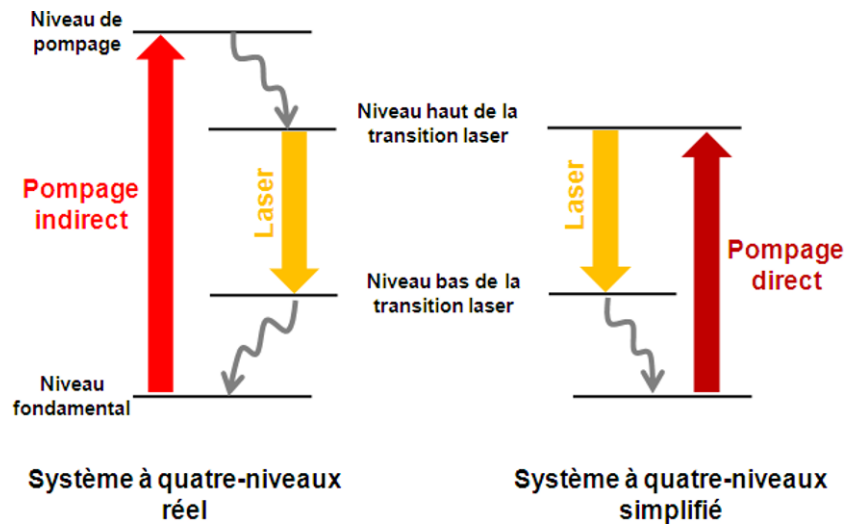
L'ytterbium est un ion laser très utilisé grâce à ses avantages thermiques et grâce à sa capacité de stockage de l'énergie. En effet, si l'on compare ses propriétés à celles du néodyme, le temps de vie de l'état excité est jusqu'à 10 fois plus important (cf. tableau ci-dessous). Par conséquent, si l'on parvient à extraire convenablement cette énergie, nul doute que l'Yb:YAG est un excellent candidat pour atteindre des performances inédites.

	<i>Nd:YAG</i>	<i>Nd:YVO<sub>4</sub></i>	<i>Yb:YAG</i>
Section efficace d'émission (@ 1064 nm ou 1030 nm)	$28 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	$114 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	$2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
Temps de vie du niveau excité	230 $\mu\text{s}$	90 $\mu\text{s}$	1 ms

*Propriétés spectroscopiques des matériaux utilisés dans des systèmes de fortes puissances.*

La seconde solution envisagée pour répondre à notre problématique est de **réduire le défaut quantique en jouant sur le choix du milieu laser et en tirant profit de ses propriétés spectroscopiques.**

Ainsi, nous nous demanderons, dans la seconde partie de ce manuscrit, s'il n'existe pas un moyen de réduire intrinsèquement la charge thermique dans les milieux usuels que sont le Nd:YAG et le Nd:YVO<sub>4</sub>. Nous verrons que l'on peut réduire efficacement le défaut quantique par l'intermédiaire du **pompage direct dans les niveaux émetteurs**. Le principe de ce concept est schématisé sur la figure suivante : le niveau du haut de la transition de pompage est directement le niveau du haut de la transition laser. Cela permettrait de bénéficier des sections efficaces d'émission des matériaux dopés Nd<sup>3+</sup> qui sont bien plus importantes que celle de l'ion Yb<sup>3+</sup> tout en réduisant la charge thermique au niveau de celle de l'ytterbium.



*Schéma de principe du pompage direct dans les niveaux émetteurs.*

Cette thèse s'est déroulée à la fois au Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents de l'Université Claude Bernard Lyon 1 et au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Elle a également été réalisée en partenariat avec l'entreprise FiberCryst. Le travail sur les fibres cristallines est intimement lié à celui de Nicolas Aubry qui a réalisé sa thèse en même temps que moi sur l'élaboration et la caractérisation des fibres cristallines dopées Yb:YAG.

Ce travail a été mené grâce au soutien financier de l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) à travers le contrat N° ANR-06-BLAN-0364 pour le projet « *Idéalaser* ».

## **PARTIE I :**

**Étude et réalisation de sources de  
fortes puissances à base de fibres  
cristallines dopées ytterbium**



Cette partie présente l'ensemble de la démarche que nous avons suivie pour de la réalisation de sources laser à base de fibres cristallines dopées ytterbium. Dans cette optique, nous serons confrontés aux problématiques suivantes :

- Dans quel cadre précis devons-nous orienter nos recherches par rapport à l'état de l'art des sources de fortes de puissances utilisant des matériaux dopés ytterbium ? (*chapitre 1*)
- Par quels moyens est-il possible de réaliser notre milieu laser sous la forme de fibre cristalline ? (*chapitre 2*)
- Comment devons-nous modéliser notre système et quelles doivent être les spécifications de notre milieu ? (*chapitre 3*).
- Quelles sont les principales caractéristiques d'une fibre cristalline, correspondent-elles aux critères requis pour la réalisation d'une source laser ? (*chapitre 4*)
- Comment réaliser un système performant et adapté à la montée en puissance ? (*chapitre 5*)
- Après les réalisations expérimentales, quel bilan pouvons-nous dresser des résultats obtenus par rapport aux autres technologies ? Quel peut être le potentiel du milieu laser étudié pour la réalisation d'un système de forte puissance ? Quelles sont les perspectives de recherche aussi bien dans le domaine des matériaux que des développements lasers ? (*chapitre 6*).

# 1. Etat de l'art des sources de fortes puissances à base de matériaux dopés ytterbium

## 1.1 Cadre de l'étude bibliographique

Au cours de ce premier chapitre, nous proposons une étude bibliographique sur les solutions développées pour la réalisation de « sources laser de puissance ». Au regard de ce qui est présenté dans ce chapitre, nous limiterons notre étude à des systèmes dits « **tout solides** », qui ne seront donc ni des diodes lasers, des lasers à gaz, ni des lasers à colorants, car les problématiques technologiques dans de tels systèmes sont très différentes des concepts étudiés ici. Nous nous concentrons ici sur les résultats obtenus avec des **matériaux dopés à l'ion ytterbium**. Des résultats typiques obtenus avec des cristaux dopés à l'ion néodyme seront présentés en début de partie II.

Nous présentons brièvement les résultats en régime de fonctionnement continu et nous insistons davantage sur le régime impulsionnel qui constitue un fonctionnement très attractif pour les applications industrielles. Pour cela, la gamme de durées d'impulsions que nous étudions est dans une plage de plusieurs nanosecondes (**au-delà de 1 ns**). Nous excluons ainsi les systèmes complexes par exemple basés sur le « verrouillage des modes en phase » qui atteignent des impulsions d'une durée comprise entre une à quelques dizaines de picosecondes. Nous excluons également la gamme de durées d'impulsions femtosecondes qui se fait dans des systèmes beaucoup plus complexes utilisant par exemple la technique d'amplification à dérive de fréquence [Strickland '85]. Nous ne traitons pas non plus des systèmes constitués d'une combinaison de plusieurs sources laser entre elles. En effet, cette famille de systèmes, pouvant être réalisés selon des techniques variées, nécessite a priori le contrôle précis de la phase de chacun des  $n$  sous-systèmes afin d'obtenir une combinaison cohérente de puissance  $n$  fois plus importante.

Enfin, pour chaque géométrie, nous présentons dans la mesure du possible les performances obtenues en tant qu'amplificateur de puissance dans une configuration de type MOPA (de l'anglais *Master Oscillator Power Amplifier*). Cette technologie est très répandue car elle permet de découpler les propriétés de l'émission (durée d'impulsions, qualité de faisceau...) de la problématique de la génération de forte puissance/énergie. Nous verrons ainsi quels sont les principaux avantages et inconvénients des solutions existantes en s'intéressant en particulier aux trois problématiques fondamentales que sont la qualité du faisceau, la gestion de l'échauffement thermique au sein de la structure amplificatrice et le rendement d'efficacité.

## 1.2 Les sources à cristaux massifs : architecture classique

Bien que le marché et le secteur de la recherche dans le domaine des lasers à fibres dopées soit actuellement en pleine expansion, il n'en reste pas moins que les lasers solides à cristaux massifs pompés par diode continuent d'occuper une place prépondérante sous

l'impulsion notamment de géants industriels comme Coherent, Spectra Physics, RoFin ou encore Trumpf...

En effet, l'utilisation de cristaux laser est bien plus ancienne que celle des fibres dopées car elle a été rendue possible par la maîtrise industrielle de méthodes de croissance cristalline dont nous reparlerons dans le chapitre 2. En particulier, la méthode Czochralski permet d'obtenir des cristaux d'excellente qualité optique avec des dimensions conséquentes. Les grenats d'yttrium donnant le Nd:YAG ou l'Yb:YAG et plus récemment les cristaux de vanadates (en particulier le Nd:YVO<sub>4</sub>) sont en effet les cristaux les plus utilisés pour la réalisation de sources laser de fortes puissances. Ces cristaux sont pompés optiquement grâce à des diodes lasers selon deux géométries distinctes : le pompage transverse et le pompage longitudinal dont nous détaillons le fonctionnement ci-dessous.

### 1.2.1 Le pompage longitudinal

Le principe du pompage longitudinal est présenté sur la Figure 1-1. Le faisceau de pompe est focalisé à travers une des faces du cristal. Le mode laser est généré de façon co-propagative au faisceau de pompe et imposé par une cavité extérieure. Cette géométrie est reconnue pour permettre d'obtenir un faisceau limité par la diffraction et avec une excellente efficacité. En effet, le recouvrement spatial entre le mode laser et le volume du cristal laser excité par le pompage est optimal. Cependant, il nécessite également que la source de pompage soit de bonne qualité optique. Les développements actuels de diodes laser de puissance vont dans ce sens avec l'augmentation des capacités de couplage de faisceaux issus de barrettes de diode dans des fibres multimodes grâce à des techniques propres à chaque intégrateur de ce genre de système (comme évoqué en introduction générale). La luminance<sup>i</sup> de ces systèmes de pompage s'améliore d'année en année.

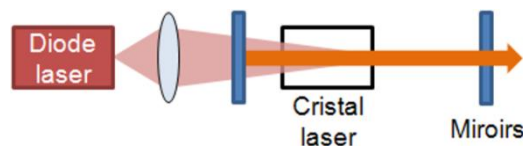


Figure 1-1 : Schéma de principe du pompage longitudinal.

Cependant, la montée en puissance est rendue délicate par le fait qu'il est tout de même nécessaire de focaliser un faisceau possédant un facteur  $M^2$  très élevé dans le cristal laser. Le faisceau de pompe divergera fortement de part et d'autre du point de focalisation. Par conséquent pour maximiser l'absorption dans un cristal massif, celui-ci devra alors être caractérisé par un couple {dopage-longueur} adapté. En pratique, cela implique le dépôt

<sup>i</sup> Cette grandeur photométrique (exprimée en  $W/cm^2/sr$ ) est parfois désignée par l'anglicisme « *brillance* » dérivé de l'anglais *brightness*. Elle est définie par le rapport entre la puissance maximale émise  $P$  et le produit de la surface de la fibre  $S$  par l'angle solide  $\Omega$  d'émission à la sortie de la fibre (La fibre a un diamètre

$$\Phi_{\text{fibre}} \text{ et une ouverture numérique ON) : } B = \frac{P}{\Omega \cdot S} = \frac{P}{4\pi \sin^2(\text{ON}/2) \cdot \pi \frac{\Phi_{\text{fibre}}^2}{4}}$$



d'une forte densité de puissance au sein d'un milieu de quelques millimètres cube. Ceci va alors provoquer d'importantes contraintes thermiques (comme l'apparition d'une lentille thermique, de biréfringence thermique, et le risque de fracture...).

#### Performances en régime continu :

Nous avons déjà mentionné le fait que la réduction du défaut quantique est une des clés pour la montée en puissance. Ainsi, dès la première démonstration du pompage par diode d'un cristal d'Yb:YAG à 969 nm en 1991 par P. Lacovara et T. Y. Fan, il est apparu alors évident que ce matériau était très avantageux pour la réalisation de systèmes de fortes puissances [Lacovara '91]. En effet, la charge thermique est réduite de plus de 50 % par rapport au pompage par diode de cristaux dopés néodyme à 808 nm et émettant à 1064 nm. De plus, la structure électronique de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  limite les effets parasites qui peuvent exister avec l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  (cf. chapitre 2 de la partie II).

Cependant, cette structure électronique très simple de l'ytterbium impose un fonctionnement laser à quasi-trois niveaux. Par conséquent, il présente une forte réabsorption à la longueur d'onde laser à température ambiante. Cela nécessite alors le dépôt de fortes densités de puissance pour atteindre la transparence tout au long du cristal<sup>i</sup>. Ainsi, les démonstrations basées sur la géométrie de pompage longitudinal (décrite sur la Figure 1-1), ont été faites à l'aide de cristaux de faible épaisseur et fortement dopés car les diodes de pompe utilisées étaient très divergentes. Ce dopage limite alors la puissance de pompe car l'absorption locale et donc l'échauffement sont très importants. En effet, les puissances laser obtenues restent inférieures à 10 W pour des puissances de pompe inférieures à 20 W [Dong '07a]. Les systèmes dans cette configuration classique sont donc limités par les effets thermiques.

Pour palier à cela, Ripin et al. ont utilisés des cristaux refroidis à des températures cryogéniques. Ils ont obtenus plus de 300 W pour 478 W de pompe à l'aide de 2 cristaux placés dans une même cavité [Ripin '05]. Le schéma de ce système est repris sur la Figure 1-2. Le refroidissement permet en effet de forcer l'ytterbium à fonctionner quasiment selon un régime à quatre niveaux, mais la cryogénie rend le système relativement complexe à mettre en œuvre.

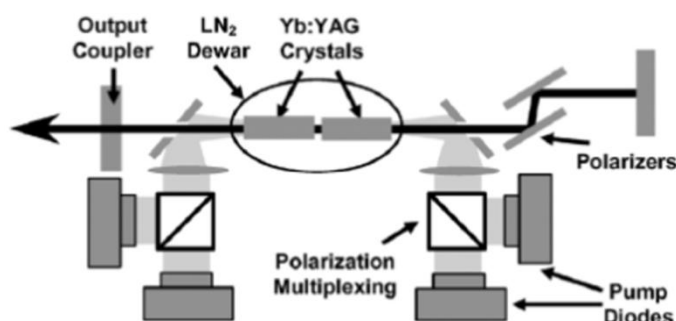


Figure 1-2 : Oscillateur utilisant 2 cristaux d'Yb:YAG à température cryogénique ([Ripin '05]).

<sup>i</sup> Voir à ce sujet la partie 3.1.2.

### Performances en régime impulsionnel :

La plupart des systèmes impulsionnels commerciaux utilisant le pompage longitudinal sont conçus plutôt avec l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  qu'avec l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ . En effet, atteindre des durées courtes et une forte extraction d'énergie est difficile dans un oscillateur car cela suppose que le milieu ait un gain petit signal important<sup>i</sup>. Dans le cas de l' $\text{Yb}:\text{YAG}$  (qui a pourtant la plus grande section efficace d'émission des matériaux dopés ytterbium), les valeurs de sections efficaces restent bien inférieures à celles des cristaux dopés Néodyme (cf. au Tableau en introduction générale). Cependant, des démonstrations ont été réalisées en régime déclenché pour produire des impulsions de 11 ns et de 72  $\mu\text{J}$  à l'aide d'un modulateur électro-optique en  $\text{LiNbO}_3$  [Fan '93b]. L'utilisation de la technique de « *cavity-dumping* » qui permet d'imposer la durée des impulsions a permis à Wandt et al. de générer des impulsions de 3 mJ et d'une durée de 6 ns en pompant en régime quasi-continu à 10 Hz [Wandt '08]. Ce type de pompage présente l'avantage de limiter l'échauffement du milieu à gain, mais la cadence de fonctionnement est alors limitée<sup>ii</sup>. La puissance moyenne est également réduite, mais la puissance crête correspondante atteint près de 500 kW. Avec le même type de déclenchement mais avec un pompage continu, la puissance moyenne reste toutefois limitée à des valeurs de l'ordre de 700 mW pour 1 W de pompe à 940 nm à 100 kHz [Matsubara '06].

### Performances en amplificateur :

Pour des raisons évidentes de recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal injecté, le pompage longitudinal semble très favorable pour obtenir une bonne extraction, donc de fortes puissances moyennes en sortie de l'amplificateur. Une démonstration a été faite en utilisant un cristal d' $\text{Yb}:\text{YAG}$  refroidi à une température cryogénique (77° K) et en un unique passage dans le cristal, un gain de 2,3 soit une puissance de sortie de plus de 250 W ont été obtenus en régime continu [Ripin '05]. Comme précédemment, peu d'exemples existent dans cette configuration à température ambiante, car le gain est tout de même limité. Un tel système nécessite généralement la mise en place de nombreux passages au sein du milieu à gain [Wandt '08] ou l'utilisation de nombreux étages d'amplification [Ripin '05] voire même l'utilisation d'une configuration à amplificateur régénératif qui sort du cadre de cette étude. Des gains de plus de  $10^3$  ont été démontrés dans des cristaux d' $\text{Yb}:\text{YAG}$  grâce à cette technique [Sueda '08], mais ces technologies restent complexes à mettre en œuvre et relativement coûteuses.

Finalement, les systèmes pompés longitudinalement utilisent rarement l'ytterbium. Les cristaux laser dopés néodyme sont plus performants dans des oscillateurs en régime déclenché et en tant que milieux à forte extraction d'énergie dans des systèmes MOPA en dépit d'importantes limitations thermiques.

---

<sup>i</sup> Nous reviendrons plus en détails sur ces notions dans le paragraphe 5.3.1.1.

<sup>ii</sup> Celle-ci est alors imposée par la cadence de fonctionnement des diodes laser.

## 1.2.2 Le pompage transverse

L'autre solution pour pomper un barreau laser consiste à faire propager le faisceau de pompe perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau laser. De cette façon, si l'on souhaite augmenter la puissance de sortie, il suffit d'augmenter la longueur du barreau et juxtaposer les sources de pompes (voir le schéma de droite de la Figure 1-3). On peut aussi multiplier les diodes en périphérie du barreau (comme le montre le schéma de gauche de cette même figure). L'échauffement est alors davantage réparti sur un volume important.

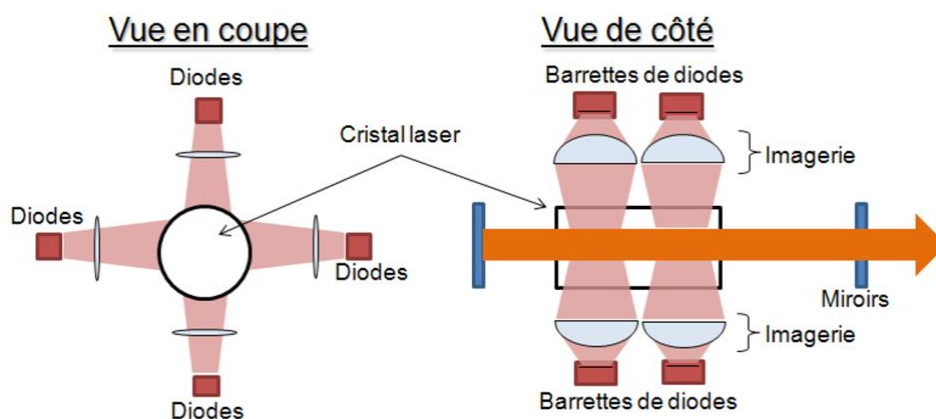


Figure 1-3 : Schéma de principe du pompage transverse à l'aide de barrettes de diodes laser.

La contrepartie de cette géométrie est la limitation du recouvrement entre le volume qui a absorbé la pompe et celui où se propage le signal laser. Cela réduit alors l'efficacité globale du système et cela engendre une émission en général très multimode spatiale. Ainsi, en régime continu, l'efficacité optique-optique est en général de l'ordre de 30 % seulement avec des barreaux d'Yb:YAG. Cette configuration a tout de même permis d'atteindre le record de puissance avec ce matériau en régime continu : 2,65 kW à 1030 nm pour une puissance de pompe de 9 kW à 940 nm correspondant à une efficacité de 28 % [Bruesselbach '05]. Il faut préciser que l'émission était très largement multimode et que Bruesselbach et Sumida ont pris un grand soin pour le refroidissement du barreau avec un jet d'azote liquide. Dans une cavité stabilisée par lentille thermique, ils ont également obtenu plus de 800 W avec un  $M^2$  de 1,2 avec le même système. L'efficacité est alors réduite à 14 %.

Les avantages de cette technologie sont la robustesse et la possibilité d'utiliser directement des diodes laser sous forme de barrettes (*stacks*) qui ont un coup inférieur à celui des systèmes à diodes laser fibrés décrits en introduction. Toutefois, cette géométrie offre des valeurs de gain intrinsèques plus importantes avec des matériaux dopés néodyme.

Pour atteindre des niveaux de gain important dans les matériaux dopés ytterbium, une des solutions est de favoriser le confinement de la pompe dans la structure. L'architecture répondant le mieux à cette condition est la fibre amorphe dopée double gaine.

## 1.3 Les sources à fibres amorphes dopées

### 1.3.1 Les fibres à structures double gaine

Dans les 10 dernières années, le développement des lasers à fibres de fortes puissances a connu une croissance sans précédent avec notamment une multiplication par 3 du marché entre 2005 et 2008 [Mayer '09]. En effet, cette technologie permet d'atteindre des records d'efficacité optique-optique, en assurant a priori une bonne qualité de faisceau, tout en proposant un faible coût de maintenance et une excellente compacité à l'utilisateur. Toutes ces propriétés sont obtenues grâce à la structure même de la fibre dite à « double gaine » (ou *double clad* en anglais). Comme il est montré sur la Figure 1-4, cette fibre est composée de deux cœurs concentriques et d'une gaine polymère protectrice. Le cœur de pompe qui possède une forte ouverture numérique (typiquement de 0,22 dans le cas de fibre standard) permet de répartir le faisceau multimode issu d'une diode laser de pompe sur la grande longueur que compte la fibre (plusieurs mètres à quelques dizaines de mètres). Le second cœur ou « cœur actif » est dopé en ions terres rares. Il est en général monomode pour le faisceau laser généré. Cette propriété est fondamentale car le rayon du cœur actif de l'ordre de quelques microns ( $10\ \mu\text{m}$ ) ainsi que la différence d'indice entre le cœur actif et le cœur de pompe (i.e. la gaine pour le signal) imposent alors une émission monomode transverse.

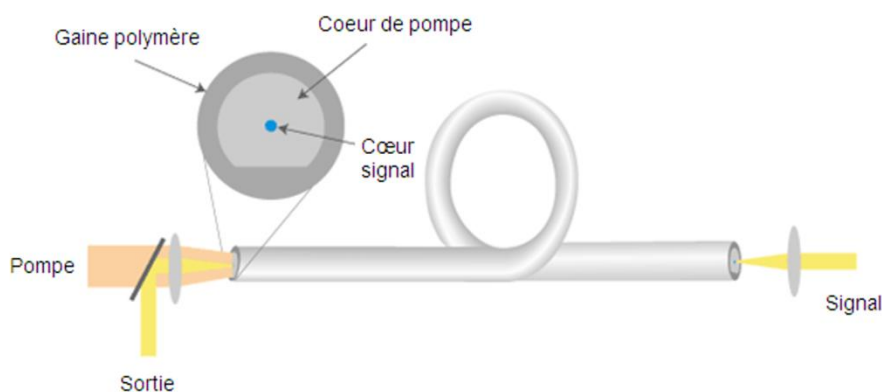


Figure 1-4 : Représentation schématique d'un amplificateur à fibre dopée avec pompage contra-propageant. En insert, vue transversale d'une fibre à double-cœur.

Le cœur est préférentiellement dopé à l'ion ytterbium plutôt qu'à l'ion néodyme. Il semble que l'utilisation de ce dernier entraîne des difficultés de fabrication (formation d'agrégats dans la silice). De plus des effets spectroscopiques propres à la structure complexe du néodyme et néfastes en utilisation laser sont exacerbés par le confinement dans la fibre<sup>i</sup>. Les phénomènes thermiques sont plus importants du fait du défaut quantique plus élevé (25 % au lieu de plus de 10 %). Enfin, les performances des fibres dopées  $\text{Nd}^{3+}$  sont très limitées par un fort taux d'émission spontanée amplifiée.

<sup>i</sup> On peut citer par exemple l'effet Auger, l'absorption de l'état excité qui sont décrits plus précisément au chapitre 2.

Le gain disponible dans une fibre double cœur est considérable de par le confinement de l'intensité laser et les importantes longueurs d'interaction. La seule réflexion sur l'interface air/verre à la sortie de la fibre permet en général de jouer le rôle de coupleur de sortie ( $R = 4\%$  pour  $n_{\text{silice}}=1,5$ ). La cavité peut également être constituée de miroirs diélectriques, ou de miroir de Bragg inscrits dans la structure même. De plus, la géométrie du milieu à gain où l'absorption est répartie le long de la fibre offre une importante surface d'échange entre la zone dopée et la gaine extérieure non dopée. Pour cette raison, un tel milieu est capable de supporter de très fortes puissances de pompe (actuellement supérieure à plusieurs kilowatts).

Cependant, la génération de niveaux de puissances de plusieurs centaines de watts induit des valeurs d'intensité considérables au sein du matériau ( $I \sim 300 \text{ MW/cm}^2$  pour 1 kW de puissance laser dans un cœur de  $10 \mu\text{m}$ ). La silice souffre d'une résistance moins bonne que les cristaux. Par ailleurs, le seuil de dommage de surface est difficilement quantifiable mais il est admis que l'ordre de grandeur de l'intensité maximum dans de la silice est environ de  $500$  à  $1000 \text{ MW/cm}^2$  [Dawson '08], ce qui montre que les limitations liées à la génération de très fortes puissances laser sont bien réelles dans ce type de système.

En outre, le confinement et les ordres de grandeur de l'intensité dans le matériau peuvent donner lieu à la génération de phénomènes non-linéaires. C'est principalement le cas en régime impulsionnel, mais certains naissent également en régime continu (principalement la diffusion Raman stimulée<sup>i</sup>).

Ainsi, des efforts de développements ont été portés sur la réalisation de structure à large aire modale (LMA en anglais pour *Large Mode Area*). Augmenter la taille du cœur permet ainsi de réduire l'intensité dans le matériau et de prévenir les risques d'endommagement. Cependant, conserver alors une émission monomode est alors moins aisé malgré l'utilisation de techniques comme l'enroulement (ou *bending*) pour réduire le nombre de modes se propageant au profit du mode fondamental  $\text{LP}_{01}$ . La technologie des fibres à cristaux photoniques qui sera évoquée dans le paragraphe suivant permet également de conserver une bonne qualité de faisceau.

#### Performances en régime continu :

Actuellement, le record atteint en régime continu est de près de 10 kW avec une émission monomode à partir d'une technologie « tout fibrée » [Gaspointsev '09]. Même s'il ne s'agit là que d'une première démonstration de laboratoire, on comprend alors que les propriétés de compacité et de fiabilité dont peut bénéficier cette technologie en fait une candidate sérieuse pour des applications industrielles. Les lasers proposés commercialement par la société IPG Photonics atteignent 2 kW avec une émission monomode autour de  $1 \mu\text{m}$  [IPG].

---

<sup>i</sup> **La diffusion Raman** est le résultat de diffusion inélastique des photons sur les modes vibrationnels (ou phonons) de la silice amorphe. Cela se traduit alors par une perte d'énergie du faisceau incident et par une conversion de fréquence. Cet effet peut être exacerbé par la propagation dans une fibre donnant lieu alors à de la **diffusion Raman stimulée**.

Les efficacités de ces systèmes sont très élevées. Ainsi, avec un cœur pour le faisceau laser de 40  $\mu\text{m}$ , près de 86 % d'efficacité optique-optique et une puissance maximale de 1,36 kW à 1  $\mu\text{m}$  ont été démontrées avec un  $M^2$  de l'ordre de 1.4 [Jeong '04]. Avec une émission multimode, les meilleurs systèmes permettent d'atteindre entre 2 et 20 kW commercialement avec des facteurs de qualité ( $M^2$ ) compris entre 5 et 30 [IPG].

Il est clair que l'augmentation de l'aire modale effective d'une fibre se fait au détriment de la qualité spatiale de l'émission et elle accentue également les phénomènes thermiques (comme l'apparition de lentille thermique par exemple). Ceux-ci auront alors des répercussions sur l'efficacité des systèmes et leur possible montée en puissance. Récemment, il a été estimé en tenant compte de toutes les limitations possibles que la limite ultime des lasers à fibres pour une émission monomode serait entre 10 kW [Limpert '07] et 36 kW [Dawson '08] selon le diamètre effectif du mode. Cela démontre le fort potentiel de cette technologie en régime continu !

#### Performances en régime impulsionnel :

En régime impulsionnel, d'autres phénomènes non-linéaires sont exacerbés car les puissances crêtes (donc a fortiori les valeurs d'intensités) sont alors très importantes. On peut citer les effets non-linéaires comme l'effet Kerr, la diffusion Raman ainsi que la diffusion Brillouin qui s'avèrent être très limitants pour l'efficacité de ces systèmes et perturbant le spectre émis. L'autofocalisation peut même provoquer la destruction irréversible du matériau.

Le seuil de dommage aux interfaces air/verre est le principal facteur limitant. On estime que la limite de tenue en puissance crête est de l'ordre de 2 GW/cm<sup>2</sup> à la longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$  à l'interface [Wood '75-Koehner '06]<sup>i</sup>. L'intérêt d'augmenter l'aire effective est donc ici renforcé par cette limitation intrinsèque qui restreint la gamme de fonctionnement à quelques millijoules en énergie et à quelques dizaines de kilowatts en puissance crête. De plus, les longueurs typiques des fibres dopées de plusieurs mètres de long imposent la longueur de cavité et donc la durée des impulsions qui peuvent être générées. Ainsi, les durées standards sont en général supérieures à 100 ns. Par exemple, dans une fibre LMA de 44  $\mu\text{m}$  de diamètre et d'ouverture numérique de 0,075, des impulsions de près de 2,3 mJ et de 100 ns ont été obtenues à une cadence de 500 Hz avec un  $M^2$  autour de 3. Le déclenchement du laser a été réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique [Alvarez-Chavez '00]. A ces niveaux d'énergie, le système était extrêmement sensible à la qualité de surface des fibres utilisées provoquant d'importantes dégradations à l'interface.

---

<sup>i</sup> Cette valeur est donnée pour la silice pure. Dans le cas où elle est dopée, la réduction du seuil de dommage peut être significative (dû à l'introduction de défauts, d'inclusions...). A titre de comparaison, le Nd:YAG a une tenue au flux de l'ordre de 3,6 GW/cm<sup>2</sup> soit quasiment deux fois plus importante [Koehner '06].

### Performances en tant que milieu amplificateur :

L'utilisation de fibre dopée ytterbium est répandue pour l'amplification de sources primaires dans une structure de type MOFPA (*Master Oscillator Fiber Power Amplifier*).

A partir d'une fibre de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre et une énergie injectée de 4  $\mu\text{J}$  (impulsions de l'ordre de la nanoseconde), 750  $\mu\text{J}$  à 1 kHz (soit 750 mW) ont été obtenus pour 7 W de pompe, soit un gain de 190 [Schrader '08]. Une démonstration a même été faite avec une fibre de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, dont l'émission était alors fortement multimode. Elle a permis d'amplifier des impulsions jusqu'à 2,7 mJ avec un gain de 10 mais à des fréquences inférieures à 100 Hz [Cheng '05]. La société Teem Photonics proposent commercialement un système délivrant 7 W à 1064 nm avec des impulsions de 900 ps à 40 kHz obtenues par un microlaser amplifié dans une fibre LMA [Teem].

Afin de palier aux limitations présentes en régime impulsionnel, des fibres de nouvelles générations ont fait leur apparition. C'est le cas des fibres à cristaux photoniques, des fibres à géométrie évasée ou encore des fibres dans des matériaux différents de la silice.

### 1.3.2 Les fibres à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques constituent une évolution des fibres LMA afin d'augmenter l'aire modale tout en réduisant au maximum l'ouverture numérique du cœur du signal. La physique sous jacente est celle des cristaux à bande interdite photoniques. Un exemple de ce type de fibre est donné sur la figure suivante.

Comme il est montré sur la Figure 1-5, la structure double cœur est assurée par une gaine d'air (ou *air-clad*) qui garantit le confinement de l'onde de pompe. Cette gaine a une grande ouverture numérique ( $> 0,5$ ) permettant de coupler de fortes puissances de pompe. D'autre part, le cœur dopé est entouré d'une structure à cristaux photoniques (rangée de trous d'air) qui assure une faible différence d'indice entre l'indice du cœur et l'indice effectif de la gaine pour le signal. L'ouverture numérique très faible (inférieure à 0,02) pour l'onde signal assure une émission monomode transverse malgré des tailles de cœur pouvant aller jusqu'à 80  $\mu\text{m}$  de diamètre.

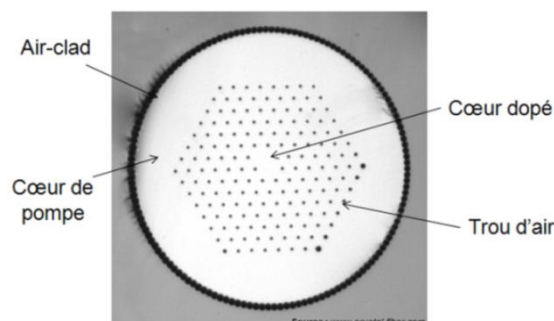


Figure 1-5 : Exemple de fibre à cristaux photoniques avec air-clad pour la pompe et trous d'air pour confiner le laser dans le cœur dopé.

La contrepartie de ce type de structure réside dans la nécessité de maintenir l'alignement des structures à trous tout le long de la fibre. Ceci a donné lieu à la naissance

d'une fibre de « type barreau » (ou *rod-type fiber*) qui est une fibre dont la structure est décrite ci-dessus, mais complètement emprisonnée dans une nouvelle gaine de verre qui n'a aucune fonction optique mais qui permet d'assurer la rigidité du milieu à gain et d'améliorer l'évacuation thermique par rapport à la gaine en polymère. Néanmoins, les trous d'air constituent a priori une barrière thermique importante car l'air est un très mauvais conducteur de chaleur, ce qui diminue localement la capacité d'évacuation de la chaleur concentrée dans le cœur dopé.

En régime continu, une puissance laser de 320 W a été obtenue pour une puissance de pompe incidente de 445 W à 975 nm, avec une émission monomode et une pente d'efficacité de 78 % dans une fibre de 60  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et de seulement 50 cm de long [Limpert '06].

En régime impulsionnel, cette technologie de fibre « *rod-type* » est portée par la société Eolite Systems [Eolite] qui développent des systèmes commerciaux de fortes puissances moyennes et de fortes puissances crêtes. En effet, la longueur de plusieurs dizaines de centimètres du milieu à gain a permis la génération d'impulsions de durées inférieures à 8 ns et avec une énergie de l'ordre de 2 mJ à 1 kHz [Schmidt '07]. A hautes cadences, les résultats obtenus dans ce travail constituent les performances les plus marquantes dans un système à fibre, permettant d'allier des puissances moyennes supérieures à 150 W et avec des impulsions sub-10 ns. Cela correspond alors à des puissances crêtes de l'ordre de plusieurs centaines de kilowatts.

L'utilisation de cette technologie dans des systèmes amplificateurs a permis également d'atteindre des performances inédites : des impulsions de 4,5 mJ par impulsion, d'une durée de 1 ns à 10 kHz. Cela correspond donc à une puissance crête de 4,5 MW dans une fibre à cristal photonique de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, de 90 cm de long et munie de *endcaps*<sup>†</sup> pour limiter les risques d'endommagement des extrémités [Di Teodoro '07]. De même, des impulsions de 85 ps et de 40 mW à 105 kHz de taux de répétition ont été amplifiées dans un premier amplificateur à fibre jusqu'à 1,5 W puis dans une fibre à cristaux photoniques de 70  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et jusqu'à 27 W pour 100 W de pompe, correspondant à une puissance crête supérieure à 3 MW. Le gain obtenu dans la fibre à très large cœur est donc de 18 [Nodop '08].

Cependant, il est difficile d'envisager que de tels systèmes ne subissent pas le même type de contraintes en terme de seuil de dommage que les fibres LMA classiques : dépasser le seuil de 1 mJ par impulsion nécessite des précautions pour préparer avec beaucoup d'attention les extrémités des fibres [Bello Doua '09]. De plus, le vieillissement en opération de la silice fortement dopée reste un sujet d'étude car, sur les premières fibres rod-type, la génération de fortes puissances entraînait à plus ou moins long terme le photonoircissement (ou *photodarkening* en anglais) du matériau [Koponen '06].

---

<sup>†</sup> Il s'agit d'un morceau de verre non dopé contacté sur la fibre dans lequel le faisceau se propage librement. Cela permet une diminution de la densité de puissance sur la face de la fibre.



### 1.3.3 Nouvelles fibres dopées pour la montée en énergie

Afin de prévenir l'apparition des effets non linéaires au cours de la propagation d'impulsions laser fortement énergétiques, l'idée est de réduire la longueur de la fibre. Il faut cependant pour cela maintenir une absorption suffisante.

Pour répondre à ces exigences, nous pouvons citer le travail de chercheurs des universités de Tucson et de Standford en collaboration avec la société NP Photonics qui développent de nouvelles fibres double cœur en verre de phosphate. Ce matériau présente l'avantage de pouvoir être fortement dopé à l'ion ytterbium et donc de permettre la réduction de la longueur d'absorption des fibres. Ceci réduirait donc les effets non-linéaires qui sont favorisés par la propagation sur d'importantes longueurs. De plus, ce matériau présente des seuils de photonoircissement plus élevés que la silice [Lee '08]. Cependant, l'élaboration sous forme de fibre est encore en développement et peu de travaux ont été publiés à l'heure actuelle. On peut toutefois citer l'obtention de près de 57 W de laser à 1070 nm pour 105 W de pompe absorbé à 977 nm dans une fibre dopée à plus de 12 % en  $\text{Yb}_2\text{O}_3$ , d'une longueur de 74 cm et d'un cœur de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre [Lee '09]. Ce type de fibre souffre pour le moment de pertes importantes à la propagation (autour de 3 dB/m), ce qui limite la pente d'efficacité à 57 %.

Enfin, dans la perspective de montée en puissance, il est intéressant de citer les travaux menés sur les fibres double gaine de type évasé (« *tapered double clad fibers* »). L'idée est de jouer sur le rapport des surfaces entre les cœurs de pompe et de signal afin de coupler des sources de pompe de faible luminance dans la fibre grâce à la grande dimension du cœur de pompe. De plus, cela permet d'assurer une meilleure absorption grâce à la propagation spécifique du faisceau de pompe injectée dans cette structure [Filippov '08]. Contrairement au cas de fibres LMA classiques, la densité locale de puissance sur la face pompée est intrinsèquement réduite. Un exemple de cette géométrie est donné sur la Figure 1-6. L'extrémité la plus étroite est volontairement dimensionnée pour être monomode pour le signal généré. Contrairement aux fibres LMA, le couplage vers des modes d'ordres supérieurs est donc impossible et la qualité du faisceau émis est maintenue.

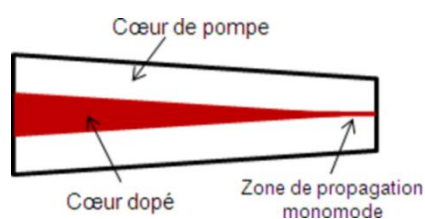


Figure 1-6 : Géométrie d'une fibre à double cœur de géométrie évasée.

Cette géométrie a permis d'obtenir une puissance maximale de plus de 600 W en régime continu avec un diamètre de cœur dopé allant de 65 à 11  $\mu\text{m}$  pour une puissance de pompe de 1,3 kW à 915 nm [Filippov '09]. En amplification, des gains de plus de 300 ont été obtenus à partir d'impulsions de quelques picosecondes de 30 mW puissance moyenne sans apparition de diffusion Brillouin dans une fibre de 10,5 m de long et des rayons de cœur signal aux extrémités de 177 et 5,8  $\mu\text{m}$  [Filippov '08].

### 1.3.4 Bilan sur les fibres amorphes

Tous ces résultats sont très prometteurs pour de futures avancées techniques, et démontrent que les développements technologiques des fibres dopées ont encore de beaux jours devant eux... En outre, il est clair que le confinement des faisceaux présente de nombreux avantages pour un fonctionnement efficace d'un milieu dopé ytterbium. Toutefois, la silice dopée présente intrinsèquement des limitations par rapport à un matériau cristallin : sa conductivité thermique, ses propriétés thermo-mécaniques et les valeurs de sections efficaces qui sont plus faibles.

Dans des géométries plus complexes que le simple pompage transverse ou longitudinal, les cristaux dopés  $\text{Yb}^{3+}$  peuvent être compétitifs par rapport aux fibres. C'est l'objet du paragraphe suivant.

## 1.4 Les sources à cristaux à géométrie avancée

### 1.4.1 Les lasers à disques minces

Imaginé dans le but de s'affranchir des problématiques liées aux effets de lentilles thermiques dans les cristaux, le concept du « disque mince » permet de générer des puissances lasers similaires à celles obtenues avec les lasers à fibres. La première démonstration de laser à disque mince (ou « *thin-disk* ») faisait déjà état des avantages considérables offerts par cette configuration pour la montée en puissance [Giesen '94]. En effet, le milieu laser dont l'épaisseur est typiquement de l'ordre de quelques centaines de microns pour une surface de plusieurs millimètres carrés est placé sur un support thermalisé (cf. Figure 1-7). Ainsi, la puissance dissipée sous forme de chaleur est évacuée de façon très efficace par ce contact thermique dans le même sens que le sens de propagation du faisceau laser au sein du milieu. Le gradient thermique est donc orienté selon l'axe de propagation et ne génère que très peu d'effet de lentille thermique. Le mode laser est imposé par une cavité formée par un miroir hautement réfléchissant (HR) déposé sur la face arrière du disque laser et par un ou plusieurs miroirs externes.

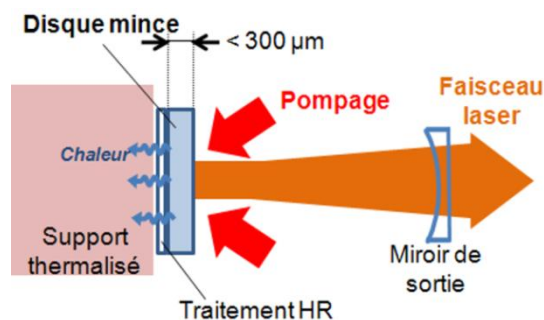


Figure 1-7 : Principe de fonctionnement d'un laser à disque mince.

Le pompage de cette structure est cependant le point le plus critique. Généralement pompé en configuration « quasi-longitudinale », l'absorption de fortes puissances de pompe en un unique passage est très faible parce que l'épaisseur du milieu l'est aussi. Par conséquent, le traitement diélectrique réfléchissant pour le faisceau laser l'est aussi à la longueur d'onde de pompe afin de multiplier les passages. Le montage optique pour la

propagation du faisceau de pompe basé sur la combinaison de miroirs paraboliques et de prismes est donc l'un des points clés des fabricants. Son principe ainsi que celui d'une cavité laser est représenté sur la Figure 1-8. Les systèmes de pompage les plus performants permettent d'atteindre près de 24 passages dans le cristal pour favoriser l'absorption de la pompe.

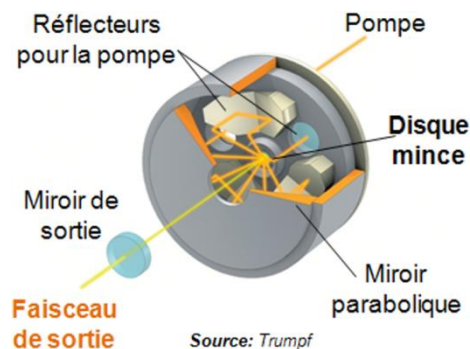


Figure 1-8 : Exemple d'une tête laser à disque mince (Trumpf).

Des cristaux dopés ytterbium et plus particulièrement l'Yb:YAG sont très largement utilisés dans cette configuration. En effet, ces cristaux sont disponibles commercialement à de relativement forts taux de dopage grâce à une croissance cristalline bien maîtrisée [FEE]. Ainsi, les industriels tels que Rofin ou encore Trumpf sont à la pointe dans le développement de cette technologie. Ces derniers ont démontré récemment des puissances de plus de 2 kW en régime continu avec un facteur  $M^2$  de l'ordre de 6. L'efficacité optique-optique de ce type de système est très bonne (plus de 50 %). Maintenir une qualité de faisceau correcte et une bonne efficacité est aisément réalisé en adaptant la taille du mode laser à la taille de la zone excitée grâce à la cavité externe. La montée en puissance nécessite d'accroître la taille de la zone excitée sur le disque, et cela se fait en général au détriment de la qualité de faisceau. La limitation réside alors dans des déformations mécaniques du cristal induites par l'échauffement.

Pour cette raison, les céramiques lasers peuvent être utilisées car elles sont connues pour leur capacité à être fortement dopées et pour leur importante résistance thermique (cf. encadré ci-dessous). Taira et al. ont développé un système laser à base d'un disque mince en céramiques d'Yb:YAG pompé par la tranche dénomé « *Edge-pumped microchip* » [Tsunekane '07]. Cette configuration, qui a le mérite de simplifier le montage optique de pompage, a permis d'obtenir 300 W en régime continu pour 946 W de puissance de pompe à 940 nm, mais avec une émission très largement multimode ( $M^2 \sim 20$ ).

En régime impulsionnel, des systèmes commerciaux atteignent près de 15 mJ pour quelques dizaines de watts de puissances moyennes à 5 kHz mais avec des durées d'impulsions de plus de 300 ns [ELS]. En effet, dans ce régime de fonctionnement (tout comme en structure MOPA), le disque laser souffre d'un gain très limité du fait de la faible épaisseur de traversée du signal au sein du cristal. Cela impose donc des impulsions relativement longues. La génération d'impulsions (dans des oscillateurs avec « *cavity-dumping* ») ou l'amplification (par systèmes régénératifs) peut être réalisée efficacement avec cette géométrie. Dans ce cas, des énergies par impulsion supérieures à 10 mJ ont été obtenues [Yamaoka '08], [Giesen '07].

## LES CERAMIQUES LASER TRANSPARENTES

Parmi les matériaux solides, il existe traditionnellement les **matériaux à structure monocristalline** (appelés « cristaux »), les **matériaux amorphes** (dont le verre fait partie) et les **matériaux à structure polycristalline**. Ces derniers généralement de mauvaise qualité optique (principalement à cause de phénomènes de diffusion sur des défauts de joints de grains) étaient jusqu'à présent très peu utilisés. Cependant, depuis quelques années, l'amélioration des techniques de synthèse a permis d'obtenir des polycristaux très prometteurs : ce sont les **céramiques transparentes** [Ikesue '95]. Le procédé extrêmement complexe de croissance fait appel à une grande maîtrise des matières premières et il n'est utilisé que par quelques industriels et groupes de recherches dans le monde. Un exemple de milieu laser de plusieurs centimètres de sections est donné sur la Figure 1-9.

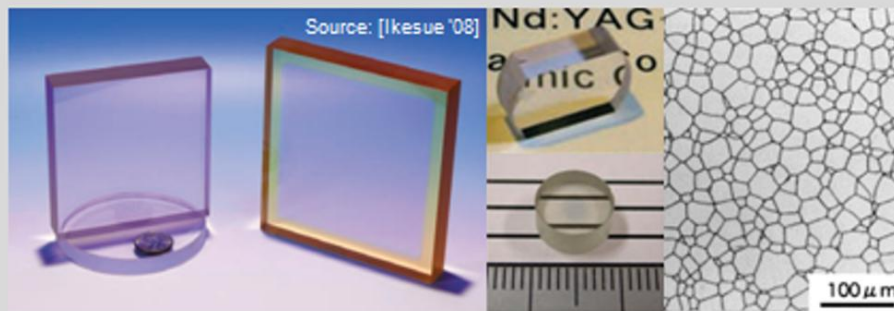


Figure 1-9 : A gauche : exemple de milieux laser en céramiques.  
 Au milieu : milieux composites de céramiques.  
 A droite : grains de céramiques transparentes.

Ces matériaux sont remarquables d'un point de vue thermomécanique. La conductivité thermique est a priori identique à celle d'un cristal massif de même composition, obtenu par croissance classique. En revanche, la structure polycristalline permet une évacuation des phonons par « diffusion de grains » formant la céramique (à gauche sur la Figure 1-9). Ceci permet de considérer que la résistance aux fractures est meilleure que dans le cas d'un cristal classique : Taira & al. a montré en effet que la résistance pouvait atteindre près de 400 MPa [Taira '07], soit deux fois plus que les monocristaux classiques (< 180 MPa) [Marion '85].

De plus, ce matériau permet également d'atteindre des niveaux de dopage importants sans dégradation de la qualité cristalline, ce qui en fait un excellent candidat pour la montée en puissance de certains systèmes lasers (comme les systèmes à incidentes rasantes, les disques minces, les microlasers...). Cependant, avec cette méthode, seuls des matériaux centro-symétriques peuvent être obtenus.

Enfin, le procédé de croissance basé sur la densification de particules arrangées selon une géométrie arbitraire, permet l'obtention de cristaux lasers composites : par exemple à gradients de concentration, de structure cœur/gaine, sous forme de guide d'onde... (cf. Figure 1-9) [Ikesue '08]. Tous ces avantages, font que ce type de matériau est exploité efficacement dans les différentes géométries présentées dans cet état de l'art.

### 1.4.2 Les slabs lasers

Afin de rendre le milieu amplificateur peu sensible aux échauffements et de simplifier globalement le système, il est également possible de fonctionnaliser le milieu amplificateur. Ainsi, l'architecture même du système permet de remplir ses fonctions grâce à des propriétés optiques particulières.

C'est le cas d'une famille particulière de systèmes laser qui s'appuient sur l'utilisation de cristaux dimensionnés en forme de « plaques » ou slabs. Nous incluons dans cette catégorie les cristaux qui sont fortement dissymétriques dans les dimensions transverses. On distingue ainsi un axe de dimension très restreinte par rapport aux deux autres. Celui-ci permet en général le confinement de la puissance de pompe et du signal laser par réflexions successives sur les faces du cristal polies. L'émission sera en général monomode transverse selon cet axe. Les deux autres dimensions transverses du cristal sont beaucoup plus importantes et permettent de favoriser à la fois la répartition de la puissance de pompe optique selon une dimension et l'évacuation de chaleur grâce à une grande surface d'échange.

Le schéma de principe de cette géométrie est reporté sur la Figure 1-10.

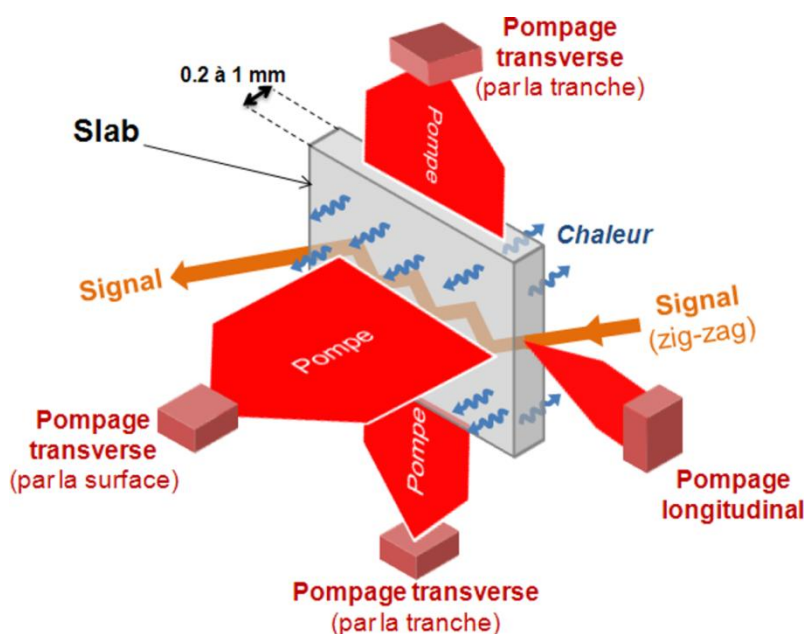


Figure 1-10 : Schéma de principe d'un slab laser avec pompage transverse (par la surface et par la tranche) et longitudinal. La propagation du signal se fait par réflexions totales internes (zig-zag).

On peut distinguer trois sous familles selon le type de pompage employé : les slabs pompés transversalement par la surface, ceux pompés transversalement par la tranche et ceux pompés longitudinalement.

Dans les deux premiers cas, la géométrie est avantageuse pour l'utilisation de barrettes de diodes comme dans le cas des barreaux pompés transversalement (décrits au paragraphe 1.2.2).

Les configurations les plus efficaces sont celles pompées longitudinalement. Le faisceau laser effectue de nombreux allers et retours dans le cristal soit par réflexions sur deux miroirs [Q-Peak] soit par réflexions sur les surfaces polies du cristal. Cela permet d'atténuer le phénomène important de lentille thermique dans une direction et de forcer le signal à se propager dans cette même direction (la plus petite du cristal) en faisant des "zig-zag" après plusieurs réflexions totales internes sur les faces du milieu. Dans ce cas, des puissances de plus de 415 W et 228 W ont ainsi été démontrées pour une puissance de pompe de 1,4 kW dans un slab en Yb:YAG avec respectivement une émission multimode et monomode [Goodno '01].

En régime impulsionnel et en tant que milieu amplificateur de puissance, cette géométrie souffre en revanche d'une extraction peu efficace de la puissance stockée dans tout le volume excité. On peut citer, avec le système précédent, l'obtention d'un gain de 20 et d'une puissance de 2 W pour 16 W de pompe [Sridharan '07]. Certes le gain est relativement élevé, mais la puissance extraite reste tout de même limitée.

A des niveaux de puissances de plusieurs dizaines de watts de pompe, les effets de lentilles thermiques sont considérables et l'astigmatisme intrinsèque à la structure est très important, ce qui peut être un facteur limitant aussi bien pour la montée en puissance que pour les utilisateurs finaux du système.

Des développements sont en cours pour bénéficier de la bande spectrale de gain de l'Yb:YAG pour l'amplification d'impulsions femtosecondes<sup>i</sup>. Ainsi, en utilisant le principe représenté ci-dessous, un gain de 97 a été obtenu pour une puissance de 4 W injecté et pour 779 W de pompe à 940 nm [Russbuedt '09]. Le fort confinement au sein du cristal grâce à la géométrie de pompage permet donc d'obtenir un fort gain. A chaque passage du signal, un nouveau volume du cristal est saturé pour une amplification optimale (voir Figure 1-11). Cependant, cette configuration n'a pas encore été exploitée pour des oscillateurs impulsionnels à base de cristaux dopés Ytterbium.

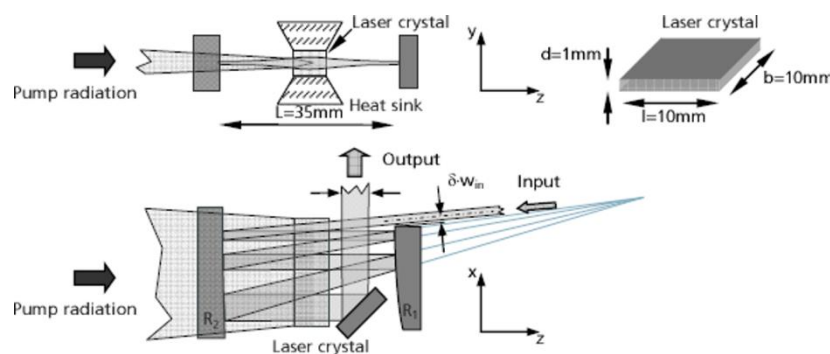


Figure 1-11 : Amplificateur Innoslab en Yb:YAG [Russbuedt '09].

Par ailleurs, on peut citer une configuration où le pompage s'effectue par un coin du cristal d'Yb:YAG. La pompe est alors guidée par réflexions totales internes et répartie

<sup>i</sup> Cela sort du cadre de notre étude, mais cette géométrie me semble très prometteuse quelque soit le régime de fonctionnement.

dans la structure dopée/non dopée du slab. En régime continu, la puissance moyenne obtenue alors est très importante : plus d'1 kW pour pas moins de 4 kW de pompe à 940 nm répartis à chaque coin (voir Figure 1-12). Ce système a alors une efficacité optique-optique de près de 36 % [Gong '06].

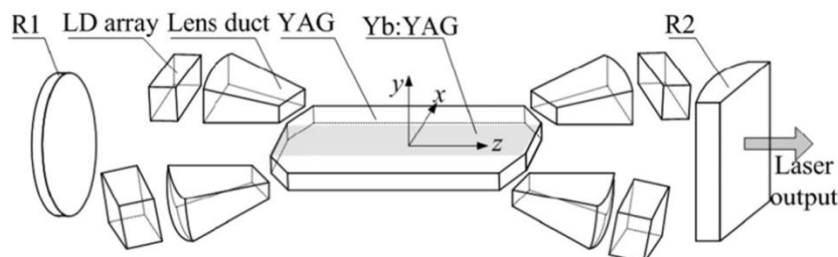


Figure 1-12 : Principe du « corner-pumped slab » [Gong '06].

Cette géométrie est intéressante car elle propose une structure guidante pour le faisceau de pompe. Le faisceau laser généré se propage quant à lui librement. Cela permet d'une part de répartir l'échauffement sur un volume important, et d'autre part de confiner la pompe selon la dimension étroite du slab. Nous allons voir dans le paragraphe suivant que ce principe est également très répandu dans d'autres configurations.

### 1.4.3 Les systèmes à guide d'onde planaire (« *planar waveguide* »)

Parmi ces systèmes, nous pouvons discerner deux catégories : les structures guidantes pour le faisceau laser, et les structures guidantes pour le faisceau de pompe qui mèneront à la définition du concept de laser à fibre cristalline. Dans cette géométrie, la fonctionnalisation du milieu est très importante : les propriétés intrinsèques du milieu le rendent très proches des fibres dopées tant sur le plan de la gestion des phénomènes thermiques que sur le plan de la qualité spatiale de l'émission.

Le principe de ce type de structure réside dans l'extension de la géométrie de slab par la réduction d'une dimension transverse du milieu (au moins) de façon à ce que le profil spatial du signal susceptible de se propager soit alors imposé par le guide. On parle alors de guide planaire. Cette géométrie de guide selon une unique dimension engendre une émission intrinsèquement très dissymétrique. Dans le cas d'un oscillateur fonctionnant en régime continu, la cavité laser est formée simplement par les facettes du guide sur lesquelles des traitements diélectriques ont été déposés. Pour la réalisation d'oscillateurs impulsionnels où est ajouté un modulateur, une cavité plus longue est conçue de sorte que le mode laser soit couplé convenablement avec le mode fondamental du guide d'onde. Comme dans le cas des slabs, on peut distinguer trois configurations de pompage : transverse par la tranche [Beach '01-Li '03], transverse par la surface [Baker '03-Xu '07] et longitudinal [Baker '08-Mackenzie '02].

Les travaux les plus performants en régime continu (en utilisant un guide de Nd:YAG pompé par la face) ont démontrés près de 175 W pour 430 W de pompe à 808 nm et avec un facteur de qualité  $M^2$  inférieur à 6 [Xu '07]. Au cours de ce même travail

et à l'aide d'un modulateur acousto-optique introduit dans la cavité, des impulsions de 4,5 mJ à 5 kHz et de 15 ns ont été obtenues. Cela correspond à une puissance crête de 300 kW.

Bien que l'intérêt de guides avec un cœur dopé à l'ytterbium ait été démontré très tôt [Pelenc '95], les travaux faisant état de la réalisation de sources de fortes puissances sont plus récents. En premier lieu, une puissance laser de 12 W en régime continu pour une puissance de pompe de 40 W à 940 nm a été démontrée par pompage transverse [Beach '01]. Plus récemment, 90 W ont été obtenus en régime continu à l'aide d'un système de pompage transverse dans le cœur dopé pour une puissance de pompe absorbée de 190 W à 940 nm [Baker '08]. La pente d'efficacité correspondante est de 60 % avec une émission multimode. Cependant, il n'a jamais été rapporté de démonstrations d'un système déclenché activement avec de tels guides. A ma connaissance, les seuls travaux en régime impulsionnel concernent le développement d'un système de type « microlaser » : une puissance moyenne de près de 3 W a été obtenue à 80 kHz et avec des impulsions de l'ordre de 1,5 ns dans un guide pompé longitudinalement. Dans ce dernier, le cœur dopé et l'absorbant saturable ( $\text{Cr}^{4+}$ :YAG) sont inscrits dans la structure guidante (voir Figure 1-13 ci-dessous).

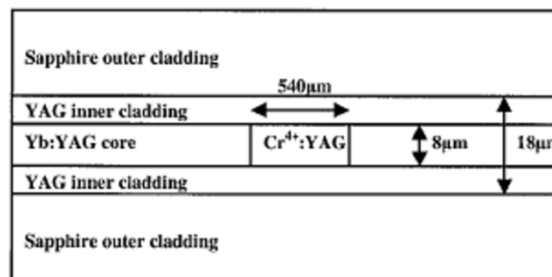


Figure 1-13 : Exemple de structure à guide d'onde planaire à double cœur en YAG et en saphir [Mackenzie '02].

#### 1.4.4 Vers les lasers à fibres cristallines...

Comme nous venons de le voir, les guides planaires sont performants, mais de par leur géométrie de guide à une unique dimension, l'émission est intrinsèquement très dissymétrique. Par conséquent, l'idée d'imposer un guidage selon 2 directions transverses permettrait de se rapprocher de la structure double cœur d'une fibre dopée. On peut citer à ce propos le travail très intéressant de Griebner et al. sur une structure de cristal relativement complexe comprenant une section carrée à cœur dopé en Yb:YAG et une gaine non-dopée en YAG (voir Figure 1-14 à gauche) [Griebner '99b]. Ce système dont le cœur dopé fait environ 100 µm de côté a permis d'obtenir 1 W de laser avec une pente d'efficacité de 43% avec un pompage transverse du barreau. Le faisceau laser émis est de très bonne qualité ( $M^2 \sim 1,5$ ) grâce à un recouvrement optimal entre le mode fondamental de la cavité et le mode fondamental du guide. Une amélioration de ce système a été proposée avec un pompage longitudinal permettant d'obtenir une efficacité de 46 % [Griebner '00]. Toutefois cette valeur reste bien en deçà de la limite théorique du défaut quantique ( $\sim 91$  %). Les auteurs expliquent cela par la difficulté d'extraire correctement la



puissance de l'ensemble du volume pompé, malgré la structure hybride « dopé/non dopé ».

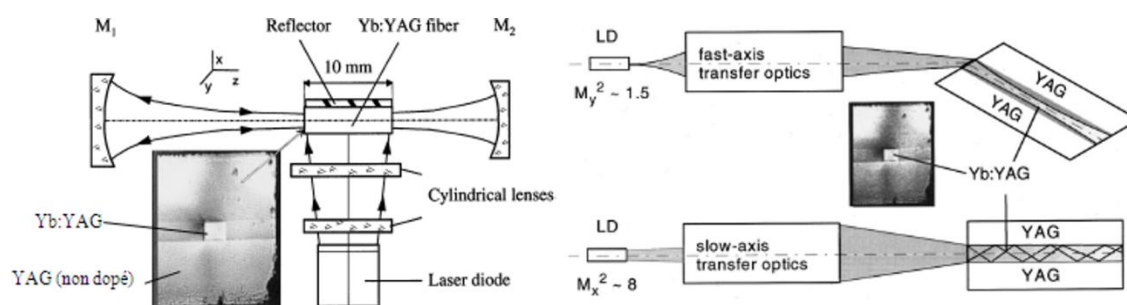


Figure 1-14 : Structure « dopée/non dopé » pompée transversalement (à gauche [Griebner '99b]) et longitudinalement (à droite) [Griebner '00].

Dans ce dernier cas représenté sur la Figure 1-14 à droite mais également dans les structures à guidage planaire pompé longitudinalement, ces systèmes bénéficiaient non seulement du guidage pour le signal laser, mais également d'un guidage pour le faisceau de pompe. En effet, que ce soit par réflexions totales internes ou par réflexions sur des surfaces traitées avec un matériau diélectrique, le guidage de fortes puissances de pompe permet d'obtenir une répartition d'inversion de population sur un volume important de la zone dopée sans montage optique complexe. De plus, cela permet d'obtenir une gestion thermique similaire à celle des fibres à double cœur que nous avons présentées dans le paragraphe 1.3.

Cette idée relativement simple a été mise en œuvre de façon très efficace avec des barreaux pompés longitudinalement. Avec un barreau d'Yb:YAG de 2 mm de diamètre et de 50 mm de long, Honea et al. ont pu démontrer l'émission de près de 200 W en régime continu selon le principe représenté sur la Figure 1-15 consistant à utiliser un barreau pompé directement à partir de barrettes de diodes et à travers un guide de lumière conique (« lens duct ») servant à injecter le faisceau issu de la barrette jusqu'à l'extrémité du barreau muni d'extrémités non dopées [Honea '99].

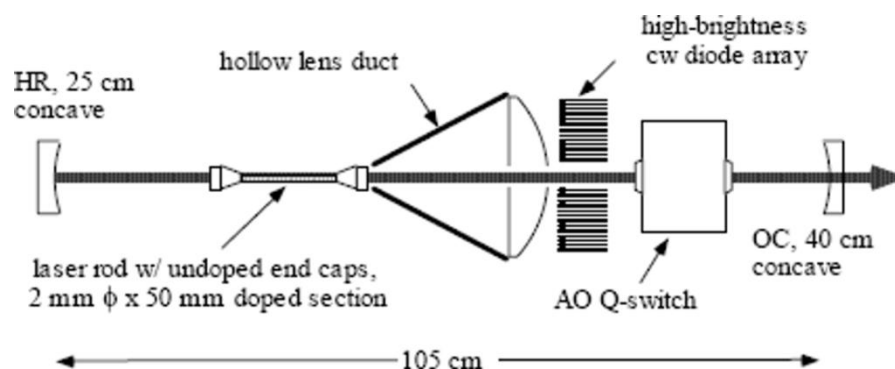


Figure 1-15 : Oscillateur Yb :YAG de forte puissance développé au LLNL [Honea '99].

En régime impulsionnel, ce montage a permis d'obtenir plus de 180 W de puissance moyenne à 5 kHz avec des impulsions de l'ordre de 73 ns avec un facteur de qualité  $M^2$  de 2,4. Cela correspond donc à une énergie de 34 mJ et à une puissance crête de

près de 500 kW [Honea '99] ! Avec deux barreaux, à la cadence de 10 kHz et pour une puissance de pompe de 3,1 kW, une puissance moyenne de 532 W a même été obtenue [Honea '00] dans ce même régime !

Des travaux préliminaires utilisant un milieu en céramiques transparente en YAG formé d'un cœur dopé en  $\text{Yb}^{3+}$  de 1,5 mm de diamètre et une gaine non dopée de 1,5 mm d'épaisseur ont été présentés récemment. A l'aide d'un pompage impulsionnel (régime quasi-continu), une énergie de près de 104 mJ a été obtenue pour 315 mJ de pompe [Veltkamp '08]. Cependant, le faible confinement dans le milieu de 3 mm de diamètre est certainement très limitant pour atteindre une intensité de pompe suffisante pour un fonctionnement en régime continu et déclenché à hautes cadences.

D'autres exemples démontrent l'intérêt d'une telle géométrie, en concentrant davantage la pompe au sein du cristal par une réduction de ses dimensions. C'est le cas d'un travail mené par Taira et al. pour atteindre des durées d'impulsions supérieures à plusieurs microsecondes. Dans ce cas, la puissance obtenue n'est que de quelques centaines de milliwatts à l'aide du montage ci-dessous comprenant un barreau de 1,2 mm de diamètre et de 20 mm de long pompé transversalement [Bhandari '06].

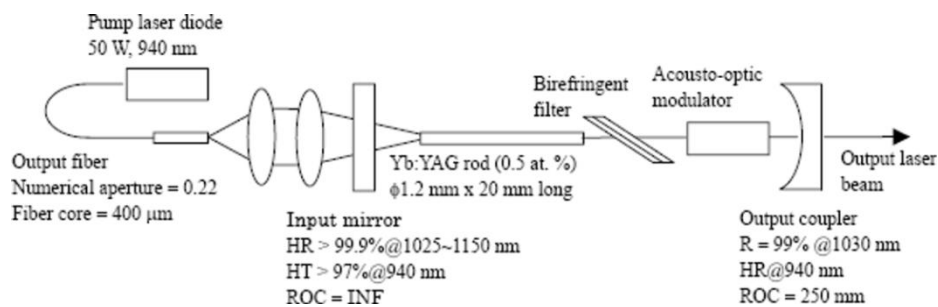


Figure 1-16 : Exemple d'utilisation d'un barreau long et fin en Yb :YAG [Bhandari '06].

L'intérêt a également été démontré depuis quelques années pour l'amplification d'impulsions picosecondes dans un amplificateur régénératif. Dans ce cas, un barreau céramique d'Yb:YAG a une section carré de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  et de 42 mm de long dont les extrémités non dopées sont polies à l'angle de Brewster. Le faisceau de pompe injecté par chaque extrémité se propage par réflexions totales internes sur les faces du cristal (cf. Figure 1-17).

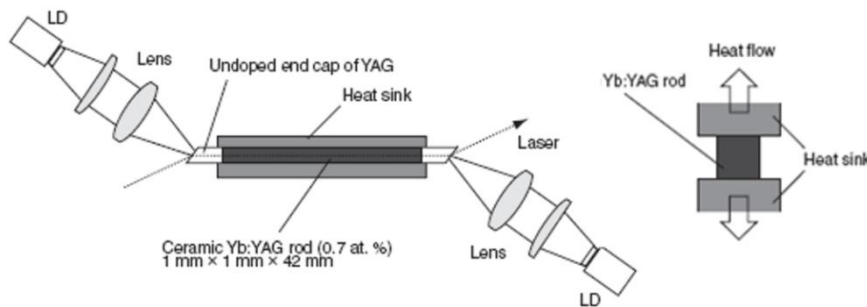


Figure 1-17 : Schéma d'utilisation d'un barreau long et fin ( $1 \times 1 \times 42 \text{ mm}^3$ ) en amplificateur régénératif [Sueda '08].

En régime continu, ce système a permis d'obtenir près de 30 W pour 200 W de pompe à 940 nm avec une pente d'efficacité de 24 % [Sueda '08]. Le gain petit signal disponible a également été estimé à 3,1 pour 200 W de pompe. Avec une utilisation du barreau dans un système à amplificateur régénératif, plus de 10 W ont été obtenus pour 10 mW injectés à 1030 nm. Les mêmes auteurs ont également travaillé sur un oscillateur en régime déclenché qui leur a permis d'obtenir une puissance moyenne de 8 W et une énergie de 2,5 mJ pour 200 W de pompe à 940 nm [Kawato '03].

Le potentiel de cette géométrie est donc très intéressant car elle permet de réduire la génération de phénomènes thermiques perturbateurs pour la montée en puissance de par l'utilisation de matériau dopé ytterbium dans une structure très proche de la fibre. De plus, le fort confinement de la puissance de pompe imposé par le guidage de celle-ci au sein du milieu est très avantageux pour obtenir des gains importants, en particulier avec des matériaux dopés ytterbium.

L'architecture mise en œuvre dans les exemples précédents peut être définie par le **concept de laser à fibre cristalline** basé sur les principales caractéristiques suivantes :

- **un milieu amplificateur long et fin**
- **le guidage de la pompe**
- **l'utilisation d'une cavité extérieure au milieu amplificateur pour imposer le mode laser en propagation libre**

Ce concept a déjà été décliné avec des fibres cristallines en Nd:YAG de 50 mm de long et de 1 mm de diamètre. Plus de 10 W de laser ont été démontrés pour 60 W de pompe incidente en régime continu. En régime déclenché, la meilleure performance correspond à une puissance moyenne de 4,5 W à 1 kHz avec des impulsions de 11 ns [Didierjean '06]. Cela équivaut donc à une énergie de 4,5 mJ et une puissance crête de plus de 360 kW.

## 1.5 Conclusions sur l'état de l'art

L'ion ytterbium, pourtant très attractif thermiquement grâce au faible défaut quantique, n'est pas propice pour l'utilisation des structures de pompage classiques (longitudinale et transverse) que nous avons décrites au paragraphe 1.2 de par son fonctionnement régi par une structure à quasi-trois niveaux. Celles qui permettent d'atteindre les meilleures performances sont celles où la pompe est fortement confinée : c'est le cas des fibres amorphes dopées, des slabs, des guides d'onde planaires, des fibres cristallines mais aussi des disques minces (la multiplication des passages du faisceau de pompe peut être vu comme un fort confinement). Enfin, il ressort très clairement de cette étude que le cristal dopé ytterbium le plus répandu dans la littérature pour la génération de forte puissance est l'Yb:YAG.

On récapitule l'ensemble des propriétés des configurations présentées dans le Tableau 1-1 en ne donnant que des ordres de grandeurs. On se rend compte qu'aucune ne remplit l'ensemble des critères de « qualité » pour atteindre à la fois de fortes puissances moyennes et de fortes énergies en régime déclenché avec des impulsions de quelques nanosecondes, de bonnes efficacités, et une bonne qualité de faisceau. Cependant, les fibres cristallines semblent offrir le meilleur compromis même si l'efficacité est moins importante que dans le cas des fibres amorphes ou des disques minces.

	<i>Barreaux</i>		<i>Fibres amorphes</i>	<i>Disques minces</i>	<i>Slabs</i>	<i>Guides planaires</i>	<i>Fibres cristallines</i>
	<i>End*</i>	<i>Side*</i>					
<b>Propriétés communes :</b>							
Forte puissance moyenne	< 10 W	> 1 kW	> 1 kW	> 1 kW	> 1 kW	> 100 W	> 1 kW
Efficacité	> 50 %	< 30 %	> 75 %	> 50 %	> 50 %	> 50 %	< 30 %
Qualité de faisceau	< 1,2	> 5	< 1,2	< 2,5	1,5×10	1,5×10	< 2,5
<b>Régime déclenché :</b>							
Durée d'impulsions	< 50 ns	> 150 ns	> 150 ns	> 300 ns		< 2 ns	< 20 ns
Energie	> 10 mJ	> 10 mJ	< 1 mJ	> 10 mJ		< 40 μJ	> 2 mJ
<b>Amplificateur :</b>							
Fort gain	< 2		> 100	<< 2	> 50		> 3
Extraction	> 50 %		> 50 %		> 40 %		
<b>Mise en œuvre :</b>							
Simplicité globale	+	-	-	-	-	-	+

Tableau 1-1 : Récapitulatif des propriétés des différentes architectures laser.

(\* : *End* = pompage longitudinal, *Side* = pompage transverse).

De façon plus quantitative et ciblée par rapport à notre domaine d'étude (qui est la génération simultanée de forte puissance crête et de forte puissance moyenne), une étude comparative peut être menée en s'appuyant sur la Figure 1-18. Nous avons considéré les performances obtenues en régime déclenché à des cadences moyennes (inférieures à 10 kHz) pour la génération de fortes énergies et de fortes puissances crêtes avec de courtes impulsions (inférieures à 20 ns). Nous avons enfin ajouté les critères de qualité de faisceau et d'efficacité. Cela donne le graphique donné sur la Figure 1-18 sur lequel plus la surface occupée est importante, meilleur sera le système. (Pour la lisibilité, les axes du facteur  $M^2$  et de la durée d'impulsions sont tracés dans le sens inverse aux autres. De plus, l'énergie étant tracée à une fréquence fixée, on peut aisément en déduire la puissance moyenne par le produit :  $P_{moyen} = \text{Energie} \times \text{Cadence}$ .)

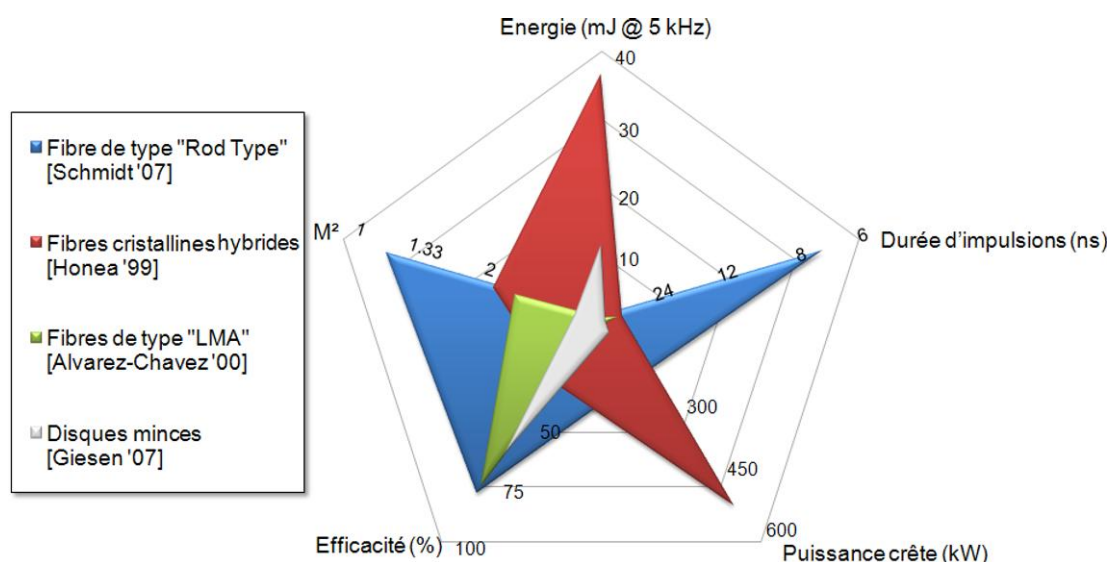


Figure 1-18 : Etat de l'art des oscillateurs impulsifs de fortes puissances à milieux dopés Ytterbium.

Au vu de ce graphique, il apparaît donc que la fibre *Rod-type* et la fibre cristalline « hybride » de diamètre supérieur à 2 mm (cf. Figure 1-15) permettent d'obtenir les meilleurs compromis. Les fibres de silice sont limitées pour la génération de fortes énergies par impulsions. La fibre cristalline hybride de 2 mm de diamètre, bien qu'elle soit particulière car elle est munie de « endcap » est limitée pour obtenir des impulsions courtes de par ses dimensions et donc le gain disponible. Il existe donc une niche de performances que nous pouvons viser : **une énergie importante (supérieure à 1 mJ), à une cadence de quelques kHz et des impulsions les plus courtes possibles (inférieures à 10 ns) à partir de fibres cristallines dopés ytterbium.**

Afin d'augmenter le confinement de la pompe (donc le gain et l'efficacité), nous prenons donc le parti de travailler avec des **fibres cristallines de diamètre inférieur ou égal à 1 mm**. Les fibres cristallines utilisées seront en **Yb:YAG** car il s'agit d'un cristal aux propriétés bien connues et dont la croissance est très bien maîtrisée. Le paragraphe suivant précise les ordres de grandeurs pour les fibres cristallines qui seront développées.

## 1.6 Présentation du concept utilisé

Le concept sur lequel nous nous appuyons est celui détaillé dans le manuscrit de thèse de Julien Didierjean [Didierjean '07].

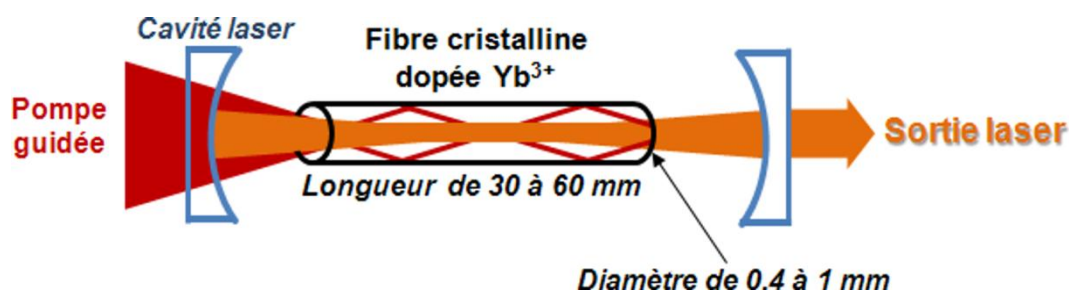


Figure 1-19 : Schéma de principe des lasers à fibre cristalline

Le principe du laser à fibre cristalline qui est représenté sur la Figure 1-19 repose sur l'utilisation des propriétés spécifiques des fibres cristallines. Le faisceau de pompe est guidé dans la fibre cristalline par réflexions totales internes car la surface présente la qualité optique suffisante. Ce guidage permet de répartir la charge thermique sur un volume important, à la manière des fibres de verre à double cœur. Cependant, les dimensions transverses de la fibre cristalline supérieures à 400  $\mu\text{m}$  de diamètre permettent d'imposer des faisceaux laser de diamètre important grâce à une cavité externe. Le mode laser se propage donc librement au sein du milieu de façon à contrôler plus aisément les propriétés optiques d'émission. La longueur de la fibre cristalline est donc choisie de telle sorte que le faisceau ne subisse pas de pertes par diffraction aux extrémités de la fibre cristalline. Pour cela, la longueur sera donc inférieure à la longueur de Rayleigh d'un faisceau à 1,03  $\mu\text{m}$  dans un milieu d'indice élevé. Dans la pratique, la longueur des échantillons utilisés sera toujours inférieure à 60 mm.

### CALCUL DE LA LONGUEUR DE RAYLEIGH

Dans une fibre cristalline d'Yb:YAG d'indice de réfraction  $n=1,82$ , la longueur de Rayleigh d'un faisceau de rayon  $\omega_0 = 150 \mu\text{m}$  et à la longueur d'onde de 1030 nm se définit par :

$$z_R = \frac{\pi \cdot n \cdot \omega_0^2}{\lambda} = 125 \text{ mm} \quad \text{I.1.6\{1\}}$$

Limiter la longueur de la fibre est donc nécessaire et 60 mm au maximum est un bon compromis pour conserver une propagation libre au sein de la fibre sans subir trop de pertes par diffraction aux extrémités avec une étendue du faisceau limitée.

Les principaux avantages intrinsèques à l'utilisation de cette géométrie de milieu sont les suivants :

- Le milieu laser est un milieu cristallin qui possède de **bonnes propriétés thermo-mécaniques** (conductivité thermique, seuil d'endommagement laser) et **spectroscopiques** (sections efficaces d'absorption et d'émission).
- Le milieu a une **longueur suffisante** de façon à **limiter le taux de dopage** en ions laser (par rapport aux cristaux massifs). Il est donc capable de **supporter de fortes puissances de pompe** avec des effets thermiques limités.
- Le milieu a un **faible diamètre** permettant de **confiner l'intensité de pompe** et donc de parvenir à des valeurs de gain petit signal importantes. Cette propriété est également intéressante du point de vue de **l'évacuation thermique**, car le refroidissement se fait au plus près de la zone qui subit l'échauffement.

## 2. Méthodes d'élaboration des fibres cristallines

Dans le chapitre précédent, nous avons ciblé une gamme de fonctionnement qui n'est couverte que de façon incomplète par les différentes architectures de milieux laser (la génération d'impulsions courtes avec une forte énergie). Nous avons mis en avant l'intérêt de développer une configuration dite de « laser à fibre cristalline dopée Ytterbium ». Nous proposons d'explorer ici les différentes méthodes d'élaboration de fibres cristallines. Pour cela, un bref descriptif de chacune de ces techniques sera fait puis nous discuterons des avantages et inconvénients qu'elles offrent pour la réalisation de milieux à gain de diamètre inférieur ou égal à 1 mm.

### 2.1 La méthode Czochralski

La méthode de croissance Czochralski est la méthode la plus communément utilisée pour obtenir à la fois des cristaux laser d'excellente qualité optique et de grandes dimensions. Son principe réside dans la cristallisation contrôlée d'une « boule » à partir d'une transition de la phase liquide vers la phase solide. Elle a été mise au point par un scientifique polonais en 1918 qui lui a donné son nom [Czochralski '18]. Le processus de croissance représenté sur la Figure 2-1 se déroule de la façon suivante :

- La matière première contenue dans un creuset est portée à température de fusion grâce à un système de chauffage externe.
- Un germe cristallin orienté selon l'axe de croissance souhaité est alors connecté par le haut du système à la matière fondue.
- Un procédé de tirage vertical (vis sans fin par exemple) permet d'amorcer la cristallisation par rotation de la canne de tirage sur laquelle le germe est fixé.

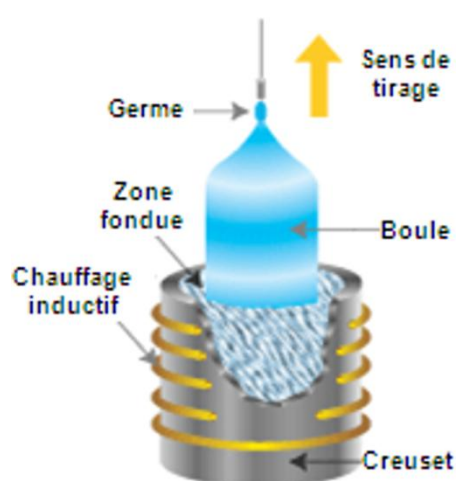


Figure 2-1 : Principe de la méthode de croissance Czochralski.

La réalisation de cristaux de bonne qualité (c'est-à-dire sans défauts de type inclusions, fractures ou autres) est déterminée par la maîtrise parfaite des conditions de

température, de pression, d'environnement gazeux. Le processus peut durer plusieurs semaines pour obtenir une « boule » cristalline de quelques centaines de cm<sup>3</sup>. Cela impose donc des contraintes très fortes sur le système et l'environnement de croissance. Ce processus est réputé pour la réalisation de cristaux de plus de 10 cm de long et de plusieurs centimètres de diamètres (par exemple en Nd:YAG ou Yb:YAG). Les barreaux utilisés classiquement dans des systèmes de pompage par flash sont alors carottés et polis optiquement aux dimensions souhaitées dans des zones de bonne qualité de la boule (voir Figure 2-2). En effet, le cœur de la boule est en général diffusant car la structure cristalline est perturbée. De par les conditions de croissance (en particulier la rotation de la canne de tirage) et selon le type de matériau, il peut exister de forts gradients de concentrations qui rendent alors la boule très inhomogène en ions dopants.

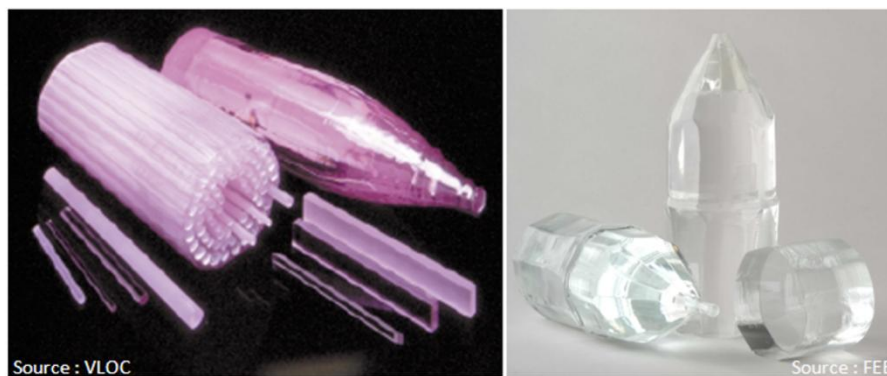


Figure 2-2 : Exemples de boules et de cristaux en grenat d'yttrium dopé Néodyme (VLOC) et Ytterbium (FEE) obtenus par croissance Czochralski.

La réalisation de fibres cristallines de bonne qualité de façon directe est difficile par cette méthode. Il est nécessaire de partir d'un premier cristal aux propriétés optiques connues et de procéder à différentes étapes de découpe et polissage pour obtenir les dimensions souhaitées. Ces étapes peuvent s'avérer relativement délicates dès lors que le rapport entre la longueur et le rayon de l'échantillon est important. Comme il est rappelé au paragraphe 1.6, la surface externe de la fibre doit être de qualité optique pour permettre le guidage de faisceaux. Le polissage de cette surface est d'autant plus délicat que le rapport de forme est grand (défini par le rapport entre la longueur du cristal et le diamètre). Nous pouvons remarquer, dans les exemples cités au paragraphe 1.4.4, que les dimensions des barreaux issus de ce procédé ont des rapports de forme limités : 32 (=20/1,6) [Bhandari '06] ou 20 (=40/2) [Honea '99-Honea '00]. La réalisation du polissage d'un objet de 1 mm de diamètre et de 50 mm est possible de façon commerciale (soit un rapport de forme de 50). Mais les risques de fractures sont tels qu'il nous a été impossible d'avoir des diamètres inférieurs.

## 2.2 Les céramiques lasers en forme de fibre

Nous avons déjà évoqué les propriétés très prometteuses des matériaux à structure polycristalline ou céramiques pour des applications lasers. Cependant, la



maîtrise des nombreuses étapes de fabrication (voir Figure 2-3) est délicate pour parvenir à la réalisation d'un milieu laser d'excellente qualité optique (en particulier sans pertes par diffusion sur des défauts de la structure).

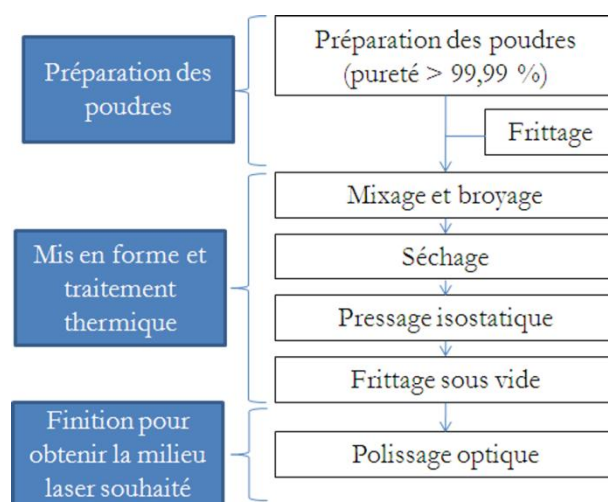


Figure 2-3 : Etapes de fabrication<sup>i</sup> de céramiques transparentes pour applications laser [Ikesue '06b].

Comme dans le cas des fibres obtenues à partir de la méthode de croissance Czochralski, il est possible d'usiner et d'éroder des cristaux en céramiques de plus grande taille et de terminer par une étape de polissage pour obtenir la dimension et la qualité de surface souhaitées. L'exemple précédemment cité de barreau à section carrée en Yb:YAG a été obtenu ainsi [Sueda '08]. Par ailleurs, la société Baikowski [Baikowski] en partenariat avec la société Konoshima au Japon est l'une des seules à proposer commercialement des barreaux en céramiques de YAG. Pour le moment, ce type de matériau a un diamètre extérieur de 2 mm au minimum, mais il peut se présenter sous la forme d'une structure à cœur dopé. Dans ce cas, le diamètre minimum du cœur dopé est limité à 1,5 mm. Comme nous l'avons présenté dans l'encadré au chapitre précédent, c'est un des principaux avantages de la technologie des céramiques transparentes. L'utilisation d'un tel milieu laser avec un cœur dopé en  $\text{Nd}^{3+}$  a été faite et une puissance de plus de 144 W avec une efficacité de plus de 64 % ont été obtenus [Kracht '06].

Par ailleurs, la réalisation de structures de géométries complexes comme des fibres de diamètre inférieur à 1 mm nécessite une mise en forme particulière des particules avant pressage et densification par frittage. Une méthode a été mise au point par l'équipe d'Ikesue au Japon permettant d'obtenir des « pasta ceramics » de 900  $\mu\text{m}$  de diamètre après une lourde étape de polissage optique du cylindre afin d'atteindre le diamètre désiré [Ikesue '06a]. Un exemple de fibre en Nd:YAG est montré sur la Figure 2-4.

<sup>i</sup> Le procédé de **frittage** est un processus physico-chimique par lequel la poudre de fines particules est densifiée en dessous de la température de fusion du matériau massif.

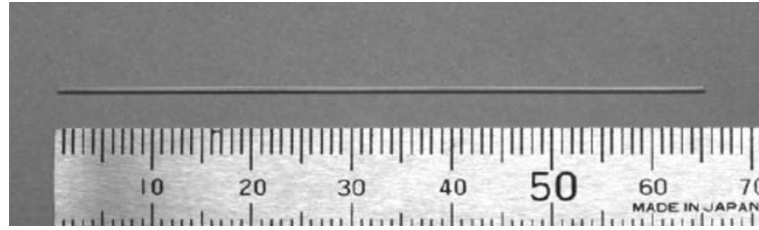


Figure 2-4 : Exemple de fibre en céramiques transparentes [Ikesue '06a].

Cependant, peu de détails sont donnés sur les conditions d'utilisation de ce milieu, Les auteurs ont tout de même obtenu une puissance maximale de 12 W de laser à 1064 nm pour 48 W de pompe à 808 nm [Ikesue '07].

Bien que ces résultats soient prometteurs, aucune démonstration ne fait état de la réalisation de fibres dopées en ytterbium de diamètre inférieur ou égal à 1 mm.

### 2.3 La méthode « Laser Heated Pedestal Growth » (LHPG)

La technique de croissance communément appelée LHPG pour « Laser Heated Pedestal Growth » repose sur la méthode de la « zone flottante ». Celle-ci est obtenue par chauffage à l'aide d'un laser  $\text{CO}_2$  à 10  $\mu\text{m}$ . Cette méthode a été fortement développée durant les années 80 par Feigelson et al [Feigelson '88]. Le processus de croissance qui est représenté sur la Figure 2-5 se déroule de la façon suivante :

- le faisceau d'un laser  $\text{CO}_2$  à 10  $\mu\text{m}$  est focalisé à l'aide d'un montage optique (miroirs paraboliques) sur un barreau source.
- une zone fondue apparaît lorsque l'échauffement du barreau dépasse la température de fusion du matériau.
- un germe orienté relié à une canne de tirage est ensuite approché de la zone fondue lorsque l'équilibre thermique en surface de la zone fondue est atteint.
- la cristallisation et la création de la fibre cristalline se fait par tirage vertical du germe.

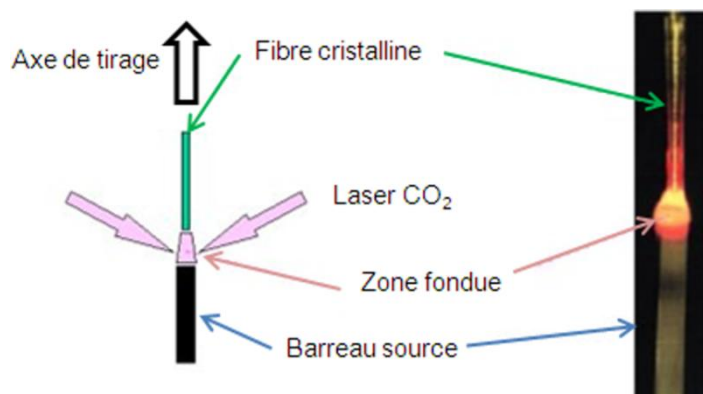


Figure 2-5 : Principe de croissance de la méthode LHPG (photo LPCML).

La qualité de la fibre dépend donc de la stabilité mécanique du système du tirage (linéarité de la vitesse de tirage), de la stabilité de puissance du laser  $\text{CO}_2$ , de la qualité

cristalline du barreau source ou encore de la stabilité des 2 interfaces solide-liquide de part et d'autre de la zone fondue.

Cette méthode est l'une des plus répandues dans le monde de la recherche sur la croissance de fibres cristallines. C'est également la plus ancienne à avoir permis d'obtenir les premiers photons lasers à partir d'une fibre obtenue par croissance directe. Ainsi, parmi les précurseurs, nous pouvons citer Burrus et Stone des Bell Labs' [Burrus '75-Stone '76-Stone '78], M.J.F. Digonnet et al. de l'Université de Stanford [Digonnet '86] ou plus récemment Sherbakov et Tsvetkov de l'université de Moscou [Nikolaev '99]. Tous ces travaux qui ont porté sur la croissance de fibres dopées néodyme ont permis l'obtention de puissances laser inférieures à 100 mW.

Des travaux plus récents montrent qu'il est possible de réaliser des fibres avec un gradient de concentration radiale avec un faisceau laser au profil d'intensité en forme de « donut » [Lo '02-Huang '03-Bufetova '06]. Cependant, les puissances laser obtenues avec de tels échantillons restent inférieures à 400 mW. En effet, les fibres obtenues par une telle méthode ne sont pas d'excellente qualité optique en général. A cause des défauts présents au sein du milieu, les pertes introduites peuvent dépasser plusieurs pourcents par centimètre.

Toutefois, cette méthode reste très prometteuse : des améliorations ont permis d'une part de faire croître des matériaux laser anisotropes comme le saphir dopé au Titane [Sharp '98] ou le Nd:YVO<sub>4</sub> [de Camargo '04] mais aussi de proposer des structures hybrides. Un exemple de structure composé d'un cœur hybride dopé en Yb:YAG et d'une gaine dans un mélange de silice et de cristal de YAG a ainsi été obtenu [Lai '09] (voir Figure 2-6). La particularité de la méthode de croissance à l'aide d'un capillaire de verre pourrait alors faire apparaître une gaine hybride « silice-cristal ». Cette dernière qui présente une structure polycristalline a probablement une qualité optique limitée.

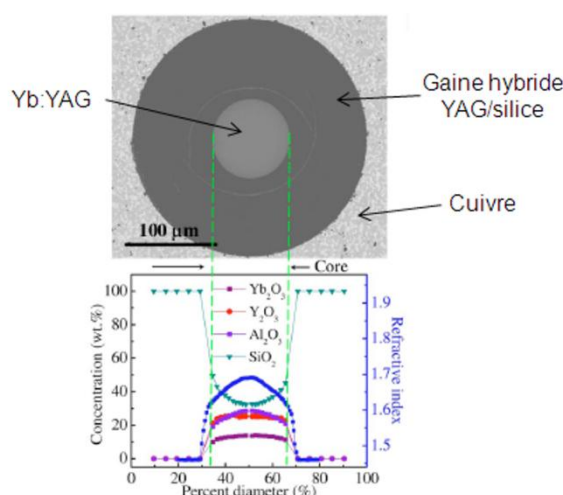


Figure 2-6 : Exemple de structure hybride obtenue par croissance LHPG [Lai '09].

Enfin, l'effet laser dans une « pastille » d'Yb:YAG élaborée par cette méthode a été démontré en 2007 dans une cavité en anneau et avec un pompage par un laser

accordable de saphir dopé au Titane [Yi '07]. Avec une longueur de 1.25 mm seulement, l'intérêt de la géométrie de fibre n'est alors absolument pas exploité ici. Il faut certainement suspecter la qualité cristalline de la fibre cristalline obtenue qui ne permettait pas d'utiliser un milieu de plus grande longueur.

## 2.4 La méthode micro-pulling down ( $\mu$ PD)

Une seconde méthode permet de faire croître directement des matériaux cristallins sous la forme de fibre. La technique communément appelée « micro-pulling down » ( $\mu$ PD) est une méthode dérivée de la technique de goutte pendante imaginée et développée dans les années 70 par Jean Ricard [Ricard '75]. Cette méthode a ensuite évolué grâce au travail de recherche de l'équipe du Professeur T. Fukuda à l'université de Sendai au Japon [Yoon '94]. Le principe d'élaboration des fibres monocristallines est reproduit sur la Figure 2-7 :

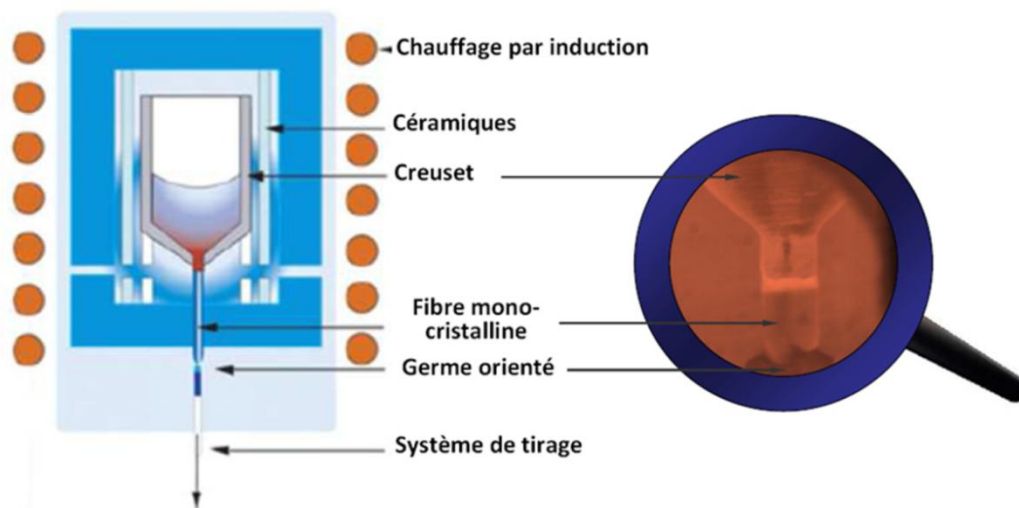


Figure 2-7 : Principe de la méthode micro-pulling down.

La particularité de cette méthode tient dans le fait que le tirage et la cristallisation se font vers le bas. Le processus de croissance se passe ainsi :

- la matière première est placée dans un creuset qui est porté à haute température grâce à un système de chauffage. Celui-ci pourra être résistif ou inductif (comme sur le montage représenté sur la Figure 2-7).
- lorsque la température de fusion du cristal est atteinte, une goutte commence à se former à l'extrémité du creuset qui est muni d'une buse afin de permettre l'extraction de la matière.
- un germe orienté est alors connecté par le bas à cette zone liquide.
- lorsque la connexion est bien réalisée et que le ménisque de cristal liquide a une température et une épaisseur stable, le tirage vers le bas commence et avec lui la cristallisation.
- Cette méthode s'apparente très fortement à la méthode de croissance Czochralski décrite au paragraphe 2.1 mais avec tirage inversé (vers le bas) et sans rotation de la canne de tirage.

Les points clés qui déterminent la qualité cristalline de la fibre sont liés à la stabilité des conditions de croissance comme la température moyenne et les gradients thermiques dans la zone fondue, l'atmosphère à proximité de cette zone, le positionnement géométrique du germe par rapport à la buse ou encore la vitesse de tirage... Pour plus d'informations sur les conditions de croissance et leur optimisation, je renvoie à l'ouvrage suivant [Fukuda '07].

Les caractéristiques radiales de la fibre obtenue (diamètre et forme) sont simplement imposées par la géométrie de la buse à l'extrémité du creuset. Les diamètres accessibles sont compris entre 400  $\mu\text{m}$  et 1 mm. La croissance est rapide car plusieurs dizaines de centimètres de matériau sont obtenus en quelques heures à peine. De plus, la qualité de surface extérieure des fibres est bonne (des détails à ce sujet seront donnés au chapitre 4). Le rapport de forme atteint dans ce cas près de 2500 (= 1000/0,4 pour une longueur de 1 m et un diamètre minimal de 400  $\mu\text{m}$ ).

Grâce à ces nombreux avantages, différentes démonstrations de croissance de fibres cristallines en Nd:YAG [Chani '99], en Yb:YAG [Chani '00-Yoshikawa '03] ou avec d'autres matériaux dopés  $\text{Yb}^{3+}$  ont ainsi été faites au début des années 2000 [Goutaudier '03]. Cependant, leur qualité n'était certainement pas suffisante pour réaliser des essais lasers. Plus récemment, la maîtrise technologique de cette méthode (acquise par le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents et par la société Fibercryst) a permis de démontrer la réalisation de fibres monocristallines en Nd:YAG d'excellente qualité optique [Didierjean '06-Lebbou '06-Lebbou '07]. Ainsi, comme nous l'avons dit précédemment, près de 20 W de laser ont été démontrés au cours des travaux de thèse de Julien Didierjean et Didier Perrodin [Didierjean '07-Perrodin '07]. Aucune démonstration laser n'a toutefois été réalisée à partir de fibres cristallines dopées ytterbium obtenues avec cette technique avant le début de ce travail. A titre d'exemples, la Figure 2-8 montre des fibres cristallines qui sont issues de l'étroite collaboration qui existe depuis 2004 entre le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, l'entreprise Fibercryst et le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique.

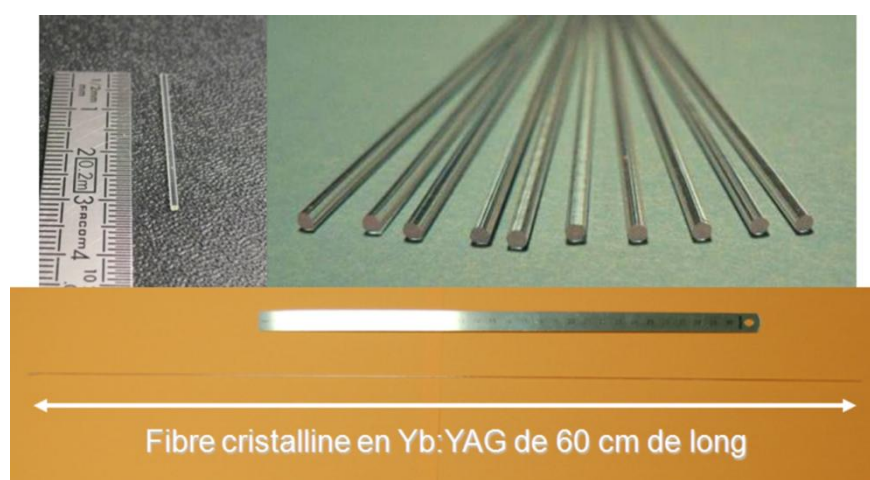


Figure 2-8 : Exemples de fibres cristallines obtenues par la technique de micro-pulling down.

## 2.5 Conclusions sur les voies de réalisations

Le développement d'un système laser à fibre cristalline dopée ytterbium est donc fortement conditionné par les possibilités de réalisation de cette géométrie avec une qualité cristalline et optique suffisante. Les techniques de croissances usuelles comme la méthode Czochralski ou celles dont nous n'avons pas parlé comme les méthodes EFG, Verneuil, Bridgmann<sup>i</sup> (etc...) permettent d'obtenir des cristaux de bonne qualité, mais dont les dimensions restent limitées par le post-traitement (découpe, érosion, polissage...). La dimension minimale accessible avec ces méthodes de post-traitements sans risquer de trop fragiliser le milieu est de **1 mm de diamètre**. Les céramiques lasers qui souffrent des mêmes limitations en terme de polissage, font quant à elles appel à un processus complexe et qui restreint pour le moment le choix de cristaux à des milieux isotropes.

Pour obtenir directement la géométrie souhaitée, et en particulier des diamètres inférieurs à 1 mm, il est alors possible d'utiliser les méthodes de croissance comme les techniques de LHPG et de  $\mu$ PD. Cependant, il est apparu dans les descriptions précédentes que la technique LHPG souffre en général de problèmes de qualité cristalline (du fait des conditions de croissance délicates à maîtriser). Ainsi, nous nous sommes naturellement orientés vers la technique micro-pulling down qui avait déjà donné de très bons résultats en Nd:YAG.

Le projet de réaliser des fibres cristallines laser en Yb:YAG a été lancé avec le début de ces travaux de thèse par la collaboration entre le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents (LPCML), le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et la société Fibercryst. Il a été soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet IdéaLaser. Deux thèses ont débuté en parallèle : celle de Nicolas Aubry, dont l'objectif était la croissance et la caractérisation de ces milieux lasers, et les travaux décrits ci-dessous dont la finalité était l'étude et la réalisation de sources lasers à partir des fibres cristallines dopées Ytterbium.

Nous sommes parvenus à identifier clairement la voie d'élaboration des fibres cristallines en Yb:YAG. Compte tenu des particularités du fonctionnement à quasi-trois niveaux de l'ion laser ytterbium, une étude théorique préliminaire est nécessaire. Cette étude détaillée nous permettra de dimensionner de façon appropriée notre milieu en vue de son élaboration et de sa caractérisation. C'est l'objet du chapitre suivant.

---

<sup>i</sup> L'objet de ce travail n'étant pas centré à proprement parlé sur la croissance cristalline, le lecteur pourra se référer aux travaux de thèse de Nicolas Aubry dans lesquels la description et l'analyse de ces méthodes de croissance sont plus complètes [Aubry '09].

### 3. Etude théorique pour le dimensionnement de fibres cristallines dopées ytterbium

L'utilisation de l'ion ytterbium comme ion laser présente des avantages indéniables par rapport à l'ion néodyme tant sur le plan thermique que spectroscopique. Cependant, son fonctionnement laser à quasi-trois niveaux requiert un dimensionnement précis du milieu à gain. De plus, l'architecture particulière des fibres cristallines à base de matériaux dopés ytterbium a été peu étudiée jusqu'à présent sur le plan théorique. Nous introduisons, dans cette partie, les spécificités de cet ion et les modélisations effectuées pour la réalisation de sources de fortes puissances à fibres cristallines.

Après un rappel des principales propriétés laser de l'Yb:YAG, les modèles liés au fonctionnement laser seront introduits. La validation expérimentale de ces modélisations nous permettra de confirmer la qualité de l'étude. Le dimensionnement donnera les spécifications des faisceaux et du milieu à gain qui seront définies dans nos conditions d'utilisation. En dernier lieu, nous étudierons les tendances d'évolution du gain avec l'élévation de la température dans la fibre cristalline et la réduction de son diamètre.

L'étude présentée s'appuie sur les travaux de Romain Gaumé pour les propriétés structurales du matériau [Gaumé '02] et de Sébastien Chénais pour les propriétés laser de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  [Chénais '02].

#### 3.1 Propriétés et modélisations des grandeurs liées au matériau

Cette partie est consacrée aux principales propriétés de l'ytterbium en tant qu'ion laser. Cela nous mènera à la définition de deux grandeurs caractéristiques du milieu : le **gain linéique** et l'**intensité de transparence**. L'influence des effets thermiques sur ces propriétés sera enfin discutée.

##### 3.1.1 Propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium

L'élément chimique Ytterbium, de numéro atomique  $Z=70$  fait partie comme de nombreux ions lasers de la famille des lanthanides ou terres rares (qui sont quasiment tous trivalent). La configuration électronique de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  (notée  $[\text{Xe}]4f^{13}$ ) à laquelle 3 électrons ont été arrachés des couches électroniques supérieures engendre l'existence d'un déficit d'un électron sur la dernière couche électronique 4f (qui peut en supporter 14). Ce déficit est responsable des propriétés optiques et de la structure énergétique simple par « interaction spin-orbite<sup>i</sup> ». Les deux multiplets  $^2F_{7/2}$  et  $^2F_{5/2}$  sont dégénérés l'un de l'autre par une différence d'énergie de  $10\,150\text{ cm}^{-1}$  (soit environ  $1\text{ }\mu\text{m}$ ). Cette configuration à deux

---

<sup>i</sup> Ce principe de physique atomique dépasse le cadre de ce manuscrit. Il s'agit d'un couplage entre le moment de spin de l'électron et le champ magnétique créé par le moment orbital.

niveaux ne peut donner lieu à la réalisation d'un système laser que s'il est introduit dans un champ cristallin. L'ion  $\text{Yb}^{3+}$  va subir un éclatement des niveaux et donc une levée de dégénérescence par effet Stark<sup>i</sup>. Le multiplet fondamental  $^2\text{F}_{7/2}$  se scinde en 4 sous-niveaux et le multiplet excité  $^2\text{F}_{5/2}$  en 3. Cet arrangement est responsable du fonctionnement laser à quasi-trois niveaux. Cette description des interactions « ions-champ cristallin » n'est valable qu'à basse température. A température ambiante, s'ajoute l'influence des modes de vibrations du champ cristallin (aussi appelés *phonons*) qui provoque un élargissement des raies. Ces deux effets du champ cristallin et de la température dépendent de la matrice cristalline. Dans le cas de la matrice cubique du grenat d'yttrium ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ), l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  se substitue à l'ion yttrium  $\text{Y}^{3+}$ . Leur rayon ionique étant très proche, l'ordre cristallin est bien conservé et le taux de dopage en ions  $\text{Yb}^{3+}$  peut être élevé (jusqu'à 100 % pour former l'YbAG). Cela permet également à l'Yb:YAG d'avoir d'excellentes propriétés thermo-mécaniques et de bonnes propriétés spectroscopiques (en particulier des valeurs de sections efficaces élevées).

#### Diagramme énergétique et peuplement thermique

Le diagramme énergétique de l'ion ytterbium dans la matrice de YAG est représenté sur la Figure 3-1.

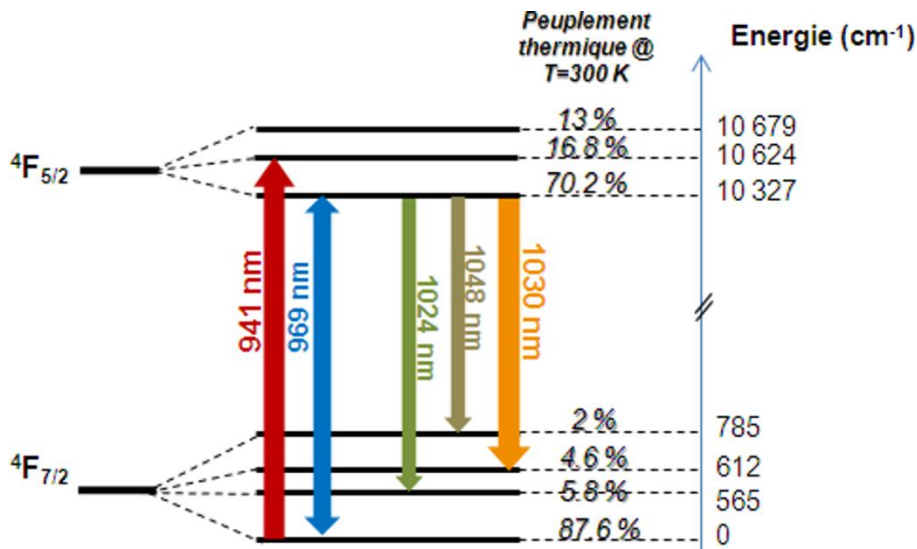


Figure 3-1 : Diagramme d'énergie de l'Yb:YAG. Facteurs de populations thermiques de chaque sous-niveau selon la distribution de Boltzmann à température ambiante ( $T^\circ=300\text{ K}$ ). Les pourcentages donnent la proportion de population par rapport à chaque multiplet  $^4\text{F}_{5/2}$  ou  $^4\text{F}_{7/2}$ .

On voit bien sur ce diagramme le fonctionnement laser selon un système à quasi-trois niveaux. Cette structure se rapproche de celle d'un laser à 3 niveaux mais dont le niveau le plus bas de la transition laser est un des sous-niveaux du multiplet fondamental peuplé thermiquement (et non le niveau fondamental lui-même).

<sup>i</sup> Selon cet effet, l'ion est soumis à des interactions électrostatiques provoquées par l'introduction dans le champ cristallin qui modifient ainsi la structure des niveaux énergétiques.



Le niveau de peuplement de sous-niveaux Stark est régi par la statistique de Boltzmann dont nous rappelons ici les principales propriétés. Chaque sous-niveau Stark est espacé de quelques centaines de  $\text{cm}^{-1}$ , ce qui est de l'ordre de grandeur du produit  $k_B T$  (avec  $k_B$ , la constante de Boltzmann, et  $T$  la température prise à sa valeur ambiante). A température ambiante, les sous-niveaux Stark sont donc nécessairement peuplés. La répartition de population de chaque multiplet suit la distribution de Boltzmann<sup>i</sup>. En particulier, la population du sous-niveau  $a$  (notée  $f_a$ ) évolue en fonction de la température  $T$  selon la loi I.3.1 {1} :

$$f_a(T) = \frac{g_a \cdot \text{Exp}\left(-\frac{E_a}{k_B \cdot T}\right)}{\sum_{\text{Sous-niveaux } i} g_i \cdot \text{Exp}\left(-\frac{E_i}{k_B \cdot T}\right)} \quad \text{I.3.1}\{1\}$$

Avec  $E_a$  et  $E_i$  les énergies des sous-niveaux  $a$  et  $i$ ,  $g_i$  la dégénérescence du sous-niveau considéré (cette valeur vaut 2 pour tous les sous-niveaux de l'ytterbium).

Le facteur de population  $f_a$  est alors intrinsèquement lié à la population  $N_a$  du sous-niveau et à la population totale du multiplet  $N_m$  par la formule :

$$N_a = f_a \cdot N_m \quad \text{I.3.1}\{2\}$$

On associe au diagramme d'énergie de la Figure 3-1 les spectres de sections efficaces d'absorption et d'émission. Leur signification physique exprime la probabilité qu'une interaction lumière-matière entre deux sous-niveaux ait lieu. Elles sont définies à partir des coefficients d'Einstein communément utilisés dans la théorie de la physique des lasers [Svelto '89].

Ces grandeurs accessibles expérimentalement dépendent intrinsèquement de la température, et donc du peuplement de chaque sous-niveau. On définit alors les **sections efficaces effectives** pour caractériser au mieux les propriétés spectroscopiques (notion introduite par T. Y. Fan [Fan '95]). Elles sont reliées à la valeur de **section efficace spectroscopique**  $\sigma(\lambda)$  par les facteurs de population des sous-niveaux ( $f_a$  et  $f_b$ ) par les relations I.3.1 {3} et I.3.1 {4} <sup>ii</sup>.

---

<sup>i</sup> Nous considérerons dans tous les développements suivants que cet arrangement thermique selon la distribution de Boltzmann est instantané. En effet, le temps caractéristique d'établissement de cette thermalisation est de l'ordre de 10 ps [Krupke '00], ce qui est au moins 2 ordres de grandeurs plus rapide que les temps caractéristiques des lasers impulsionsnels développés dans cette thèse (de l'ordre de la nanoseconde et plus).

<sup>ii</sup> Ces expressions ne sont valables que pour des paires de sous-niveaux  $a$  et  $b$  uniques pour chaque longueur d'onde  $\lambda$ .

$$\sigma_{\text{abs}}(\lambda, T_0) = f_a(T_0) \cdot \sigma(\lambda) \quad \text{I.3.1}\{3\}$$

$$\sigma_{\text{em}}(\lambda, T_0) = f_b(T_0) \cdot \sigma(\lambda) \quad \text{I.3.1}\{4\}$$

Avec  $T_0$  la température du milieu lors de la mesure,  $\sigma(\lambda)$  la section efficace spectroscopique,  $f_a(T_0)$  le facteur de population du sous-niveau du multiplet du bas, et  $f_b(T_0)$  le facteur de population du sous-niveau du multiplet du haut.

La mesure de ces quantités n'entre pas dans le cadre de ce travail, mais plusieurs travaux font état des méthodes utilisées par les « spectroscopistes » pour les déterminer<sup>i</sup>.

Les spectres d'absorption et d'émission dans l'Yb:YAG sont représentés sur la Figure 3-2.

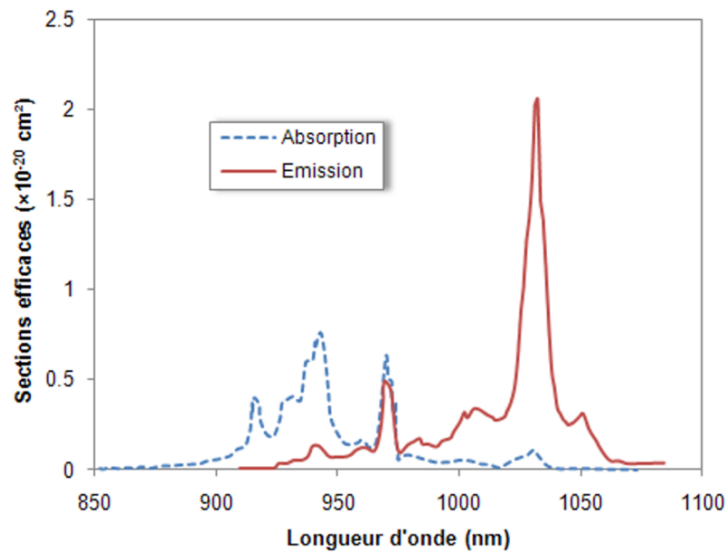


Figure 3-2 : Spectres des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG à température ambiante ( $T=300 \text{ K}^\circ$ ), d'après [Deloach '93].

L'observation du spectre d'absorption (Figure 3-2) montre que les bandes d'absorption susceptibles d'être utilisées pour le pompage optique sont centrées autour de 940 nm et 969 nm. Cette dernière communément appelée « *zero-line* » est la transition à zéro-phonon. Ce terme traduit simplement la transition entre les deux sous-niveaux les plus bas des multiplets  $^2F_{7/2}$  et  $^2F_{5/2}$ . Utiliser cette transition de façon à réduire au maximum le défaut quantique pourrait être intéressant (5,9 % contre 8,7 % à 940 nm). Mais, il a été montré que la fraction d'inversion de population (voir la définition I.3.1{6} ci-après) susceptible d'être atteinte était plus importante à partir de la transition à 940 nm [Courjaud '01]. De plus, le pompage par diode est rendu plus aisé à cette longueur d'onde car le

<sup>i</sup> On distinguera en pratique la méthode basée sur le principe de réciprocité décrit par les équations I.3.1{3} et I.3.1{4} à partir du spectre d'absorption et la méthode Füchtbauer–Ladenburg à partir de la valeur du temps de vie radiatif de la transition et du spectre de fluorescence. Ces deux méthodes sont en général complémentaires. Pour en savoir plus, on pourra se reporter sur l'article très complet de Deloach et al. [Deloach '93].

spectre d'absorption est plus large (la bande est supérieure à 14 nm à température ambiante contre 6 nm à 969 nm).

L'émission, quant à elle, est la plus efficace autour d'une longueur d'onde de 1030 nm avec une bande d'émission de l'ordre de 9 nm à mi-hauteur. Cependant, à température ambiante, il existe une légère traine d'absorption à cette longueur d'onde qui rend compte de la structure à quasi-trois niveaux de l'ion ytterbium.

Enfin, le dernier paramètre qui importe pour le dimensionnement d'un milieu laser est le temps de vie de fluorescence, que l'on note  $\tau$ . Il représente le temps caractéristique de stockage des ions dans l'état excité ( ${}^2F_{5/2}$ ) avant désexcitation sous forme d'émission spontanée. Comme nous l'avons déjà montré dans le tableau de l'introduction, ce temps est au moins 5 fois plus important dans les matériaux dopés ytterbium que néodyme. L'estimation de ce temps de vie radiatif est délicate car la mesure peut être parfois faussée par la réabsorption par un ion voisin pouvant conduire à un phénomène parasite non-radiatif.

Un autre phénomène dont la conséquence est la même pour le temps de vie radiatif est l'**extinction de fluorescence par effet de concentration** (ou *concentration quenching*). Ce phénomène étudié entre autre par Yang [Yang '02], est d'autant plus important que la concentration (donc la proximité locale) en ions ytterbium est importante. Il se traduit par un transfert d'énergie d'ions en ions pouvant mener à l'absorption dans un « piège non radiatif ». Cela engendre une conversion énergétique sous forme de chaleur au sein du milieu laser. Ces pièges peuvent être des impuretés du matériau (erbium, thulium, ions OH ou  $Yb^{2+}$  ...) ou encore des centres colorés.

En général, le temps de vie de l'état excité est décrit à partir des expressions de temps de vie radiatif et non radiatif selon l'équation I.3.1 {5}.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{radiatif}}} + \frac{1}{\tau_{\text{non-radiatif}}} \quad \text{I.3.1 \{5\}}$$

Il a été mis en évidence dans différents travaux que ce temps de vie non radiatif n'intervenait qu'à partir des taux de dopage importants dans l'Yb:YAG (supérieur à 5 at.%) [Dong '03]. Ceci est donc une bonne raison pour limiter le taux de dopage au sein des fibres cristallines. Notre concept est donc avantageux pour limiter cet effet parasite. Dans ce cas, nous pouvons négliger le terme  $1/\tau_{\text{non-radiatif}}$  devant  $1/\tau_{\text{radiatif}}$  de sorte que  $\tau \sim \tau_{\text{radiatif}}$ . Dans l'Yb:YAG, ce temps caractéristique est de l'ordre de 950  $\mu\text{s}$ <sup>ii</sup>.

<sup>i</sup> Nous verrons au chapitre 2 que les phénomènes parasites sont bien plus nombreux avec l'ion néodyme : effet Auger (ou *up-conversion*) [Guy '98], absorption de l'état excité (ESA) [Guyot '93], relaxations croisées...

<sup>ii</sup> La mesure de cette valeur a été faite par mesure du déclin de fluorescence en emprisonnant le cristal dans un liquide d'indice afin de limiter la réabsorption par l'augmentation des trajets par réflexions multiples [Sumida '94b].

Nous récapitulons l'ensemble des propriétés spectroscopiques que nous venons d'évoquer dans le Tableau 3-1. A titre de comparaison, les valeurs spectroscopiques du verre dopé ytterbium sont également reproduites.

		Yb:YAG		Yb:Verre	
		0,95 ms		0,8 ms	
<i>Pompe</i>	Temps de vie $\tau$ (ms)				
	Longueur d'onde d'absorption ( $\lambda_P$ )	940 nm	969 nm	915 nm	976 nm
	Section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda_P)$ ( $\times 10^{-20}$ cm <sup>2</sup> )	0,75	0,6	0,7	2,6
	Section efficace d'émission $\sigma_{em}(\lambda_P)$ ( $\times 10^{-20}$ cm <sup>2</sup> )	0,15	0,47	0,02	2,6
<i>Laser</i>	Longueur d'onde d'émission ( $\lambda_L$ )	1030 nm		1030 nm	
	Section efficace d'émission $\sigma_{em}(\lambda_L)$ ( $\times 10^{-20}$ cm <sup>2</sup> )	2,1		0,6	
	Section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda_L)$ ( $\times 10^{-20}$ cm <sup>2</sup> )	0,16		0,05	

Tableau 3-1: Récapitulatif des propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium dans le grenat d'yttrium et dans le verre (germano-silicate).

Comme nous l'avons déjà évoqué, les propriétés spectroscopiques de l'ion ytterbium dépendent de l'environnement dans lequel il se trouve. Il est donc clair que le cristal de YAG présente une section efficace d'émission à 1030 nm bien plus importante que dans le verre. Cette propriété est très avantageuse a priori pour l'obtention d'une amplification importante.

Cependant, la réabsorption à la longueur d'onde laser est également plus importante (voir Tableau 3-1). Nous allons donc introduire un critère utile pour dimensionner le milieu à gain : l'intensité de transparence.

### 3.1.2 Définition du gain linéique et de l'intensité de transparence

L'absorption à la longueur d'onde laser (1030 nm) et à température ambiante est la conséquence du peuplement thermique du niveau du bas de la transition laser. Ce dernier n'est situé qu'à environ  $600 \text{ cm}^{-1}$  du niveau fondamental (ce qui est à peine 3 fois l'énergie d'agitation thermique à température ambiante,  $kT \sim 200 \text{ cm}^{-1}$ ). Par conséquent, sans pompage, le milieu est naturellement absorbant à la longueur d'onde laser, et il sera nécessaire d'induire une excitation suffisante pour dépasser un certain **seuil de transparence laser**. Celui-ci dépend donc de la proportion d'ions excités par rapport à la population totale. Cette quantité est exprimée par la **fraction d'inversion de population**  $\beta$  qui vaut :

$$\beta = \frac{N_2}{N_t} = \frac{\text{Densité d'ions excités (dans le multiplet } ^2F_{5/2}\text{)}}{\text{Densité totale d'ions Yb}^{3+}} \quad \text{I.3.1}\{6\}$$

Avec  $N_2$  et  $N_t$  les densités d'ions excités et totales (exprimées en  $m^{-3}$ ).

Cette fraction peut être exprimée en fonction des paramètres connus du milieu laser en faisant intervenir les équations des débits en régime stationnaire.

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = 0 = \frac{N_2}{\tau} + [\sigma_{em}(\lambda_p) \cdot I_p + \sigma_{em}(\lambda_L) \cdot I_L] \cdot N_2 - [\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot I_p + \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot I_L] \cdot N_1 \quad \text{I.3.1}\{7\}$$

Avec les notations suivantes :

$N_1$  et  $N_2$  : les densités de population des multiplets fondamental  $^2F_{3/2}$  et excité  $^2F_{5/2}$  respectivement.

$\tau$  : le temps de vie du multiplet  $^2F_{5/2}$

$\sigma_{em}(\lambda_L)$  : la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser

$\sigma_{em}(\lambda_p)$  : la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe

$\sigma_{abs}(\lambda_L)$  : la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser

$\sigma_{abs}(\lambda_p)$  : la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe

$I_L$  : l'intensité laser intracavité (en unités photoniques<sup>i</sup> : nombre de photons/ $m^2/s$ )

$I_p$  : l'intensité de pompe incidente (en unités photoniques également)

On introduit enfin le **gain linéique**  $g_L$  qui permet de rendre compte de la variation longitudinale de l'intensité laser dans le milieu selon l'équation différentielle I.3.1 {8} :

$$\frac{dI_L}{dz} = g_L \cdot I_L \quad \text{I.3.1}\{8\}$$

Il est défini par l'expression I.3.1. {9} et s'exprime en fonction de la fraction d'inversion de population  $\beta$  par l'expression I.3.1. {10}.

$$g_L = \sigma_{em}(\lambda_L) \cdot N_2 - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot N_1 \quad \text{I.3.1}\{9\}$$

$$g_L = N_t \left[ \beta \cdot (\sigma_{em}(\lambda_L) + \sigma_{abs}(\lambda_L)) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \right] \quad \text{I.3.1}\{10\}$$

D'après ces dernières expressions, le milieu n'est rendu transparent pour l'onde laser que si  $g_L$  est positif. Afin de déterminer les caractéristiques du faisceau de pompe à fournir sur l'ensemble du milieu pour cela, développons l'expression du gain linéique en fonction des paramètres spectroscopiques du milieu :

---

<sup>i</sup> Nous faisons ce choix afin de simplifier les notations de l'intensité (**en notation laser**). Cette grandeur s'exprime aussi en  $W/m^2$  en multipliant par le terme  $h \cdot c / \lambda$ . Elle est à distinguer de l'intensité (**en notation photométrique**) qui s'exprime en  $W/sr$ . L'intensité (**en notation laser**) est donc un abus de langage pour spécifier une fluence donc un flux par unité de surface, soit un éclairage.

$$g_L = N_t \cdot \frac{I_p \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot \sigma_{em}(\lambda_L) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot \sigma_{em}(\lambda_p)) - \frac{\sigma_{abs}(\lambda_L)}{\tau}}{(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p)) \cdot I_p + (\sigma_{abs}(\lambda_L) + \sigma_{em}(\lambda_L)) \cdot I_L + \frac{1}{\tau}} \quad I.3.1 \{11\}$$

Cette dernière se simplifie en introduisant les intensités de saturation de l'onde de pompe et laser selon l'expression I.3.1 {12} :

$$g_L = \frac{I_p \cdot N_t \cdot \tau \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot \sigma_{em}(\lambda_L) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot \sigma_{em}(\lambda_p)) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot N_t}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad I.3.1 \{12\}$$

Avec :

$$I_{PSat} = \frac{1}{\tau \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))} \quad \text{l'intensité de saturation de l'onde de pompe} \quad I.3.1 \{13\}$$

$$I_{LSat} = \frac{1}{\tau \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_L) + \sigma_{em}(\lambda_L))} \quad \text{l'intensité de saturation de l'onde laser} \quad I.3.1 \{14\}$$

Comme le gain linéique est le paramètre clé pour la définition et l'étude de systèmes amplificateurs ou d'oscillateurs laser, l'expression I.3.1 {12} est fondamentale. On définit également le **gain linéique « petit signal »**  $g_{L0}$  (en l'absence d'intensité laser) par la relation I.3.1 {15} :

$$g_{L0} = \frac{I_p \cdot N_t \cdot \tau \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot \sigma_{em}(\lambda_L) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot \sigma_{em}(\lambda_p)) - \sigma_{abs}(\lambda_L) \cdot N_t}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}}} \quad I.3.1 \{15\}$$

Rendre le milieu laser transparent revient à s'assurer que le gain linéique petit signal reste positif tout au long de la propagation. Dans le cas limite où  $g_{L0}$  s'annule, on en déduit l'intensité de pompe minimale nécessaire (notée  $I_{Ptr}$  et donnée par l'expression I.3.1 {16}).

$$I_{Ptr} = \frac{1}{\tau \cdot \left( \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot \sigma_{em}(\lambda_L)}{\sigma_{abs}(\lambda_L)} - \sigma_{em}(\lambda_p) \right)} \quad I.3.1 \{16\}$$

Cette dernière expression est communément appelée **intensité de transparence** à la longueur d'onde laser. Cette grandeur est intrinsèque au milieu laser, car elle ne dépend que des paramètres spectroscopiques qui ont été définis dans le paragraphe 3.1.1. Cette quantité est directement proportionnelle à la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser. Par rapport à un système laser à 4 niveaux, cela a pour effet **d'augmenter le seuil laser** imposé par les pertes dans la cavité (passives et transmission du coupleur de sortie).

Dans l'Yb:YAG à température ambiante, l'intensité minimale vaut :

$$I_{P_{\min}} = \left( I_{P_{\min}} \right)_{\text{Unités photon.}} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_p} \cong 1,4 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2} \quad \text{I.3.1.}\{17\}$$

Avec  $h$  la constante de Planck ( $6,62 \cdot 10^{-34}$  J. s),  $c$  la célérité de la lumière ( $3 \cdot 10^8$  m/s) et  $\lambda_p$  la longueur d'onde de pompe (940 nm).

En outre, **la réabsorption à la longueur d'onde laser dépendra fortement de la température** qui influe sur la population du niveau bas de la transition laser. Cet aspect sera détaillé dans le paragraphe suivant (3.1.3).

Ces descriptions qui sont générales à tout système laser à quasi-trois niveaux révèlent l'importance d'un dimensionnement approprié dans le cas précis d'une fibre cristalline. En effet, s'assurer que l'ensemble du milieu (de plusieurs dizaines de millimètres de long) soit excité avec une intensité supérieure à l'intensité de transparence reste délicat. Le lecteur pourra se reporter à ce sujet à l'annexe A qui donne quelques exemples de répartitions du gain linéique en fonction de la puissance de pompe, de la saturation de l'absorption et ou encore de la densité locale de puissance.

### 3.1.3 Importance des effets thermiques

L'ensemble des paramètres de notre problème ayant une géométrie cylindrique (faisceau de pompe, faisceau laser et fibre cristalline), nous nous plaçons dans le système de coordonnées représenté sur la Figure 3-3 :

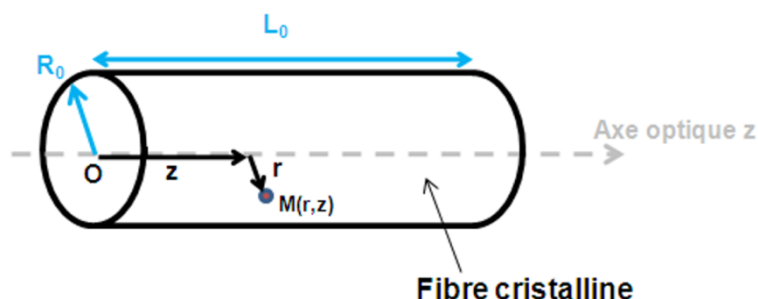


Figure 3-3 : Système de coordonnées cylindriques utilisé dans une fibre de rayon  $R_0$  et de longueur  $L_0$ . Le point O, origine du repère, est sur la face avant de la fibre.

#### 3.1.3.1 Origine de l'élévation de température au sein d'un milieu et mise en équations

Dans le développement de sources laser de fortes puissances, les phénomènes thermiques jouent un rôle essentiel. Nous l'avons déjà évoqué en introduction, l'absorption de fortes puissances de pompe au sein du cristal provoque un dépôt de chaleur d'autant plus important que l'écart entre l'énergie d'un photon de pompe et celle d'un photon laser est grand. Dans l'ytterbium, le défaut quantique est inférieur à 10 %, donc la génération de chaleur est relativement limitée. Nous ne rentrons pas dans le détail des mécanismes consécutifs à l'absorption d'une puissance de pompe  $P_{\text{abs}}$  qui conduisent à l'émission de puissance thermique  $P_{\text{th}}$  au sein du matériau. Ces phénomènes qui sont régis par la fraction

thermique  $\eta_H$  (voir expressions I.3.1 {18} et I.3.1 {19}) ont été largement définis et étudiés dans les thèses de Sébastien Chénais et Julien Didierjean [Chénais '02-Didierjean '07]. On rappelle simplement le résultat suivant (introduit en premier lieu par T. Y. Fan [Fan '93a]) qui traduit les différentes voies de transferts énergétiques d'un photon de pompe absorbé dans le milieu laser (cf. Figure 3-4) :

$$P_{th} = \eta_H \cdot P_{abs} \quad \text{I.3.1 \{18\}}$$

$$\eta_H = 1 - \eta_p \left[ (1 - \eta_L) \eta_R \frac{\lambda_p}{\lambda_L} + \eta_L \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right] \quad \text{I.3.1 \{19\}}$$

Avec  $\eta_p$  le rendement quantique d'absorption,  $\eta_L$  le rendement d'extraction laser,  $\eta_R$  le rendement quantique de fluorescence et  $\lambda_p$  et  $\lambda_L$ , respectivement, les longueurs d'onde de pompe et laser.

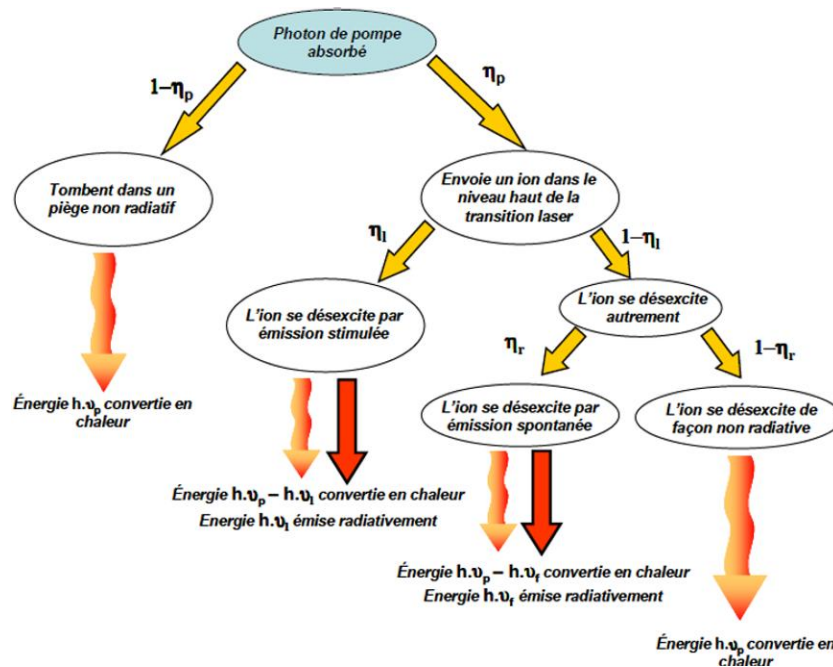


Figure 3-4 : Schéma des différents chemins possibles pour l'énergie d'un photon de pompe absorbé.

Le dépôt de chaleur dans un milieu induit une élévation de la température par l'intermédiaire de la « charge thermique »  $Q_{th}$  qui est simplement égale à la puissance thermique  $P_{th}$  déposée par unité de volume (exprimée en  $W/m^3$ ). Ce phénomène est régi par l'équation de la chaleur en régime stationnaire donnée par l'expression I.3.1 {20} dans le cas d'un problème à symétrie radiale (cas d'une fibre cristalline).

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dT}{dr} \right) = - \frac{Q_{th}}{K_c} \quad \text{I.3.1 \{20\}}$$

Avec  $K_c$  la conductivité thermique du matériau considéré (exprimée en  $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$ ).

A partir de cette équation, Chen a montré qu'il était possible de déterminer analytiquement la variation de température au sein d'un milieu laser [Chen '97] selon



l'expression I.3.1 {21}. Cela nécessite différentes hypothèses que nous ne détaillons pas ici sur le profil radial de pompe, sur la conductivité thermique et sur l'évacuation de chaleur privilégiée dans la direction radiale.

$$T(r, z) - T(r_0, z) = -\frac{\eta_H}{4\pi K_c} \frac{dP}{dz}(z) \cdot f(r, z) \quad \text{I.3.1 \{21\}}$$

Avec  $T(r, z)$  et  $T(r_0, z)$  les températures aux points de coordonnées  $(r, z)$  et  $(r_0, z)$ ,  $r_0$  est le rayon maximal du milieu,  $dP/dz$  est l'évolution de la puissance de pompe selon l'axe  $z$  et enfin  $f(r, z)$  est une fonction géométrique dépendante du rayon  $w_p$  du mode de pompe et du rayon du milieu laser  $r_0$  telle que :

$$f(r, z) = \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & \text{si } r \leq w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & \text{si } r > w_p(z) \end{cases} \quad \text{I.3.1 \{22\}}$$

L'équation I.3.1 {21} donne une différence de température par rapport au bord du cristal (situé en  $r_0$ ). Pour connaître la température absolue, il faut connaître la température au bord de la fibre. Dans notre cas, cette température est a priori donnée par une monture mécanique qui est refroidie aux alentours de 12°C par un circuit d'eau. Cependant, si le contact entre la fibre et sa monture n'est pas optimisé, cette température sera plus haute que 12°C. On reviendra sur cet aspect dans le chapitre expérimental 4, en introduisant le coefficient de transfert thermique  $H$  (Cf. paragraphe 4.3.2).

La température au centre s'écrit donc à partir des équations I.3.1 {21} et I.3.1 {22} :

$$T(0, z) = T_{\text{bord}} - \frac{\eta_H}{4\pi K_c} \frac{dP_p}{dz}(z) \cdot \left[ 1 + \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) \right] \quad \text{I.3.1 \{23\}}$$

Avec  $T_{\text{bord}}$  la température de bord de fibre (en  $r_0$ ) et  $r_0$  le rayon de la fibre cristalline étudiée (ce dernier sera en effet un des paramètres imposés de notre système).

Pour notre modélisation, l'expression I.3.1 {21} peut être simplifiée en supposant que les variations transverses de la température sont négligeables. Nous verrons dans la partie concernant les caractérisations thermiques que cette hypothèse est bien valable (voir paragraphe 4.3.2). Par conséquent, on supposera que :  $T(0, z) \approx T(r, z)$ .

Cette répartition de température a inéluctablement des conséquences sur les propriétés du milieu laser : spectroscopiques, thermo-mécaniques et thermo-optiques. Le gain du milieu et le profil spatial du faisceau seront donc affectés par les effets thermiques. Nous nous concentrons ici sur l'influence de la température sur le gain, les effets de lentille thermique en particulier seront abordés plus loin.

### 3.1.3.2 Influence de la température sur les propriétés spectroscopiques

Deux effets sont à l'origine de la variation des sections efficaces d'émission et d'absorption avec la température. Il y a d'une part l'influence des populations des niveaux décrits par la statistique de Boltzmann et d'autre par l'effet de l'élargissement des bandes d'émission et d'absorption qui implique une diminution importante des valeurs des sections efficaces effectives. En effet, des études complètes ont montré que les raies s'élargissent et que leur maximum à 940 nm [Liu '07] et à 1030 nm [Sumida '94a-Chen '03] diminuent avec l'augmentation de la température. Nous avons utilisé l'expression établie par Chen et al. en 2003 pour la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser  $\sigma_{em}(\lambda_L, T)$  [Chen '03]. Dans ce travail, ils utilisent les valeurs issues de l'étude expérimentale de D. Sumida et T.Y. Fan [Sumida '94a] pour obtenir l'expression empirique I.3.1 {24}. Pour la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\sigma_{abs}(\lambda_p, T)$ , nous avons utilisé l'expression établie par Q. Liu et M. Gong [Liu '07] qui est donnée en degrés Celsius. L'expression I.3.1 {25} est donnée pour une température en degrés Kelvin après un ajustement linéaire (par la méthode des moindres carrés).

$$\sigma_{em}(\lambda_L, T) = \left[ 0,96 + 33,61 \cdot \text{Exp}\left(-\frac{T}{92,82}\right) \right] \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad \text{I.3.1 \{24\}}$$

$$\sigma_{abs}(\lambda_p, T) = \left[ 1,597 \cdot \text{Exp}\left(-\frac{T}{423}\right) \right] \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad \text{I.3.1 \{25\}}$$

Avec la température T en °Kelvin.

Connaissant  $\sigma_{em}(\lambda_L, T)$  et  $\sigma_{abs}(\lambda_p, T)$ , nous pouvons calculer les valeurs des sections efficaces effectives restant à déterminer ( $\sigma_{em}(\lambda_p, T)$  et  $\sigma_{abs}(\lambda_L, T)$ ) à partir de valeurs expérimentales I.3.1 {24} et I.3.1 {25}. Nous appliquons le principe de réciprocité à partir des relations I.3.1 {3} et I.3.1 {4} et cela donne les expressions suivantes :

$$\sigma_{em}(\lambda_p, T) = \sigma_{abs}(\lambda_p, T) \cdot \frac{f_b(T)}{f_a(T)} \quad \text{I.3.1 \{26\}}$$

$$\sigma_{abs}(\lambda_L, T) = \sigma_{em}(\lambda_L, T) \cdot \frac{f_a(T)}{f_b(T)} \quad \text{I.3.1 \{27\}}$$

L'influence de la température est illustrée par la Figure 3-5 qui rend compte de l'évolution du peuplement thermique du niveau bas de la transition laser et l'évolution de la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser calculée à partir de l'expression I.3.1 {27}. La réabsorption gouvernée par le peuplement thermique du niveau du bas de la transition laser va être fortement accentuée par l'augmentation de la température.

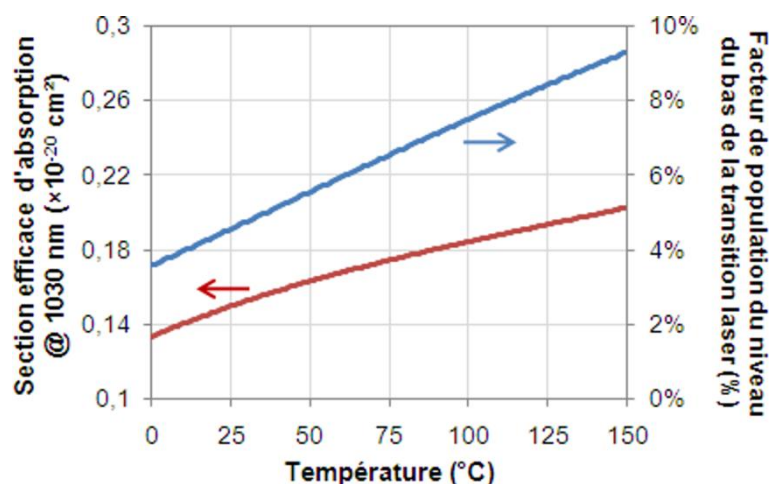


Figure 3-5 : Evolution de la section efficace d'absorption à 1030 nm et du facteur de population du niveau du bas de la transition laser avec la température.

Par ailleurs, nous supposons que l'élargissement de la raie à 940 nm n'a aucune incidence sur le recouvrement spectral entre le spectre d'émission de nos diodes laser et la bande d'absorption. Celle-ci est déjà suffisamment large même aux températures les plus basses (voir Figure 3-2). Le recouvrement spectral sera donc pris égal à 95 %. L'influence de la baisse de la section efficace sur l'absorption totale n'aura pas d'effets notables sur cette valeur.

Le temps de vie de fluorescence quant à lui, ne subit que très peu d'évolution avec la température lorsque le dopage est limité [Dong '03].

A partir de ces différents modèles, il est donc possible de rendre compte de l'influence de l'élévation de la température sur l'intensité de transparence (définie par l'expression I.3.1 {16}). Celle-ci s'exprime donc en fonction de la température  $T$  :

$$I_{\text{ptr}}(T) = \frac{1}{\tau \left( \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{p}}, T) \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{L}}, T)}{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_{\text{L}}, T)} - \sigma_{\text{em}}(\lambda_{\text{p}}, T) \right)} \quad \text{I.3.1 \{28\}}$$

Comme le montre la Figure 3-6, en augmentant la température au-delà d'une centaine de degrés, l'intensité de pompe nécessaire est multipliée par plus d'un facteur 3. Par conséquent, à de telles températures, il est difficile d'envisager un fonctionnement laser stable et efficace.

Sur la Figure 3-6, on peut également se rendre compte que l'intensité de transparence tend vers une valeur nulle pour des températures cryogéniques ( $< -100^\circ\text{C}$ ). Dans ces conditions, on retrouve bien le comportement d'un système à 4 niveaux où les ions sont uniquement sur le sous-niveau Stark le plus bas du multiplet fondamental.

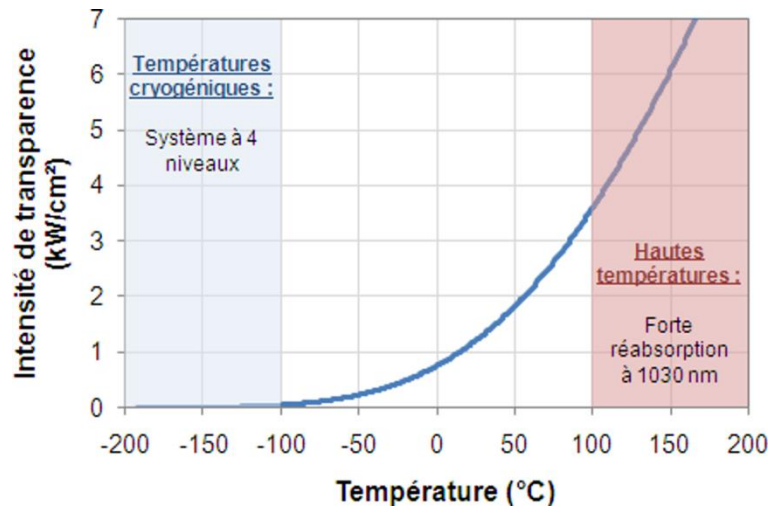


Figure 3-6 : Evolution de l'intensité de transparence en fonction de la température.

En définitive, nous avons donc de bonnes raisons de croire que la température moyenne et sa variation due au pompage du milieu sont des paramètres extrêmement importants pour le dimensionnement qui va suivre.

### 3.1.3.3 Elévation de température et conductivité thermique du matériau

En plus des modifications sur les sections efficaces effectives, la température peut agir sur la conductivité thermique de la matrice hôte. En effet, sa valeur est donnée d'une part pour une température donnée, mais également pour un taux de dopage donné. Disons simplement que ce paramètre traduit la capacité du matériau à évacuer « aisément » la puissance thermique conformément à l'équation I.3.1 {20} de la chaleur. Son influence lors de l'élévation de la température dans le milieu est donc fondamentale.

Dans le cas du YAG, dont la structure cristalline est relativement simple, la conductivité thermique est importante ( $> 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) en comparaison avec d'autres matrices susceptibles d'être dopées en ions laser. Cependant, il a été montré que cette valeur dépendait de la température moyenne selon le modèle suivant [Sato '09] :

$$K_c(T) = \rho \cdot C_p(T) \cdot \left( \frac{A}{T} + B \right) \quad \text{I.3.1. \{29\}}$$

Avec  $\rho$  la densité de l'Yb:YAG,  $C_p(T)$  la chaleur spécifique qui dépend de la température et A et B, des constantes qui dépendent de la concentration en ions dopants. Je ne rentre davantage dans le détail des calculs qui sont donnés dans l'article de Sato et al. [Sato '09].

La diminution de la conductivité thermique avec la température est visible sur la Figure 3-7 suivante. Elle atteint tout de même presque 20 % lorsque la température augmente de 100°C.

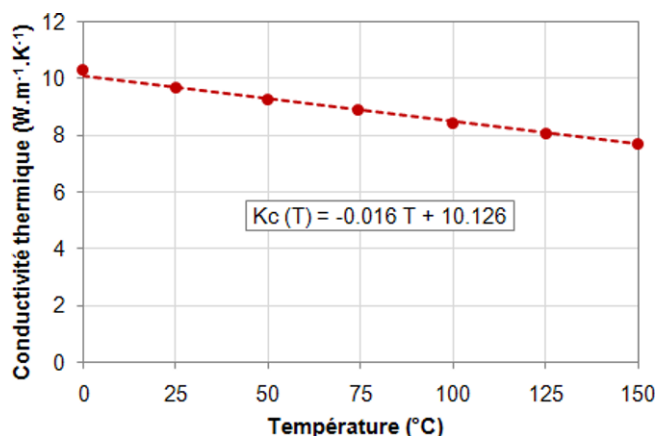


Figure 3-7 : Evolution de la conductivité thermique de l'Yb:YAG avec la température moyenne (pour un taux de dopage de 1 at.% en ions Yb<sup>3+</sup>). Les points sont les données mesurées et la ligne pointillée une droite correspondante. (D'après [Sato '09]).

Pour simplifier l'ensemble des calculs, nous avons estimé que cette dépendance était linéaire. La conductivité thermique  $K_c$  est donc calculée en fonction de la température en degrés Celsius par l'expression suivante :

$$K_c(T) = -0.016.T + 10.126 \quad (\text{en } \text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}) \quad \text{I.3.1}\{30\}$$

Remarque :

Dans la formule I.3.1.{29}, le chaleur spécifique  $C_p$  et les constantes A et B dépendent de la concentration en ions Yb<sup>3+</sup>. Ainsi, nous avons également tenu compte de la variation de la conductivité thermique avec le taux de dopage à partir du modèle de Romain Gaumé [Gaumé '02]. Cette dernière décroît de plus de 10 % pour des taux de substitution supérieurs à 2 % (voir Figure 3-8), il y a donc à nouveau un intérêt à limiter le taux de dopage.

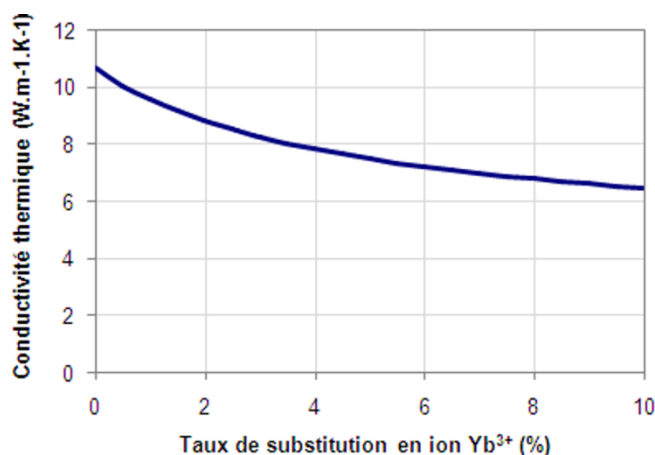


Figure 3-8 : Evolution de la conductivité thermique avec le taux de substitution en ion Yb<sup>3+</sup> dans l'Yb:YAG (à température ambiante).

### 3.1.3.4 Influence de la température sur les propriétés thermo-optiques

Plus généralement, l'ensemble des propriétés thermo-mécaniques et thermo-optiques des matériaux se dégradent avec l'élévation de température. Dans la littérature, il est plus fréquent de trouver des études vantant les mérites de systèmes laser comprenant un circuit de refroidissement à des températures cryogéniques. On peut citer par exemple les travaux menés par T. Y. Fan sur le sujet [Fan '07]. On trouve donc des courbes de tendances jusqu'à 300°K pour le coefficient thermo-optique de variation de l'indice  $dn/dT$ , ou le coefficient d'expansion thermique [Wynne '99]. Au-delà des 300 °K, peu de valeurs sont tabulées mais il est certain que les évolutions ne sont guère encourageantes pour le fonctionnement d'un milieu laser. Ces effets peuvent être vus comme la conséquence d'importants gradients thermiques qui contraignent fortement le matériau laser à se déformer. Au vu de ces études, il est tout simplement nécessaire limiter au maximum l'échauffement au sein des fibres cristallines en Yb:YAG.

En plus de l'échauffement, il existe aussi l'apparition de fortes contraintes thermo-mécaniques lors du dépôt de chaleur qui peuvent conduire à la fracture du cristal. Cela dépasse largement le cadre de ce travail car les puissances de pompe mises en jeu restent en deçà des valeurs de plusieurs kilowatts évoqués dans le paragraphe 1.4 de l'état de l'art.

Ces propriétés thermo-mécaniques n'ont a priori pas d'effets sur le gain disponible au sein du matériau mais elles agissent sur le profil spatial et sur la polarisation du laser [Koechner '06]. Les effets de lentille thermique seront étudiés plus loin.

En conclusion, à travers cet aperçu succinct des conséquences thermiques sur les propriétés physiques du milieu, il apparaît indispensable de tenir compte de l'élévation de la température dans le dimensionnement de fibres cristallines dopées ytterbium.

## 3.2 Modélisation des grandeurs liées au laser

Dans ce paragraphe, je présente les modélisations choisies pour le faisceau de pompe et le faisceau laser en vue du dimensionnement global de notre système. Le cœur des calculs réalisés est issu des premiers modèles développés par Frédérique Augé [Augé '00] et repris par Mathieu Jacquemet [Jacquemet '05a]. Cependant, certaines approximations et hypothèses restent particulières aux fibres cristallines.

### 3.2.1 Modélisation de la propagation de la pompe

#### Absorption de la pompe dans un milieu à quasi-trois niveaux :

De façon générale, l'évolution de l'intensité de pompe dans un milieu absorbant est régie par l'équation suivante :

$$\frac{dI_p}{dz}(r, z) = -\alpha_p(r, z) \cdot I_p(r, z) \quad \text{I.3.2\{1\}}$$

Avec  $I_p(r, z)$  l'intensité de pompe et  $\alpha_p(r, z)$  le coefficient d'absorption. Ces deux grandeurs sont données au point M de coordonnées cylindriques  $(r, z)$  dans le milieu considéré.

Le coefficient d'absorption linéique de la pompe  $\alpha_p$  est défini quant à lui par la formule I.3.2\{2\} et s'exprime également en fonction des intensités de saturation de pompe, de laser et des propriétés spectroscopiques du milieu selon I.3.2\{4\}.

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_1 - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p) \cdot N_2 \quad (\text{exprimé en nombre de photons.cm}^{-1}) \quad \text{I.3.2\{2\}}$$

$$\alpha_p = N_t \cdot \frac{I_L \cdot (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda_L) - \sigma_{\text{abs}}(\lambda_L) \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)) + \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)}{\tau}}{(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) + \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)) \cdot I_p + (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_L) + \sigma_{\text{em}}(\lambda_L)) \cdot I_L + \frac{1}{\tau}} \quad \text{I.3.2\{3\}}$$

D'où :

$$\alpha_p = \frac{I_L \cdot N_t \cdot \tau \cdot (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda_L) - \sigma_{\text{abs}}(\lambda_L) \cdot \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t}{1 + \frac{I_p}{I_{\text{PSat}}} + \frac{I_L}{I_{\text{LSat}}}} \quad \text{I.3.2\{4\}}$$

Avec les grandeurs spectroscopiques données précédemment et les grandeurs  $I_{\text{PSat}}$  et  $I_{\text{LSat}}$  introduites au paragraphe 3.1.2.

Le coefficient d'absorption dépend à la fois de l'intensité de pompe, et de l'intensité laser. Cela se traduit entre autre par des effets de saturation d'absorption. Cet effet peut avoir son importance dans le dimensionnement et dans le gain que l'on peut espérer avoir dans nos fibres cristallines. Pour plus de détails sur la mise en évidence de ce phénomène dans le cas général de milieux dopés ytterbium, je renvoie le lecteur à la thèse de Sébastien Chénais [Chénais '02] ou de Mathieu Jacquemet [Jacquemet '05a], ainsi qu'à l'annexe A dans le cas précis des fibres cristallines.

Dans une fibre cristalline :

Comme il avait été présenté par Julien Didierjean dans sa thèse, la propagation du faisceau de pompe issu d'une diode laser fibrée focalisé dans une fibre cristalline se décompose en 2 parties distinctes : une zone de propagation libre et une zone où la pompe est répartie de façon quasi-homogène par l'intermédiaire du guidage par réflexions totales internes [Didierjean '07]. Cette dernière hypothèse sera confirmée dans la suite par les caractérisations optiques. Nous supposons que ces deux zones existent toujours car expérimentalement, la taille du faisceau de pompe incident sera toujours inférieure au diamètre de la fibre cristalline.

Afin d'appuyer ce modèle, nous avons mené quelques simulations à partir du logiciel Apilux<sup>i</sup>. L'allure typique de la propagation de la pompe pour les fibres utilisées est représentée sur la Figure 3-9.

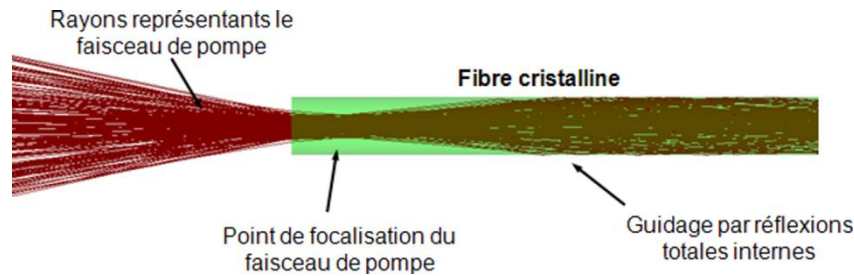


Figure 3-9 : Propagation de la pompe dans une fibre cristalline simulée sous Apilux.

Compte tenu de cette observation, nous modélisons donc la propagation du rayon du faisceau de pompe selon l'axe optique  $z$  à partir de la formule suivante :

$$\begin{cases} w_p(z) = \sqrt{w_{p0}^2 + \frac{(M_p^2 \cdot \lambda_p)^2}{(\pi \cdot n \cdot w_{p0})^2} (z - z_{p0})^2} & \text{si } w_p(z) < R_0 \\ w_p(z) = R_0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{I.3.2}\{5\}$$

Avec  $w_{p0}$  le rayon de col du faisceau de pompe au point de focalisation,  $M_p^2$  le facteur de qualité du faisceau de pompe calculé à partir de l'expression I.3.2{7} ci-dessous,  $\lambda_p$  la longueur d'onde de pompe (940 nm),  $n$  l'indice de réfraction de la fibre cristalline,  $z_{p0}$  la position longitudinale du point de focalisation de la pompe et  $R_0$  le rayon maximal de la fibre cristalline.

Dans le dimensionnement effectué dans le paragraphe suivant, nous verrons que les critères d'optimisation seront les paramètres géométriques de pompe.

Le profil longitudinal simulé numériquement évolue donc de la façon suivante au sein de la fibre cristalline :

<sup>i</sup> Il s'agit d'un logiciel permettant de modéliser les transferts d'énergie lumineuse à l'aide de la propagation de rayons et de calculs de photométrie [Apilux].



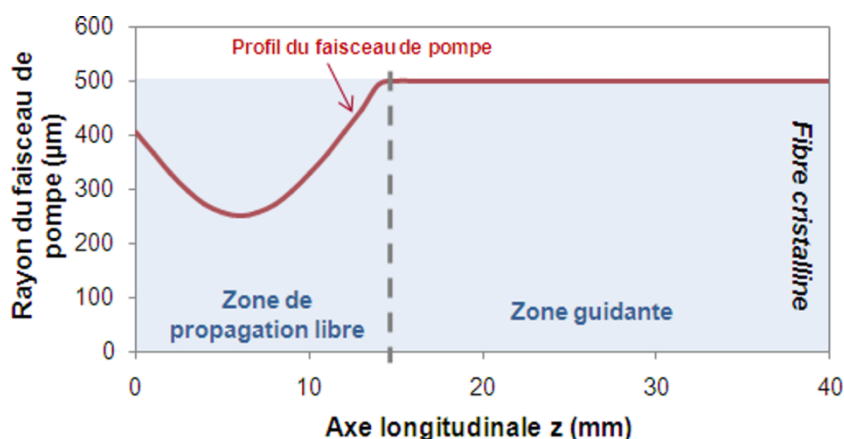


Figure 3-10: Exemple de profil longitudinal de propagation du faisceau de pompe dans une fibre de 1 mm de diamètre et de 40 mm de long.

On peut donc distinguer deux zones de propagation de la pompe : une zone de propagation libre et une zone guidante.

Etant donné les facteurs de qualité élevés de nos faisceaux de pompe (voir encadré ci-dessous), nous supposons que le profil d'intensité du faisceau de pompe est très similaire à un faisceau dit « Top-Hat ». Pour simplifier le calcul, nous le considérerons donc comme supergaussien d'ordre  $k$  (en général,  $k$  sera pris supérieur à 10). L'intensité s'exprime donc par la relation suivante :

$$I_p(r, z) = I_p(0, 0) \cdot \text{Exp}\left(-\frac{2r^k}{w_p^k(z)}\right) \quad \text{I.3.2}\{6\}$$

Nous verrons dans la suite de ce manuscrit que les spécifications du point de focalisation de la pompe au sein de la fibre cristalline auront un rôle déterminant dans les choix technologiques effectués pour notre système.

#### **CALCUL DU FACTEUR DE QUALITE DE POMPE :**

Nous avons utilisé des diodes laser fibrées comme source de pompage. Par conséquent, compte tenu de l'ouverture numérique de la fibre ( $ON=0.22$  typiquement) et du diamètre de celle-ci  $\Phi_{\text{fibre}}$ , nous avons une estimation du facteur de qualité  $M^2$  par l'intermédiaire de l'expression I.3.2{7} suivante :

$$M_p^2 = \frac{\pi \cdot \theta \cdot w_{p0}}{\lambda} = \frac{\pi \cdot \frac{ON}{2} \cdot \frac{\Phi_{\text{fibre}}}{2}}{\lambda} \quad \text{I.3.2}\{7\}$$

Dans cette étude, nous avons utilisé une diode laser de 60 W couplés dans une fibre de 400  $\mu\text{m}$  ( $M^2 \sim 74$ ) et une seconde diode laser de 200 W couplés dans une fibre de 200  $\mu\text{m}$  ( $M^2 \sim 37$ ).

**FAISCEAU MULTIMODE ET FACTEUR DE QUALITE M<sup>2</sup>**

Dans le cas général, le facteur M<sup>2</sup> est défini mathématiquement selon la formule suivante [Hodgson '05]:

$$M^2 = \frac{\pi}{\lambda} \omega_0 \cdot \theta \quad \text{I.3.2}\{8\}$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde,  $\omega_0$  le rayon de col (ou *waisit*) et  $\theta$  la divergence du faisceau. De façon rigoureuse le rayon d'un faisceau est relié à la répartition radiale de l'éclairement laser E (appelé aussi *intensité laser*<sup>i</sup>). En effet, dans le cas d'un faisceau parfaitement gaussien, le profil radial d'intensité laser s'écrit :

$$E(r) = E_0 \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{\omega^2}} \quad \text{I.3.2}\{9\}$$

Le rayon du faisceau est alors défini comme l'étendue radiale de l'espace contenant la quantité  $E_0/e^2$ . On parle alors de « rayon du faisceau à  $1/e^2$  ».

Il est possible de faire le lien entre les propriétés d'un faisceau émis par un oscillateur laser puissent être connectées au facteur de qualité M<sup>2</sup>. Il est donc nécessaire de faire le lien entre celui-ci et le nombre de modes transverses pouvant osciller dans la cavité. Il a été montré dans une étude menée par Honea et al. que l'on pouvait faire le lien entre le facteur M<sup>2</sup> et le nombre de modes transverses pouvant osciller dans la cavité [Honea '00]. Dans une cavité en espace libre à géométrie cylindrique si le mode d'ordre supérieur TEM<sub>np</sub> oscille dans la cavité, alors le facteur M<sup>2</sup> peut être estimé par :

$$M^2 \geq 2n + p + 1 \quad \text{I.3.2}\{10\}$$

Si le faisceau émis est parfaitement gaussien, alors seul le **mode fondamental** de la cavité oscille dans la cavité et l'on a un facteur M<sup>2</sup> qui vaut 1.

Dans le cas général, les propriétés d'un faisceau (rayon W et divergence  $\theta$ ) sont reliés à celles du mode fondamental par les relations :

$$W = M \cdot \omega_0 \quad \text{I.3.2}\{11\}$$

$$\theta = M \cdot \theta_0 \quad \text{I.3.2}\{12\}$$

Où  $\omega_0$  est la taille du rayon du mode fondamental à  $1/e^2$ .

<sup>i</sup> Le terme *intensité laser* est abusif mais couramment employé dans la communauté des laséristes. En toute rigueur, nous devrions parler d'éclairement (défini en Watts par unité de surface).

### 3.2.2 Modélisation du faisceau laser

Ce paragraphe est consacré à la modélisation du faisceau laser produit par notre laser à base de fibre cristalline. Cela nous permettra ensuite de justifier les choix effectués pour imposer les meilleures spécifications à ce faisceau et enfin de définir les caractéristiques de notre milieu laser.

Nous supposons a priori que le faisceau laser émis par notre système est intrinsèquement multimode avec un facteur de qualité  $M^2$  compris entre 1 et 5. Cette valeur limite supérieure était celle obtenue avec une fibre cristalline dopée néodyme de dimensions similaires à celles que nous utilisons (un diamètre de 1 mm et une longueur de quelques centimètres). L'utilisation de l'ytterbium laisse penser que l'effet de la réabsorption pourrait avoir un effet filtrant sur le mode laser. La qualité de faisceau de notre système serait dans le pire des cas identique à celle des lasers à fibre cristalline fonctionnant avec une structure à quatre-niveaux.

Pour un facteur  $M^2$  de 5, le critère donné par l'expression I.3.2{10} engendre donc l'existence au sein de la cavité d'au maximum 4 modes laser transverses susceptibles de tous contribuer à l'extraction de la puissance laser. Ces modes vont se superposer a priori au sein du milieu laser.

Afin de tenir compte de cela, il peut être utile d'introduire un profil d'intensité laser qui traduise cette superposition. Nous avons utilisé le formalisme développé par Borghi et Santarsiero [Borghi '98] et repris plus tard par Honea et al. pour l'étude d'un barreau d'Yb:YAG [Honea '00]. Dans cette dernière étude, connaissant a posteriori le facteur de qualité du faisceau obtenu, l'introduction de ce formalisme leur a permis d'optimiser les paramètres de la cavité. Dans notre cas, à partir de l'hypothèse sur la qualité de faisceau ( $M^2 < 5$ ), nous allons déterminer les différents paramètres de notre système dans la sous-partie suivante : les spécifications des faisceaux de pompe et laser et les caractéristiques du milieu laser.

Nous supposons que le faisceau laser est multimode de rayon  $W_0$  et de facteur de qualité  $M^2$ . Le rayon  $W_0$  transverse est le rayon du faisceau contenant de l'intensité maximale divisée par  $e^2$ . Par définition du facteur  $M^2$  (voir l'encadré ci-dessus), la taille du faisceau multimode  $W_0$  est reliée à la taille du faisceau fondamental  $w_{00}$  par l'expression I.3.2{13} suivante :

$$W_0 = M \cdot w_{00} \quad \text{I.3.2\{13\}}$$

Avec  $M^2$  le facteur de qualité du faisceau (pris entre 1 et 5) et  $w_{00}$  la taille du mode fondamental TEM<sub>00</sub>.

Le profil d'intensité « aplati » (*flattened*) qui correspond à la superposition des modes d'Hermite-Gauss<sup>i</sup> susceptibles d'osciller dans la cavité est donné par l'expression I.3.2{14} en fonction des coordonnées cylindriques  $r$  et  $z$  au sein de la fibre :

---

<sup>i</sup> Structure de modes définis par A. T. Siegman dans son livre [Siegman '86].

$$I_N(r) = \text{Exp} \left[ -(N+1) \left( \frac{r}{W_B} \right)^2 \right] \times \sum_{p=0}^N \frac{1}{p!} \left[ (N+1) \left( \frac{r}{W_B} \right)^2 \right]^p \quad \text{I.3.2}\{14\}$$

Les paramètres suivants interviennent dans le calcul (*la notation E(...)* désigne la partie entière) :

$$N = E \left( \frac{3}{2} (M^2 - 1) \right) \quad \text{I.3.2}\{15\}$$

et 
$$W_B = \sqrt{\frac{N+1}{2}} w_{00} = \frac{1}{M} \sqrt{\frac{N+1}{2}} W_0 \quad \text{I.3.2}\{16\}$$

Un exemple de profils d'intensité où il y a superposition des modes est donné sur la Figure 3-11 pour une valeur de  $M^2$  égale à 1, 2,5 et 5 et pour une même taille du mode fondamental :  $w_{00} = 150 \mu\text{m}$ .

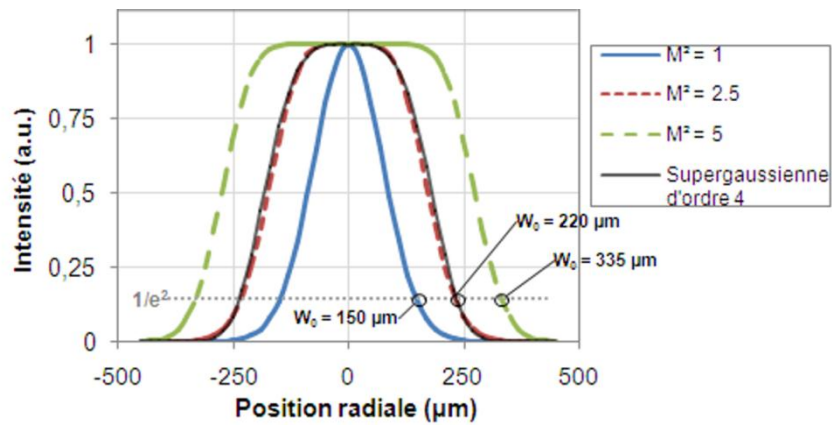


Figure 3-11 : Exemples de profils d'intensité obtenus par superposition de modes d'Hermite-Gauss avec un rayon  $w_{00} = 150 \mu\text{m}$  pour le mode fondamental.

Cette modélisation ne rend compte que de l'évolution radiale du faisceau. Or le profil d'une supergaussienne d'ordre 4 est très proche de celui d'un faisceau multimode avec un facteur  $M^2$  de 2,5 (au sens de superposition de modes d'Hermite-Gauss). Par conséquent, si le facteur  $M^2$  est limité à 2,5<sup>i</sup>, il nous est possible de modéliser l'évolution longitudinale du faisceau laser et l'expression radiale de l'intensité par les expressions I.3.2{17} et I.3.2{18} (établie en premier lieu par Siegman et al. [Siegman '93]) :

$$W(z) = \sqrt{W_0^2 + \frac{(M^2 \cdot \lambda_L)^2}{(\pi \cdot n \cdot W_0)^2} (z - z_{L0})^2} \quad \text{I.3.2}\{17\}$$

<sup>i</sup> Cette valeur qui est justifiée dans le paragraphe suivant est conforme aux résultats expérimentaux obtenus dans la partie 5.

$$I(r, z) = I(0, 0) \cdot \exp\left(-2 \frac{r^2}{W^2(z)}\right) \quad \text{I.3.2}\{18\}$$

Avec  $W_0$  le rayon du waist laser,  $\lambda_L$  la longueur d'onde laser,  $n$  l'indice du YAG et  $z_{L0}$  la position du waist laser.

Les expressions I.3.2{13} et I.3.2{17} nous ont permis de représenter la propagation longitudinale au sein d'une fibre de 50 mm de long sur la Figure 3-12. Pour un waist laser ( $w_{00} = 150 \mu\text{m}$ ) situé au centre de la fibre (en  $z_{L0} = L_{\text{fibre}}/2$ ), la propagation avec 3 valeurs distinctes de facteur  $M^2$  (1, 2.5 et 5) donnent respectivement des waist  $W_0$  de 150  $\mu\text{m}$ , 237  $\mu\text{m}$  et 335  $\mu\text{m}$ .

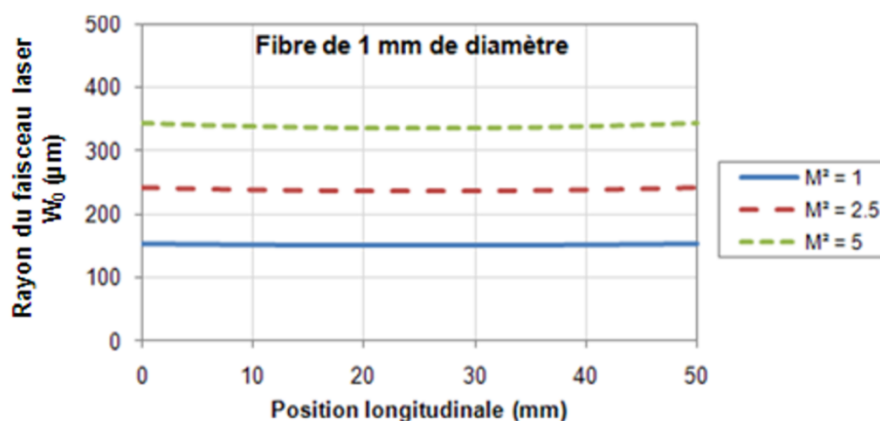


Figure 3-12 : Evolution longitudinale des faisceaux laser avec différentes valeurs de paramètres  $M^2$  avec un rayon  $w_{00} = 150 \mu\text{m}$  pour le mode fondamental.

On se rend bien compte que fixer la taille transverse pour le mode fondamental (dans notre exemple,  $w_{00} = 150 \mu\text{m}$ ) ne permet pas a priori de contrôler complètement l'extension radiale du mode laser au sein du milieu à gain. Cela est dû à la tendance de notre système à avoir une émission multimode transverse. Cela est nettement visible sur la Figure 3-12 pour des valeurs de facteurs  $M^2$  supérieures à 1. Dans notre système, il sera donc bien nécessaire de limiter l'émission multimode. Dans la suite de ces travaux, pour simplifier la compréhension, nous ne donnerons que la taille réelle  $W_0$ .

### 3.2.3 Intérêt de la zone de propagation libre de la pompe

Au vu de la Figure 3-10, la fibre cristalline (associée à un faisceau de pompe de bonne qualité spatiale) peut être assimilée à un ensemble de **2 zones distinctes** : une zone de type « cristal massif » où la pompe se propage librement et une zone hybride « pompe guidée/ laser non guidé » (voir aussi le schéma de la Figure 3-13).

#### 3.2.3.1 Conséquences pour le mode laser : un effet de filtrage spatial

Dans un cristal massif, dans lequel la pompe se propage sans guidage, des modèles largement reconnus dans la communauté montrent qu'un mode laser est favorisé s'il

présente une extension spatiale transverse inférieure à celle du point de focalisation de la pompe au sein du cristal. Cela permet de limiter les pertes par réabsorption et donc de favoriser le recouvrement [Taira '97-Dong '07b].

Compte tenu de notre géométrie, ce principe n'est pas applicable sur l'ensemble de la fibre cristalline (voir la Figure 3-13) :

- La **zone guidante** le permet : la section transverse du volume excité est largement supérieure à celle vue par le mode laser qui reste en propagation libre. Il n'y a donc pas de réabsorption dans cette zone. En revanche, le recouvrement aura certainement tendance à favoriser l'excitation de modes transverses d'ordre supérieur.
- A l'inverse, dans la **zone de propagation libre**, nous faisons le choix de prendre un rayon du mode laser égal voir légèrement supérieur à la taille du rayon de pompe au point de focalisation. Cela favorise l'existence d'une « **zone filtrante** » qui joue le rôle de diaphragme progressif (ou *soft aperture* en anglais). Elle est très importante pour assurer une bonne qualité de faisceau à l'émission. Ce choix est fait afin de limiter l'excitation des modes d'ordre supérieur dans la zone guidante. Nous souhaitons donc imposer un faisceau laser susceptible d'être filtré par ce « diaphragme ». Les modes d'ordre supérieur ayant une extension spatiale plus grande que le mode fondamental, ils verront plus de réabsorption dans cette zone. Ces propriétés de l'ytterbium ont déjà fait l'objet d'études démontrant que la réabsorption jouait un rôle prépondérant dans le facteur de qualité  $M^2$  du faisceau émis dans un système à quasi-trois niveaux [Fan '94-Uemura '06]. De cette façon, nous espérons réduire le facteur de qualité du faisceau émis par notre système. Par conséquent, nous supposons que l'effet de filtrage permettra a priori de limiter le facteur  $M^2$  à 2,5 et obtenir ainsi des faisceaux de meilleure qualité spatiale. Cette valeur utilisée pour le dimensionnement à venir est cohérente avec les mesures faites dans le chapitre 5.

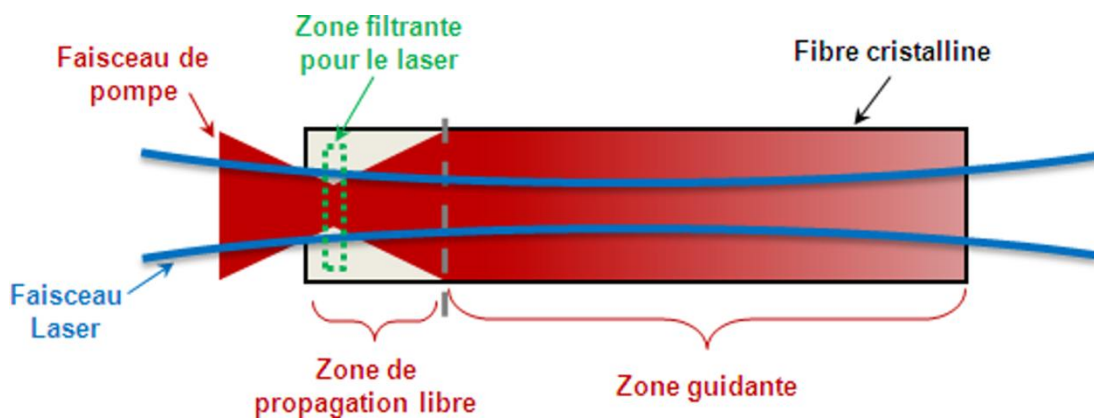


Figure 3-13 : Schéma de principe de fonctionnement d'une fibre cristalline avec un ion laser à structure à quasi-trois niveaux.

### 3.2.3.2 Augmentation du gain linéique

La zone de propagation libre associée à une forte focalisation de la pompe joue aussi un rôle primordial pour l'obtention d'un gain important comme le montre la Figure 3-14. En effet, sur celle-ci nous avons comparé les évolutions du gain linéique disponible avec deux géométries de pompage. Dans un cas, la pompe est répartie de façon complètement homogène et dans l'autre on utilise le profil présenté sur la Figure 3-10. La puissance de pompe est fixée à 50 W et la fibre fait 1 mm de diamètre et 40 mm de long. Le gain linéique est calculé à l'aide de la formule I.3.1{15} à température ambiante ( $T^{\circ}=25^{\circ}\text{C}$ ).

L'avantage de cette géométrie est donc considérable car le gain linéique est localement bien plus important dans les premiers millimètres du milieu à gain. Ce concept a fait l'objet d'une demande de dépôt de brevet déposée par la société Fibercryst pour un système amplificateur laser (demande n°08 57 040 déposée le 16 octobre 2008).

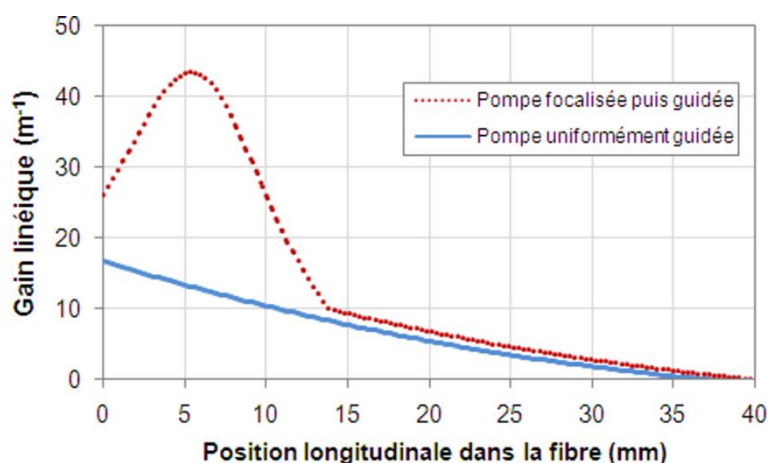


Figure 3-14 : Exemples d'évolution du gain linéique résultant de la zone de propagation libre au sein de la fibre cristalline, comparée à une pompe uniformément guidée. ( $P_{\text{pompe}} = 50 \text{ W}$ , Diamètre = 1 mm)

### 3.3 Validation expérimentale des simulations

Dans notre démarche globale de travail, nous avons souhaité valider les premières modélisations effectuées à une puissance de pompe modérée, pour laquelle les effets thermiques restent dans un premier temps limités. Cela correspond à une première étape dans le projet global de réalisation d'une source de forte puissance. Cette étape a de plus été réalisée avant l'achat d'une source de forte puissance (qui représentait un coût relativement conséquent). Pour cette étape, il nous a donc fallu pré-dimensionner notre milieu à gain pour une puissance de pompe de 60 W.

#### 3.3.1 Premiers choix techniques effectués

##### Le milieu à gain :

Afin de valider la qualité des fibres cristallines produites, une étape fondamentale du projet a consisté à comparer les performances atteintes avec une fibre cristalline Yb:YAG et avec un barreau obtenu par croissance Czochralski disponible commercialement aux spécifications similaires. Par conséquent, comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 2.1, seul un diamètre supérieur ou égal à un millimètre peut être obtenu après carottage et polissage du cylindre. Cela fixe donc le **diamètre de notre fibre cristalline à 1 mm**. L'autre contrainte que nous nous sommes imposés était que la **longueur de fibre cristalline** devait être **supérieure ou égale à 30 mm** de façon à différencier notre milieu d'un cristal massif pompé longitudinalement de quelques millimètres de long.

##### Le pompage et sa géométrie :

Ces premiers essais ont été effectués avec une source de pompage disponible commercialement (de la société LIMO) dont la **puissance nominale** était de **60 W à 940 nm** couplés dans une **fibre de 400 µm de diamètre**. Cela a donc orienté nos premières optimisations. Nous avons imposé une taille de waist de pompe de 200 µm de rayon à l'aide d'un système optique de pompage de grandissement égal à 1. Le waist est situé le plus possible à l'intérieur de la fibre cristalline : de sorte que la taille du faisceau de pompe sur la face d'entrée soit égale à 80 % du rayon total (au-delà, le risque de perdre de la puissance à l'injection est grand). La Figure 3-15 montre schématiquement la configuration de pompage utilisée.

##### Le mode laser :

Notre validation est réalisée au seuil d'oscillation laser pour lequel seul le mode fondamental de la cavité est excité. Nous imposons donc un rayon de col laser de 140 µm<sup>i</sup> pour le mode fondamental avec un facteur M<sup>2</sup> égal à 1. Dans ce cas, la zone filtrante n'existe pas (voir Figure 3-15), mais cela permet de valider nos calculs dans cette

<sup>i</sup> Dans ce cas particulier et d'après la relation I.3.2{11}, on a alors  $W_0 = w_{00} = 140 \mu\text{m}$ .



configuration. Le concept de filtrage sera discuté plus loin à forte puissance de pompe (au chapitre 5). Le plan du waist est situé à la moitié de la fibre cristalline.

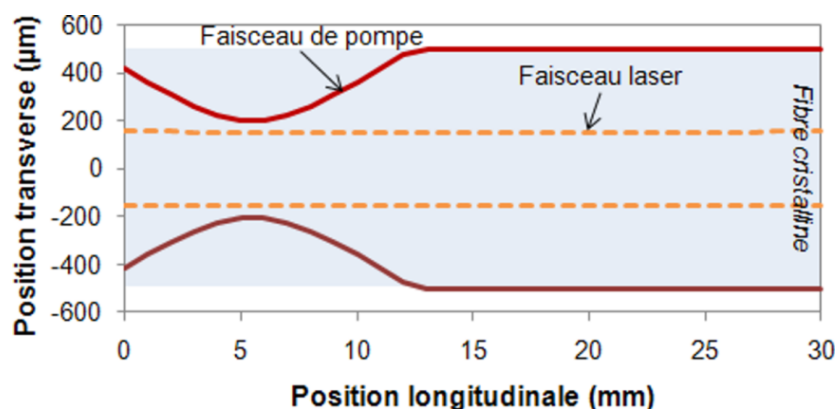


Figure 3-15 : Evolution des faisceaux de pompe et laser au sein de la fibre cristalline.

#### La température de la fibre cristalline :

Enfin, le dernier paramètre que nous avons imposé dans nos simulations est que la température en bord de fibre cristalline soit égale à la température de refroidissement du bloc de cuivre. Conformément à nos conditions expérimentales, nous l'avons fixée à 12°C. (Remarquons que ce n'est pas forcément le cas à plus forte puissance de pompe si les conditions d'évacuation thermique restent identiques. Dans ce cas, la température au bord de fibre pourra être supérieure à 12°C car la puissance thermique aura augmenté).

Les paramètres géométriques utilisés pour notre simulation sont récapitulés dans le Tableau 3-2 suivant. Il ne nous reste plus qu'à déterminer les spécifications de la fibre cristalline (longueur et taux de dopage en ions  $\text{Yb}^{3+}$ ).

	Paramètres de calculs	Valeur ou expression utilisées
<b>Fibre cristalline</b>	Diamètre	1 mm
	Longueur ( $L_{\text{fibre}}$ )	A déterminer (> 30 mm)
	Taux de dopage	A déterminer
<b>Pompe</b>	Puissance de pompe	60 W
	Rayon du waist ( $w_{p0}$ )	200 $\mu\text{m}$
	Position du waist ( $Z_{p0}$ )	5 mm après la face d'entrée
	Facteur de qualité ( $M_p^2$ )	73
<b>Laser</b>	Rayon du waist ( $w_0$ )	140 $\mu\text{m}$
	Position du waist	Milieu de fibre cristalline
	Facteur de qualité $M^2$	1,2 (< 5)

Tableau 3-2 : Récapitulatif des paramètres utilisés pour la validation de la simulation (en gras sont représentés les choix issus des discussions du paragraphe précédent).

### 3.3.2 Quel critère d'optimisation choisir ?

Afin de dimensionner notre objet laser, il nous a semblé naturel de chercher à optimiser le **gain net laser « petit signal »**  $G_0$  qui est défini par l'expression I.3.3{1} :

$$G_0 = \frac{I_L(L_{\text{fibre}})}{I_L(0)} \quad \text{I.3.3\{1\}}$$

Avec  $I_L(L_{\text{fibre}})$  et  $I_L(0)$  les intensités laser à l'entrée ( $z=0$ ) et à la sortie de la fibre cristalline ( $z=L_{\text{fibre}}$ ).

Ce critère nous a semblé être le meilleur afin de pouvoir **optimiser les durées d'impulsions en régime déclenché** qui ne dépendent que du gain petit signal et du temps de vie des photons dans la cavité (voir en détail le paragraphe 5.3.1.1).

Le gain  $G_0$  se calcule à partir de la détermination préalable du gain linéique petit signal  $g_{0L}$  (voir définition I.3.1{15}) selon l'expression I.3.3{2} ci-dessous en coordonnées cylindriques :

$$G_0 = \text{Exp} \left[ 4 \cdot \iint_{r,z} g_{0L}(r,z) \cdot \frac{e^{-2\left(\frac{r^2}{W^2(z)}\right)}}{W^2(z)} \cdot r \cdot dr \cdot dz \right] \quad \text{I.3.3\{2\}}$$

Cette intégrale traduit simplement le recouvrement entre la zone excitée disponible (donnée par le gain linéique petit signal en chaque point  $(r, z)$  du milieu à gain) et le volume qui peut en être extrait par le faisceau laser défini par un profil supergaussien d'intensité et de rayon  $W(z)$ .

Ce critère permet aussi **d'assurer le bon fonctionnement en régime continu** de façon à être dans un régime où le gain serait très supérieur aux pertes passives (dont la valeur nous est inconnue a priori au sein d'une fibre cristalline en Yb:YAG).

Enfin, le gain petit signal est à la fois **facile à calculer et facile à mesurer** expérimentalement. On peut aisément comparer les résultats obtenus afin de **valider les choix et d'ajuster ces calculs**. Pour notre projet, cela s'est avéré fort utile pour affiner dans un second temps le dimensionnement.

### 3.3.3 Résultats des calculs pour 60 W de pompe

Compte tenu des conditions décrites ci-dessus, nous avons alors calculé le gain net petit signal défini par les expressions I.3.3{1} et I.3.3{2} en fonction de la longueur pour 4 taux de dopage arbitrairement choisis : 0,5 at.% ; 0,7 at.% , 1 at.% et 1,5 at.%.

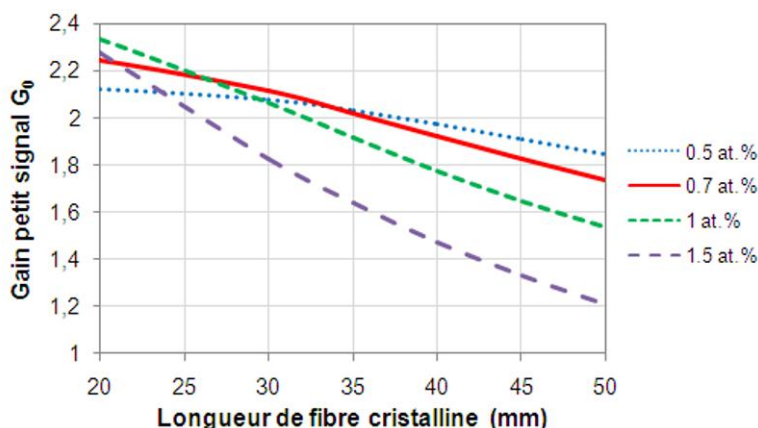


Figure 3-16 : Evolution du gain net petit signal avec la longueur de fibre pour 4 taux de dopage en ions  $\text{Yb}^{3+}$  et pour 60 W de pompe.

Au vu de ce graphique, plusieurs commentaires peuvent être faits :

- Pour une puissance de pompe de 60 W et un diamètre de 1 mm, les valeurs de gain petit signal que l'on peut atteindre restent modérées car inférieures à 2,5. Cependant, si l'on parvient à utiliser des fibres cristallines de bonne qualité (i.e. sans pertes intrinsèques), ces valeurs restent largement suffisantes pour espérer obtenir un effet laser en dépassant les pertes.
- A cause de la réabsorption qui intervient en fin de fibre, il y a une tendance assez marquée pour réduire la longueur de la fibre cristalline. Cela était attendu, car les calculs vont dans le sens de l'utilisation d'un cristal le plus court possible et fortement dopé pour réduire l'importance de la zone guidante. En effet, comme nous l'avons vu sur la Figure 3-14, son influence est relativement faible devant celle de la zone filtrante pour l'obtention d'un gain linéique important.
- A chaque longueur de fibre cristalline, il existe visiblement un optimum de dopage, donc pour affiner le choix, nous avons également tracé l'évolution du gain petit signal en fonction du taux de dopage pour quatre longueurs de fibres différentes : 30 mm, 35 mm, 40 mm et 50 mm. Les résultats de ces calculs sont représentés sur la Figure 3-17 ci-dessous.

Finalement, d'après la figure suivante, le choix que nous avons fait est de travailler avec des échantillons de **30 mm de long, de 1 mm de diamètre et avec un taux de dopage optimal pour ces spécifications géométriques de 0,7 at.% en ions ytterbium** pour cette première étape de validation.

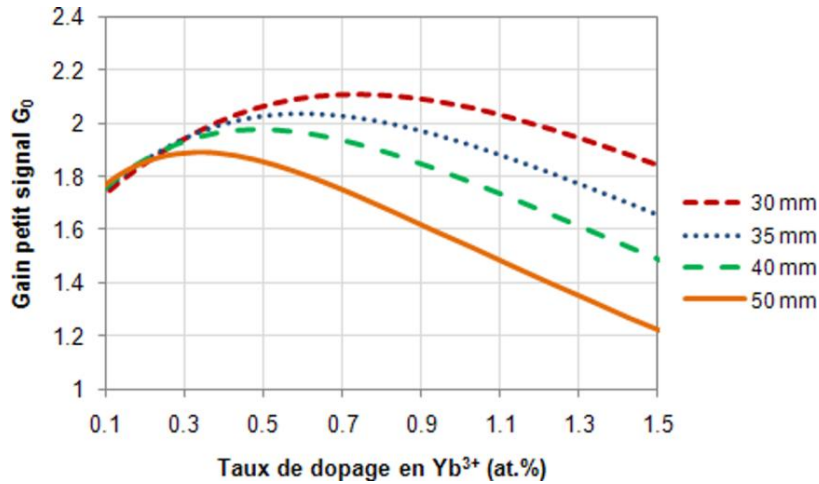


Figure 3-17 : Evolution du gain net petit signal avec le taux de dopage en Yb<sup>3+</sup> pour 4 longueurs de fibres différentes et pour 60 W de pompe.

### 3.3.4 Détermination expérimentale du gain petit signal

Afin de valider ces calculs une fois les étapes de croissance et de caractérisations effectuées (sur lesquelles nous consacrons le chapitre suivant), nous avons souhaité mesurer le gain petit signal au sein d'un échantillon aux spécifications déterminées précédemment. Cela nous a permis de confronter les prédictions données par le calcul et les résultats expérimentaux et donc d'apporter du crédit aux dimensionnements en vue de la montée en puissance.

Pour cela, nous avons mis en place une mesure basée sur le principe décrit par D. Findlay et R. A. Clay : connaissant les pertes introduites dans une cavité laser, il est possible de remonter au gain petit signal lorsque le seuil d'oscillation laser est atteint [Findlay '66]. Cette expérience a été menée à l'aide du montage décrit sur la Figure 3-18. La cavité est composée de 2 miroirs concaves (de rayons de courbure 50 et 100 mm) hautement réfléchissant (HR) à 1030 nm et d'un polariseur associé à une lame quart d'onde ( $\lambda/4$ ) dont les axes sont orientables<sup>i</sup> (voir Figure 3-18). L'ensemble {miroir HR + polariseur + lame  $\lambda/4$  avec axes variables} constitue un **miroir de sortie de transmission variable**.

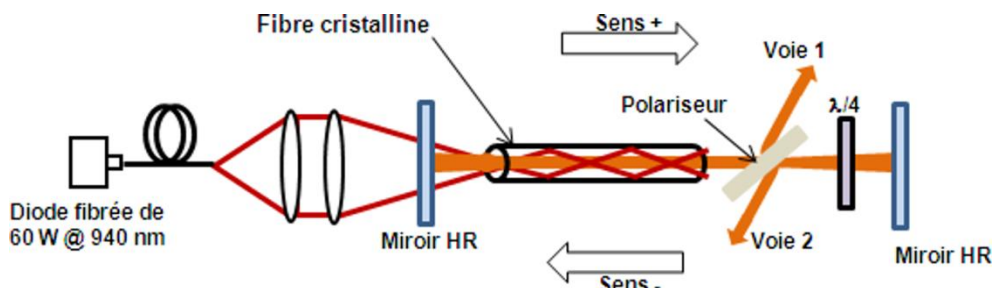


Figure 3-18 : Schéma du montage utilisé pour la mesure de gain petit signal

<sup>i</sup> Nous reviendrons en détail dans le choix de cette cavité dans le paragraphe expérimental 5.1.

Au seuil, nous avons :

$$G_0^2 T^+ R^- (1 - \delta_{\text{Tot}}) = 1 \quad \text{I.3.3}\{3\}$$

Avec  $G_0$  le gain petit signal que l'on souhaite déterminer,  $T^+$  la quantité de lumière transmise par le polariseur,  $R^-$  le coefficient de réflexion équivalent du « coupleur variable » et  $\delta_{\text{Tot}}$  une estimation des pertes totales dans notre montage.

La mesure de  $T^+$  se fait en mesurant la puissance éjectée dans notre montage sur la voie 1 (voir sur le schéma ci-dessus) par rapport à la puissance totale perdue. Cela correspond finalement à une évaluation des pertes par dépolarisation au sein de la fibre (intrinsèque ou induite thermiquement au cours du pompage). Nous reviendrons sur ce dernier point au paragraphe 4.2.1.

Les pertes totales (à l'exception des pertes par dépolarisation comptées dans  $T^+$ ) comprennent les pertes sur les optiques, les pertes à la propagation au sein de la fibre et les pertes sur les traitements antireflets des faces de la fibre. Elles sont estimées de la façon suivante :

$$\delta_{\text{Tot}} = \delta_{\text{Optiques}} + \delta_{\text{fibre}} + \delta_{\text{TAR\_fibre}} \sim 2.5 \% \quad \text{I.3.3}\{4\}$$

Enfin, le coefficient de réflexion  $R^-$  est relié à l'angle de rotation de la lame  $\lambda/4$  noté  $\alpha$  par la relation suivante :

$$R^-(\alpha) = \cos^2(2\alpha + \pi/2) \quad \text{I.3.3}\{5\}$$

Le protocole de mesure est donc le suivant :

- On fixe la puissance de pompe et on mesure l'angle de la lame lorsque le seuil laser est atteint.
- Connaissant l'angle, on en déduit la valeur du gain  $G_0$  à la puissance de pompe considérée.

### 3.3.5 Comparaison des résultats

Les résultats obtenus pour une fibre cristalline dopée à 0,7 at.%, de 30 mm de long et de 1 mm de diamètre sont représentés sur la Figure 3-19 en tenant compte des incertitudes de mesure<sup>i</sup>. Le facteur  $M^2$  est ajusté à 1 pour la simulation, car d'après l'expérience, seul le mode fondamental est excité au seuil. La puissance de pompe étant limitée, la température est établie par le système de refroidissement à 12°C. Les autres paramètres utilisés sont ceux regroupés dans le Tableau 3-2.

---

<sup>i</sup> La principale source d'erreur de mesure est liée à la mesure de l'angle de la lame quart d'onde. J'ai supposé qu'il était connu à  $\pm 1$  degré. Pour chaque valeur de la puissance de pompe, je calcule donc la valeur supérieure de gain  $G_0$  avec un degré de moins pour  $\alpha$  et la valeur inférieure de gain pour un degré de plus pour  $\alpha$ . L'écart entre la valeur mesurée réelle et les valeurs extrémales donne la barre d'erreur.

Le seul paramètre d'ajustement que nous avons utilisé est la position du point de focalisation de la pompe dans la fibre cristalline : sa valeur était de 6 mm au lieu de 5 mm pris pour le premier calcul. Cette donnée n'est pas accessible expérimentalement, ce qui explique ce léger ajustement. En observant la Figure 3-19, on remarque que l'accord est excellent donc cela nous permet de valider les paramètres de la simulation pour la suite de notre dimensionnement en vue de la montée en puissance. Nous vérifierons expérimentalement les hypothèses faites sur la forme du mode laser dans la suite de ce travail.

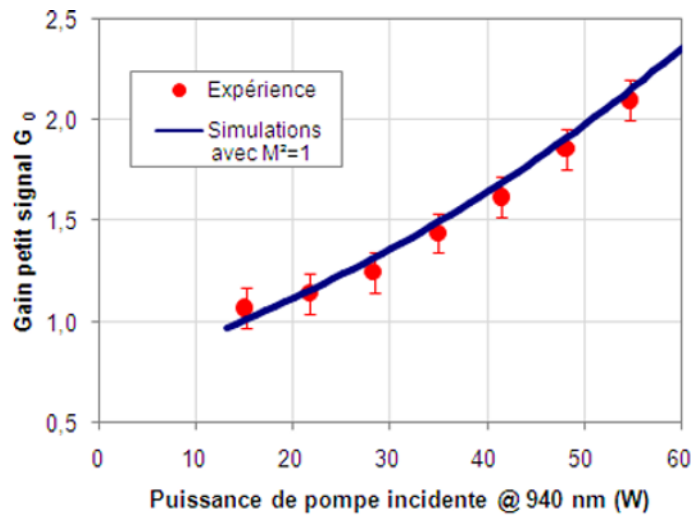


Figure 3-19 : Comparaison du gain petit signal obtenu par le calcul (pour un facteur  $M^2$  de 1) et par la mesure expérimentale (avec une fibre cristalline de 1 mm de diamètre et 30 mm de long, dopée à 0,7 at.%).

### 3.4 Dimensionnement à forte puissance de pompe

Comme évoqué dans le chapitre de l'étude bibliographique, nous souhaitons développer un système qui soit adapté à la montée en puissance et capable de générer des impulsions courtes en régime déclenché. Pour cette raison, il nous faut optimiser le gain petit signal disponible. Suite aux discussions sur les spécificités de l'ion ytterbium au paragraphe précédent (3.1) et détaillées en Annexe A, nous pouvons identifier deux voies distinctes permettant d'augmenter le gain et donc d'étudier la réalisation de sources de fortes énergies :

1. Après avoir développé des fibres cristallines de diamètre fixé à 1 mm (pour le premier dimensionnement à 60 W et la comparaison avec un barreau Czochralski), nous allons augmenter la puissance de pompe. Ceci est très logique, mais il est utile de préciser que cela est envisageable parce que le concept de fibre cristalline est parfaitement adapté à cette montée en puissance.
2. Et d'autre part, l'augmentation de la densité de puissance peut également se faire par la réduction du diamètre de notre milieu à gain. C'est ce qui sera étudié succinctement par la suite.

Dans un premier temps, il est important de déterminer quel système de pompe nous permettra de remplir ces deux tâches. En second lieu, nous détaillerons la démarche menée pour le dimensionnement complet du système utilisant des fibres de 1 mm. Les spécifications du milieu seront choisies (longueur et concentration) et les paramètres géométriques des faisceaux seront optimisés. Pour cela, nous nous appuierons sur les discussions et la validation des simulations présentées précédemment. Enfin, nous étudierons l'effet de la réduction de diamètre.

#### 3.4.1 Quel système de pompe choisir ?

Dans le cas de la fibre utilisée précédemment pour 60 W, nous avons donc tracé le gain obtenu pour différentes luminances de pompe (voir Figure 3-20).

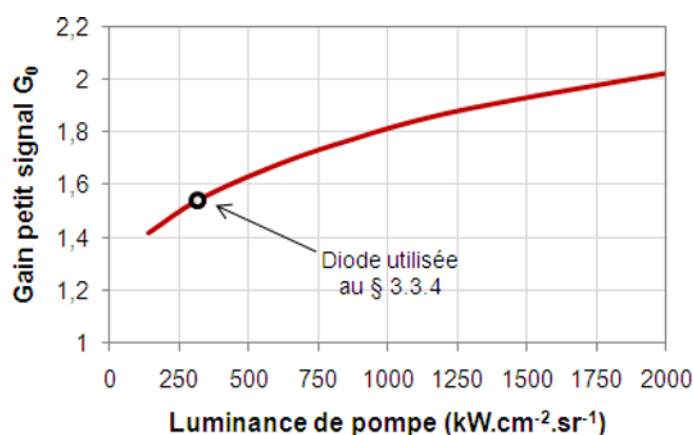


Figure 3-20 : Evolution du gain petit signal avec la luminance du système de pompage. (Fibre cristalline de 1 mm de diamètre et 30 mm de long, dopée à 0,7 at.%, puissance de pompe incidente de 60 W.)

Pour ce calcul, la taille du waist de pompe est fixée à  $200\ \mu\text{m}$ . La position du waist de pompe est ajustée de façon à ce que la zone filtrante soit la plus longue possible.

L'intérêt d'utiliser des systèmes de forte luminance est évident car le gain augmente. En comparant les caractéristiques des systèmes à diode laser disponibles actuellement, nous avons pu déterminer quel était le meilleur système possible. Pour cela, la luminance des systèmes est représentée par la taille des cercles sur la Figure 3-21 en fonction du diamètre de la fibre de couplage et de la puissance maximale délivrée. Plus le cercle a un diamètre important, plus le système a une luminance importante. (Précisons que cette comparaison a été faite au moment où nous avons acheté le système de pompe, i. e. au début de l'année 2008. Depuis, les performances continuent de progresser...)

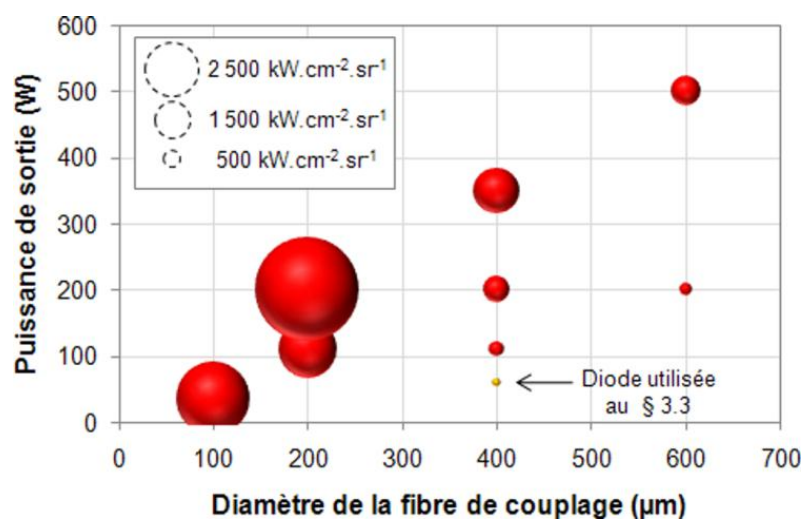


Figure 3-21 : Comparaison de la luminance des systèmes commerciaux de diodes lasers fibrées pour des puissances inférieures à 500 W.

(Remarque : la luminance augmente avec le diamètre du point)

D'après la figure précédente, le système le plus intéressant pour notre étude a donc une puissance nominale de **200 W couplés dans une fibre de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre** à 940 nm. Dans la suite de ce travail, nous avons utilisé un système récemment commercialisé par Spectra Physics® (modèle Cygnus®) qui avait donc une luminance de  $4,2\ \text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ .

Les paramètres suivants ont d'ores et déjà été fixés : le diamètre de la fibre à 1 mm, et les caractéristiques de la diode de pompe (dans le paragraphe précédent). Nous fixons également le facteur de qualité du faisceau laser à 2,5 pour les mêmes raisons données au paragraphe 3.2.2.

Les paramètres qu'il nous reste à définir pour parvenir au dimensionnement global de notre système sont reproduits dans le Tableau 3-3 suivant.



	Paramètres de calculs	Valeur ou expression utilisée
<b>Fibre cristalline Yb:YAG</b>	Diamètre	1 mm
	Longueur ( $L_{\text{fibre}}$ )	A déterminer
	Taux de dopage	A déterminer
<b>Pompe</b>	Puissance de pompe	200 W
	Facteur de qualité ( $M_p^2$ )	37
	Rayon du waist ( $w_{p0}$ )	A déterminer
	Position du waist ( $Z_{p0}$ )	A déterminer
<b>Laser</b>	Rayon du waist ( $w_0$ )	A déterminer
	Position du waist	Milieu de fibre cristalline
	Facteur de qualité $M^2$	2,5 ( $< 5$ )

Tableau 3-3 : Tableau récapitulatif des paramètres à définir pour le système.

Dans le paragraphe suivant, nous allons expliquer quels sont les choix qui ont été faits pour notre milieu à gain, puis nous présenterons les optimisations des paramètres géométriques du faisceau de pompe et du faisceau laser.

### 3.4.2 Spécifications de la fibre cristalline et influence des effets thermiques

Dans un système à quasi-trois niveaux, le choix du couple {longueur /concentration} dépend fortement de la luminance du système de pompage. Il faut donc reprendre les optimisations faites précédemment au paragraphe 3.3.3 avec une puissance de pompe incidente de 200 W. A ce niveau de puissance, les effets thermiques seront plus prononcés, il faut donc tenir compte de deux paramètres :

- l'optimisation du gain petit signal  $G_0$  qui sera faite en supposant que la température au bord de la fibre cristalline est fixée à sa valeur ambiante.
- l'influence de la température au bord de la fibre sur le gain  $G_0$ . Cette température est a priori méconnue car elle dépend des conditions de refroidissement entre la fibre et la monture mécanique (à travers le coefficient de transfert thermique  $H$ )<sup>i</sup>.

Dans un premier temps, nous avons donc réalisé le même type de simulations que précédemment pour une puissance de pompe incidente de 200 W et à température ambiante. Les paramètres géométriques des faisceaux sont fixés par ceux utilisés pour l'expérience précédente (§ 3.3.4) : une taille de waist de pompe de 200  $\mu\text{m}$  et un faisceau laser supposé multimode ( $M^2=2,5$ ) et de 220  $\mu\text{m}$  de waist. Les résultats sont représentés sur la Figure 3-22.

<sup>i</sup> Nous reviendrons sur cette notion dans le paragraphe 4.3.2 consacré aux caractérisations thermiques.

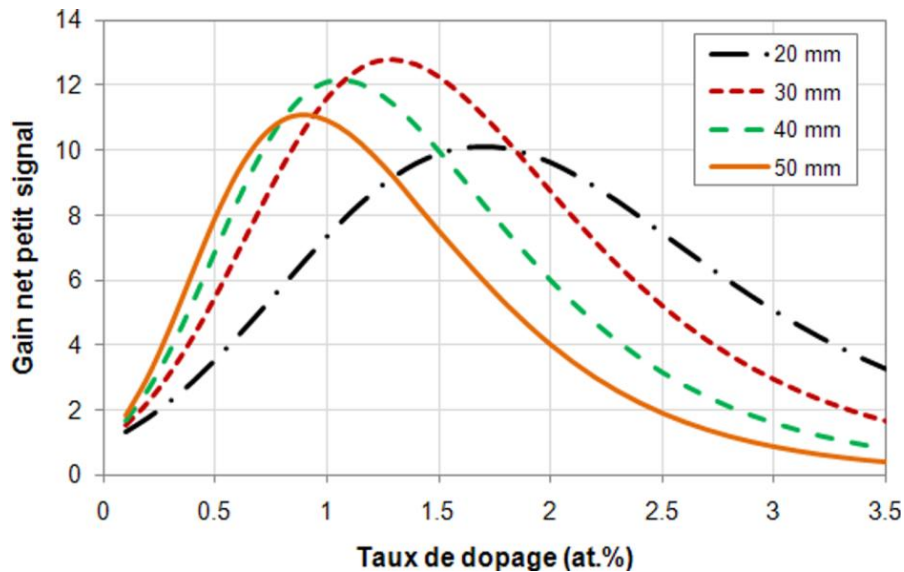


Figure 3-22 : Evolution du gain net petit signal en fonction du taux de dopage pour 4 longueurs de fibres (à température ambiante). La puissance de pompe incidente est de 200 W, la fibre a un diamètre de 1 mm.

On peut remarquer que l'augmentation de la puissance de pompe permet d'atteindre des gains supérieurs à 10 pour seulement quelques dizaines de millimètres de milieu. Ce sont des valeurs extrêmement encourageantes pour la réalisation de notre système.

Par ailleurs, si l'on compare ces résultats avec la Figure 3-17 pour 60 W de pompe, on peut remarquer qu'ici ce n'est pas le cristal le plus court qui donne le plus grand gain : au-delà de 1 at.% de dopage, les phénomènes thermiques occupent une place prépondérante puisque l'apport de chaleur par la pompe est plus important qu'à 60 W de pompe.

A priori, il semblerait que les meilleures performances pourraient être atteintes pour un taux de dopage de 1,3 at.% et une longueur de 30 mm.

Nous avons cependant été contraints de travailler avec un taux de dopage maximal de 1 at.%. Cela est principalement dû à la matière première disponible pour la croissance des fibres. Ce pourcentage de dopant a l'avantage d'être bien connu commercialement. Cela nous a permis de nous affranchir de contraintes liées à des mélanges de poudres pouvant mener à des incertitudes sur la concentration en ions  $\text{Yb}^{3+}$ . Ces incertitudes pourraient se répercuter sur les performances car l'optimum de gain est relativement sensible vis-à-vis de la valeur de la concentration (voir Figure 3-22). De plus, l'ensemble des optimisations de croissance (qui font le cœur des travaux de thèse de Nicolas Aubry) ont été faites pour cette concentration. Un dopage supérieur à 1 at.% induirait des effets thermiques plus importants, ce qui est toujours contraignant dans un système laser.

Compte tenu de ce choix de concentration, nous avons donc choisi de travailler avec des fibres de **40 mm de long et dopées à 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$** . Comme le montre la Figure 3-24 ci-dessous, ces spécifications sont celles qui nous permettaient d'optimiser le gain  $G_0$ .

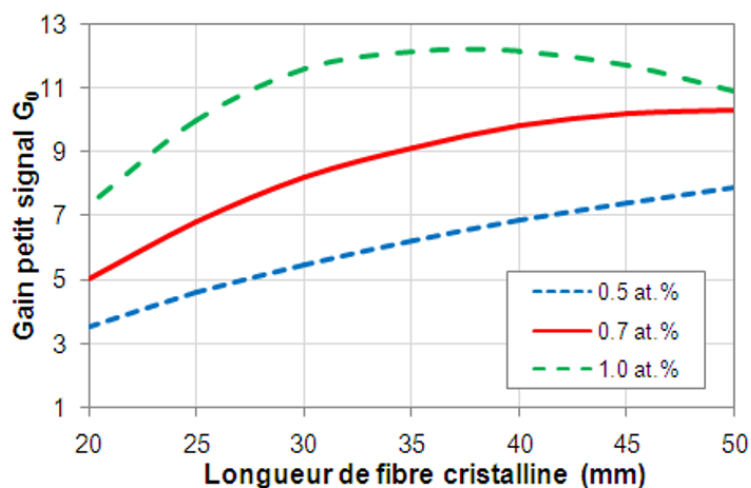


Figure 3-23 : Evolution du gain net petit signal en fonction de la longueur de fibre pour 4 taux de dopage (à température ambiante). La puissance de pompe incidente est de 200 W, la fibre a un diamètre de 1 mm.

### Influence des effets thermiques

Nous avons distingué deux effets :

- d'une part l'effet de l'absorption de la pompe provoquant l'augmentation du gradient de température dans le matériau si le dopage augmente.
- d'autre part l'effet des conditions de refroidissement qui si elles sont moins bonnes engendrent la diminution du gain disponible.

L'élévation de température étant causée par l'apport de puissance thermique via le pompage, nous avons représenté sur la Figure 3-24 l'élévation maximale de température calculée au sein du matériau en fonction du taux de dopage pour une puissance incidente de 200 W.

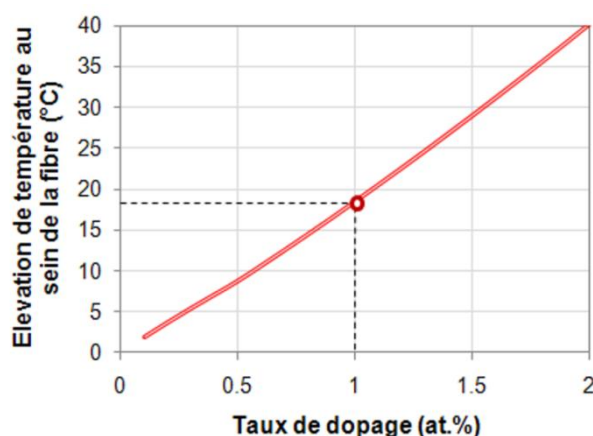


Figure 3-24 : Evolution de la différence de température entre le bord de fibre et la température maximale au sein de la fibre pour 200 W de pompe.

On se rend bien compte que jusqu'à un dopage de 1 at.%, l'élévation reste inférieure à 20°C, ce qui est une valeur raisonnable. Le choix de se limiter à cette valeur

semble s'avérer prudent car l'élévation de température croît fortement avec le taux de dopage.

Par ailleurs, l'effet de l'élévation de température imposée au bord de la fibre cristalline sur le gain est également un paramètre critique pour la réalisation de notre système. Pour l'étudier, nous avons calculé l'évolution du gain net en fonction de la température « moyenne » de fonctionnement (c'est-à-dire la température imposée au bord de la fibre cristalline). Dans le but de comparer plusieurs taux de dopage, nous définissons donc le rapport  $\Gamma_{\text{Temp}}$  tel que :

$$\Gamma_{\text{Temp}}(T^\circ) = \frac{\text{Gain net à la température considérée}}{\text{Gain net à la température ambiante}} = \frac{G_0(T^\circ)}{G_0(25^\circ)} \quad \text{I.3.4}\{1\}$$

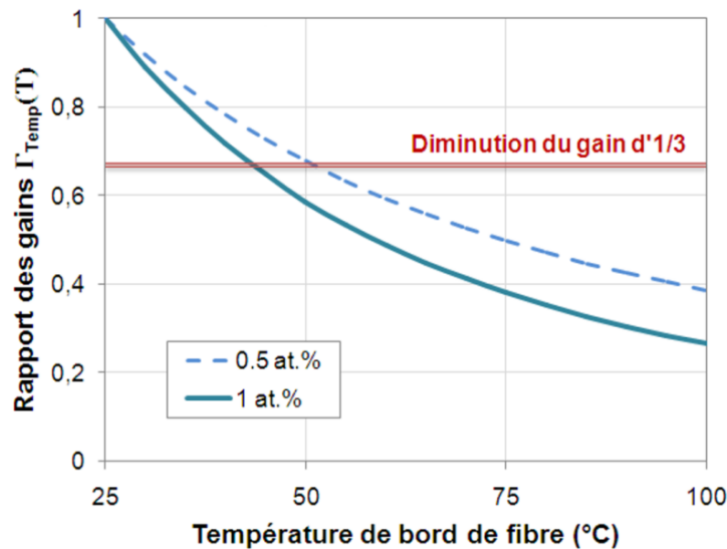


Figure 3-25 : Evolution du rapport  $\Gamma_{\text{Temp}}$  défini par l'expression I.3.4{1} (gain net normalisé) en fonction de la température en bord de fibre pour 3 valeurs de dopage différentes.

Comme le montre la Figure 3-25, à partir d'une valeur de température de 40°C, le gain chute de plus d'un tiers par rapport à sa valeur à température ambiante, et ceci, quel que soit le taux de dopage. Par conséquent, il y a un véritable intérêt à soigner le système de refroidissement afin de ne pas dégrader les performances de notre système.

Finalement, les prévisions sur le gain nous ont conduits à choisir les spécifications suivantes : **des échantillons de 40 mm de long, dopés à 1 at.%**. Ce choix a été conforté par des considérations thermiques : il y a un intérêt à limiter le taux de dopage. De plus, nous avons vu que le gain de notre milieu était relativement sensible aux conditions de refroidissement. Nous reviendrons sur ces aspects dans les chapitres expérimentaux suivants.

### 3.4.3 Définition du faisceau de pompe

#### Choix de la position du point de focalisation de la pompe :

Après les premiers essais expérimentaux, nous avons noté que la meilleure optimisation était obtenue lorsque la focalisation de la pompe se faisait fortement à l'intérieur de la fibre cristalline. Cette observation est logique car cela revient à favoriser au maximum l'existence de la zone de propagation libre dans laquelle le gain linéique est important (cf. Figure 3-14). A partir des mêmes paramètres utilisés pour la détermination des spécifications du milieu, nous avons tracé sur la Figure 3-26, l'évolution du gain en fonction de la position du point de focalisation. Nous retrouvons l'hypothèse faite au paragraphe 3.3.1 selon laquelle la profondeur de focalisation au sein de la fibre est limitée par la taille du faisceau de pompe sur la face d'entrée (soit environ 80 % de sa surface).

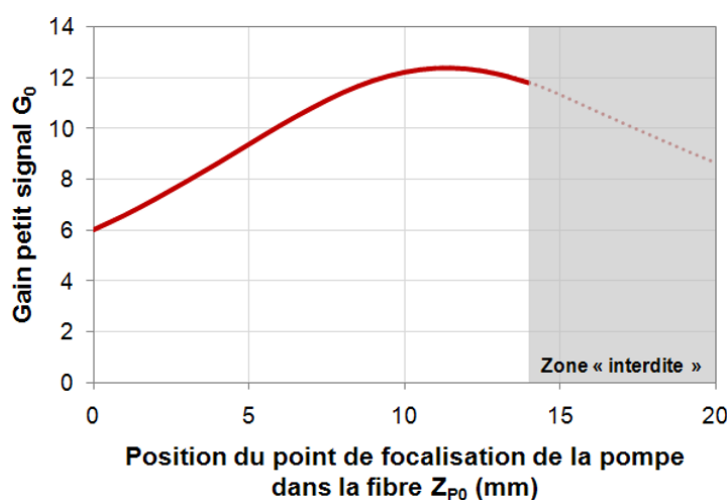


Figure 3-26 : Evolution du gain  $G_0$  en fonction de la position du point de focalisation dans la fibre de 1 mm de diamètre, dopée à 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$  et pompée par le système choisi au paragraphe précédent (200 W couplés dans une fibre de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre).

Dans l'exemple ci-dessus, le point de focalisation qui maximise le gain est situé à une position  $z = 11$  mm dans la fibre. Au-delà de 14 mm, le diamètre du faisceau de pompe est supérieur à celui de la face d'entrée, donc la zone est « interdite ».

D'après les concepts développés précédemment, il apparaît que l'ensemble des paramètres géométriques des faisceaux sont fortement corrélés. Nous avons donc calculé l'évolution du gain net en fonction des deux paramètres recherchés : la taille du waist de pompe et la taille du waist laser. Nous fixons la puissance de pompe à 200 W et la température moyenne à 300 °K. La fibre cristalline simulée a une longueur de 40 mm et un taux de dopage de 1 at.%. Le résultat est montré sur la Figure 3-27 ci-dessous.

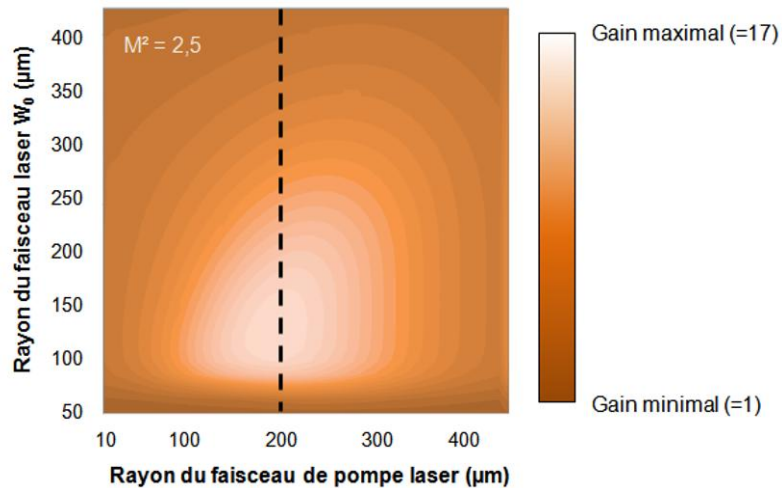


Figure 3-27 : Evolution du gain normalisé en fonction des tailles des faisceaux de pompe et de laser (avec  $M^2 = 2,5$ , dopage = 1 at.%, longueur = 40 mm, température moyenne = 300 °K et puissance de pompe = 200 W).

On se rend compte que la zone d'optimisation est relativement restreinte : la valeur du waist de pompe est autour de 200  $\mu\text{m}$  et celle du waist laser autour de 125  $\mu\text{m}$  (avec un facteur  $M^2=2,5$ ).

#### Choix de la taille du point de focalisation de la pompe :

Notre montage expérimental pour le banc de pompage est choisi pour être relativement simple, c'est-à-dire composé uniquement de deux doublets achromatiques corrigés de l'aberration sphérique. De cette façon, si les alignements sont correctement effectués, la tâche au waist de pompe ne sera pas trop dégradée et la taille sera en bon accord avec la valeur obtenue par un simple calcul d'optique géométrique. Cependant, le choix du grandissement du système est limité par la disponibilité des focales des optiques. Pour s'y conformer, nous avons choisi de poursuivre les optimisations avec une **taille de waist de pompe de 200  $\mu\text{m}$** . En effet, à partir de la taille de notre fibre de couplage de la diode laser de pompe (rayon de 100  $\mu\text{m}$ ), il suffit de réaliser un grandissement de 2 sur le banc de pompe.

#### 3.4.4 Définition du faisceau laser

Pour définir complètement le faisceau laser dans notre système, nous avons 3 critères à respecter (qui sont représentés schématiquement sur la Figure 3-28 ci-dessous). D'une part, il faut maximiser le gain disponible dans notre milieu (donc grossir le faisceau sans subir de réabsorption). D'autre part, il faut également garantir l'existence d'une zone filtrante pour limiter la valeur du paramètre  $M^2$ . Enfin, étant donné l'extension radiale réduite de notre milieu laser, la transmission du faisceau laser doit être assurée en limitant les pertes par diffraction aux extrémités de la fibre.

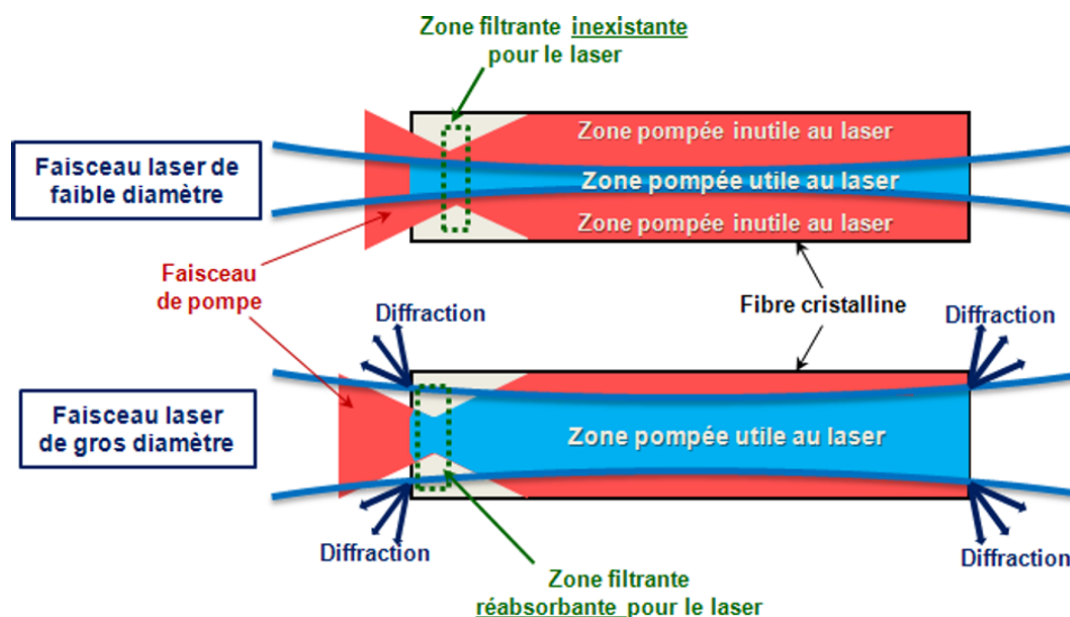


Figure 3-28 : Schémas représentant la problématique pour le choix de la taille du faisceau laser pour un faible diamètre (*en haut*) et pour un gros diamètre (*en bas*).

#### 3.4.4.1 Optimisation du gain

Le résultat du calcul de gain représenté sur la Figure 3-27 nous donne une plage de choix comprise a priori entre  $100\ \mu\text{m}$  et  $190\ \mu\text{m}$ . Cependant, la détermination de la taille du waist laser est moins immédiate car nous souhaitons bénéficier de la zone filtrante comme évoqué précédemment (au paragraphe 3.2.3).

##### Existence d'une zone filtrante

Le résultat du calcul précédent illustre également le fait que cette zone de réabsorption joue effectivement le rôle de filtre. Pour que ce soit plus clair, nous avons reproduit, sur la Figure 3-29, trois courbes de gain en fonction de la taille du waist laser issues de la Figure 3-27.

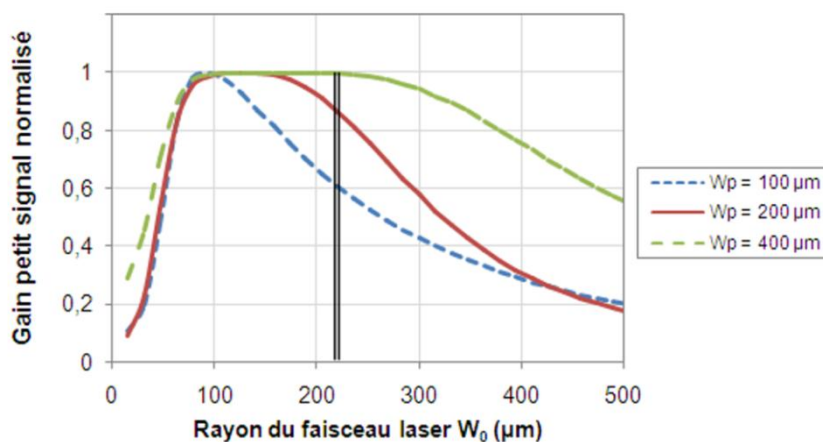


Figure 3-29 : Evolution du gain normalisé à sa valeur maximale avec la taille réelle du faisceau laser (de facteur  $M^2=2,5$ ) imposé dans une fibre cristalline de 1 mm de diamètre pour 3 tailles du waist de pompe ( $100\ \mu\text{m}$ ,  $240\ \mu\text{m}$  et  $400\ \mu\text{m}$ ).

Sur la Figure 3-29 précédente, on remarque que pour chaque taille de waist de pompe imposée, il existe une plage de valeurs de waists laser qui permet d'atteindre le gain maximal. Au-delà, le mode laser devient trop important et le faisceau laser est réabsorbé dans la zone filtrante, ce qui conduit à la diminution du gain. Cela confirme bien qu'il est possible de bénéficier de cet effet.

Comme le montre la Figure 3-30, si l'on choisit la valeur de rayon  $W_0$  de 125  $\mu\text{m}$  comme le suggère la Figure 3-27, les modes transverses d'ordre supérieur ne peuvent être filtrés. A l'inverse, si l'on choisit dans notre cas un **rayon  $W_0$  du faisceau laser de 220  $\mu\text{m}$** , on voit sur cette même figure que la zone filtrante existe bel et bien et que, d'après la Figure 3-29, le mode fondamental n'est pas trop affecté par la réabsorption.

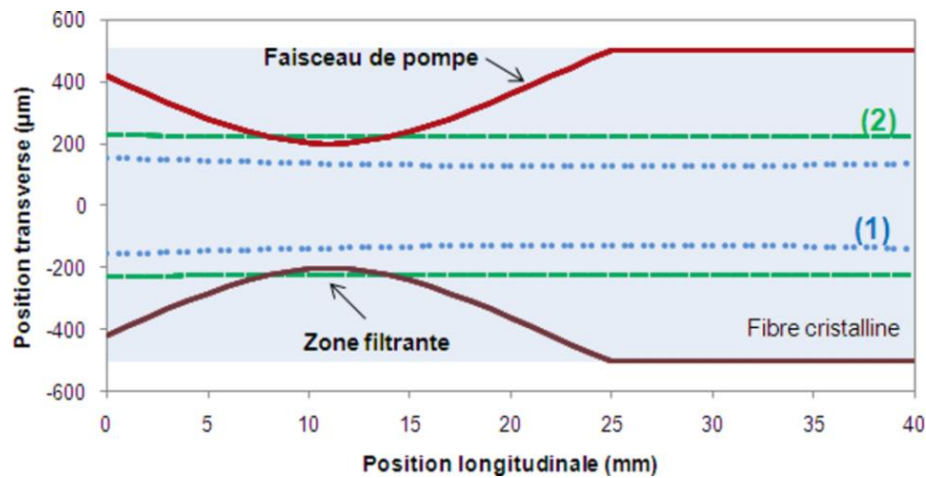


Figure 3-30 : Propagation des faisceaux de pompe et laser au sein de la fibre cristalline pour deux valeurs de waist:  $W_0 = 125 \mu\text{m}$  (1) et  $W_0 = 220 \mu\text{m}$  (2) et avec un facteur de qualité  $M^2$  de 2,5.

#### Transmission du faisceau laser par la fibre

Le choix d'une taille de 220  $\mu\text{m}$  prend son sens si l'on s'intéresse à la troncature du faisceau laser par la fibre. La propagation au sein de la fibre ne permet pas la propagation de la totalité de l'extension radiale du faisceau du fait de son diamètre limité. La transmission due à la troncature calculée selon l'expression I.3.4{2} donne simplement une estimation des pertes par diffraction que subit le faisceau lorsqu'il se propage naturellement à travers le « diaphragme » qu'est la fibre.

Transmission due à la troncature du faisceau :

$$T(\%) = \frac{\int_0^{r_0} I_N(r) \cdot 2\pi r dr}{\int_0^{\infty} I_N(r) \cdot 2\pi r dr} \quad \text{I.3.4\{2\}}$$

Pour les exemples de profils de faisceaux de la Figure 3-11, nous avons calculé l'évolution de la transmission en fonction de la taille du rayon du mode laser. La courbe suivante illustre la problématique liée à l'utilisation d'une fibre cristalline de 1 mm de diamètre qui a une extension radiale finie : au dessus de 240  $\mu\text{m}$  de rayon, les pertes deviennent non négligeables pour des faisceaux multimodes donc **nous limiterons la**



**taille du faisceau laser  $W_0$  à  $220 \mu\text{m}$** <sup>i</sup>. Un faisceau d'extension spatiale plus grande subit non seulement des pertes par réabsorption, mais également des pertes par diffraction non négligeables. Cela permet d'accentuer l'effet de filtrage recherché.

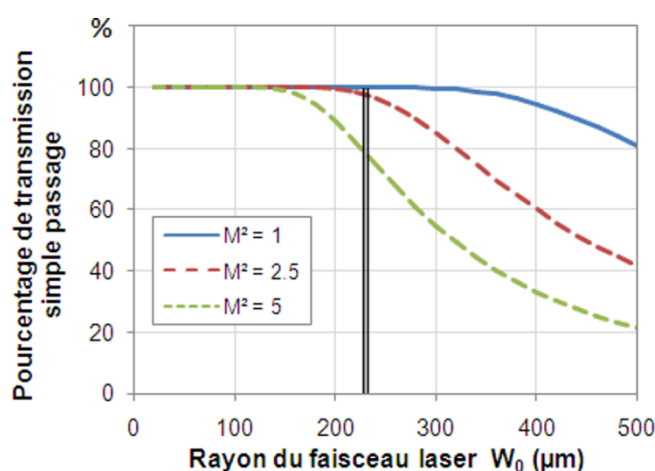


Figure 3-31 : Evolution de la transmission due à la troncature du faisceau en fonction de la taille du mode laser (pour un facteur  $M^2$  de 2,5 et une fibre cristalline de 1 mm de diamètre).

En définitive, nous choisissons une taille du rayon du faisceau de pompe de  **$200 \mu\text{m}$**  et une taille de rayon du faisceau laser de  **$220 \mu\text{m}$** . La position du point de focalisation de la pompe correspondante est située à  **$11 \text{ mm}$**  de la face d'entrée.

### 3.4.5 Influence du diamètre des fibres cristallines

Afin d'augmenter le gain disponible, nous pouvons également confiner davantage la puissance de pompe. Pour cela, il suffit d'utiliser un des avantages de la technique micro-pulling down qui permet d'imposer quasi-librement le diamètre de nos fibres cristallines. Comme le montre la Figure 3-32, augmenter la densité de puissance permet d'atteindre des valeurs de gain net petit signal très importantes, simplement en réduisant le diamètre. En effet, la valeur du gain calculée au sein d'une fibre cristalline de  $400 \mu\text{m}$  dépasse 1000 pour 200 W de pompe !

<sup>i</sup> On retrouve par ailleurs un critère bien connu dans le cas du couplage d'un faisceau limité par la diffraction au sein d'un guide multimode pour exciter le mode fondamental : le rapport entre le rayon du faisceau et le rayon du guide doit être égal à 0,65 [Imai '74].

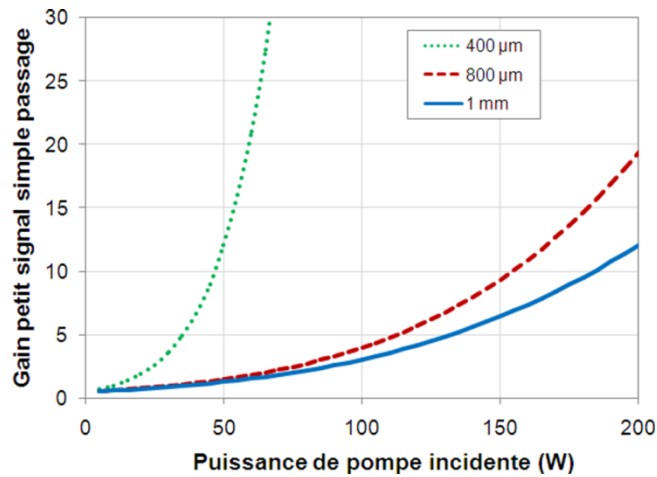


Figure 3-32 : Evolution du gain petit signal avec la puissance de pompe incidente à 940 nm pour différents diamètres de fibres cristallines de 40 mm et dopées à 1 at.%.

Afin d'étudier ces fibres de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, nous avons reproduits le même type de dimensionnement que précédemment pour donner quelques tendances d'évolution du gain dans notre milieu laser. Nous avons fixé le diamètre du point de focalisation à 300  $\mu\text{m}$  de diamètre et le rayon du faisceau à  $1/3$  du rayon total de la fibre (soit 133  $\mu\text{m}$ ). Cette valeur permet de limiter a priori les pertes par diffraction aux extrémités de la fibre cristalline.

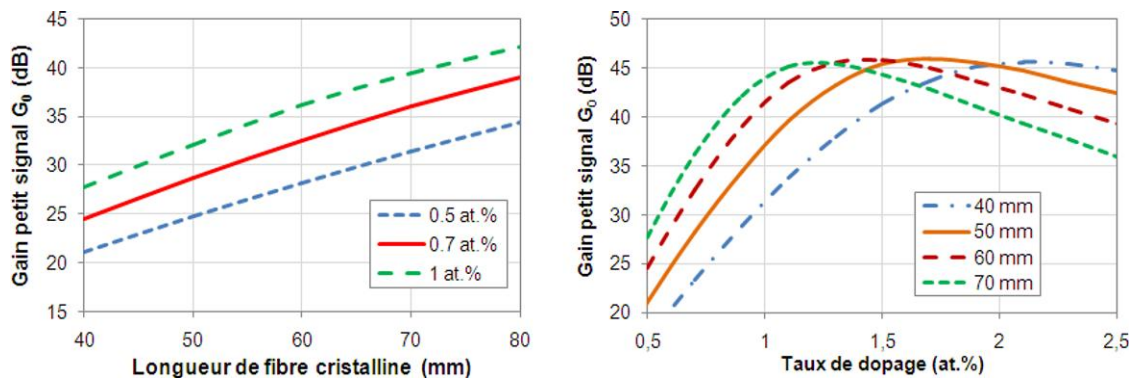


Figure 3-33 : Courbes de gain simulées pour une fibre de 400  $\mu\text{m}$  et une puissance incidente de 200 W, à température ambiante. Le gain est donné en dB.

La première remarque que l'on peut faire est que les valeurs de gain calculées (données en dB) sont considérables : elles dépassent 30 dB à 1030 nm ! On retrouve bien la tendance de la Figure 3-32.

Par ailleurs, sur la courbe de gauche de la Figure 3-33, on remarque que l'effet de la saturation de l'absorption favorise l'utilisation de fibres cristallines de longueurs supérieures à 50 mm pour obtenir le gain le plus important. Dans ce cas, si l'on observe la courbe de droite, le taux de dopage peut être inférieur à 1,5 at.% car au-delà, la réabsorption devient trop importante. Si l'on reste à des longueurs de l'ordre de 40 mm à 50 mm, le meilleur gain devrait être obtenu pour des taux de dopage supérieurs à 1,5 at.%. En effet, comme la localisation de l'absorption est très proche de la zone de refroidissement de par le faible diamètre, l'effet de l'échauffement sur le gain reste réduit.

Finalement, à travers l'interprétation de ces courbes, nous retrouvons les avantages de la fibre cristalline qui ont été mis en avant dans l'état de l'art (au paragraphe 1.6) : un échauffement limité grâce à la structure favorisée par un faible taux de dopage et une longueur importante. Cela mène à des valeurs de gain très importantes grâce au confinement de la pompe. Nous reviendrons sur ce dernier point au cours de l'étude expérimentale dans le chapitre 3.

### 3.5 Conclusions

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté de façon générale les propriétés de l'ion ytterbium en qualité d'ion laser. Introduit dans une matrice cristalline comme le grenat d'yttrium, celui-ci présente des avantages considérables par rapport à un matériau laser à base d'ion néodyme grâce à sa structure énergétique simple et à la faible charge thermique liée au défaut quantique réduit à moins de 10 %. Toutefois, le fonctionnement laser à quasi-trois niveaux intrinsèque à sa structure a des conséquences délétères dès que l'on souhaite concevoir un milieu long et dès lors que des phénomènes d'élévation de température deviennent trop importants. Afin de tenir compte de ces aspects, nous avons mis en place une étude précise permettant de calculer le gain petit signal en tenant compte de la température sur les propriétés spectroscopiques et la conductivité thermique du milieu. Nous nous sommes intéressés à la modélisation précise de la propagation et de l'absorption de la pompe et de l'émission intrinsèquement multimode de notre système. Celui-ci présente 2 zones distinctes : une zone de propagation libre et une zone de guidage de la pompe qui permet d'augmenter l'absorption et le gain disponible.

Grâce à cette étude théorique préliminaire, nous avons travaillé en deux temps :

- Une phase de dimensionnement avec une diode de puissance modérée (60 W) a permis de valider nos simulations théoriques du gain petit signal  $G_0$  grâce à une comparaison avec des données expérimentales. De cette façon, le diamètre fixé à **1 mm** permettra en outre une première comparaison avec un milieu ayant les mêmes spécifications (dimensions et taux de dopage) obtenu par une méthode de croissance classique (Czochralski). Pour cela, nous utiliserons des milieux de **30 mm de long et dopés à un taux de 0,7 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$** .
- Dans un second temps, nous avons dimensionné un système adapté à une forte puissance de pompe. Pour cela, nous avons identifié un système de pompage émettant **200 W** à 940 nm couplés dans une fibre de **200  $\mu\text{m}$**  de diamètre comme le meilleur choix. Afin de limiter l'effet de la température sur le gain, nous avons fait le choix de limiter le dopage à **1 at.%** en ions  $\text{Yb}^{3+}$ . La longueur correspondante des échantillons étudiés sera de **40 mm**. Dans la continuité de cet axe de travail, nous avons également mis en avant l'intérêt d'augmenter la densité de puissance de pompe au sein de des fibres cristallines en diminuant leur diamètre. Une réduction jusqu'à 400  $\mu\text{m}$  de diamètre permettrait ainsi d'atteindre des valeurs de gains considérables.

Ce travail théorique a servi de guide pour l'ensemble de notre projet. Ainsi, les données issues de ce dimensionnement ont été transmises à nos collègues du Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents et de la société Fibercryst pour l'élaboration des milieux lasers.

## 4. Caractérisations des fibres cristallines

L'objectif de ce chapitre est de rendre compte du processus d'amélioration qui a été suivi par l'ensemble des partenaires du projet afin de contribuer au développement de la méthode micro-pulling down. Cela s'est fait dans le but d'obtenir des fibres cristallines de qualité suffisante pour la réalisation d'une source laser. Notre démarche est résumée sur la Figure 4-1 ci-dessous.

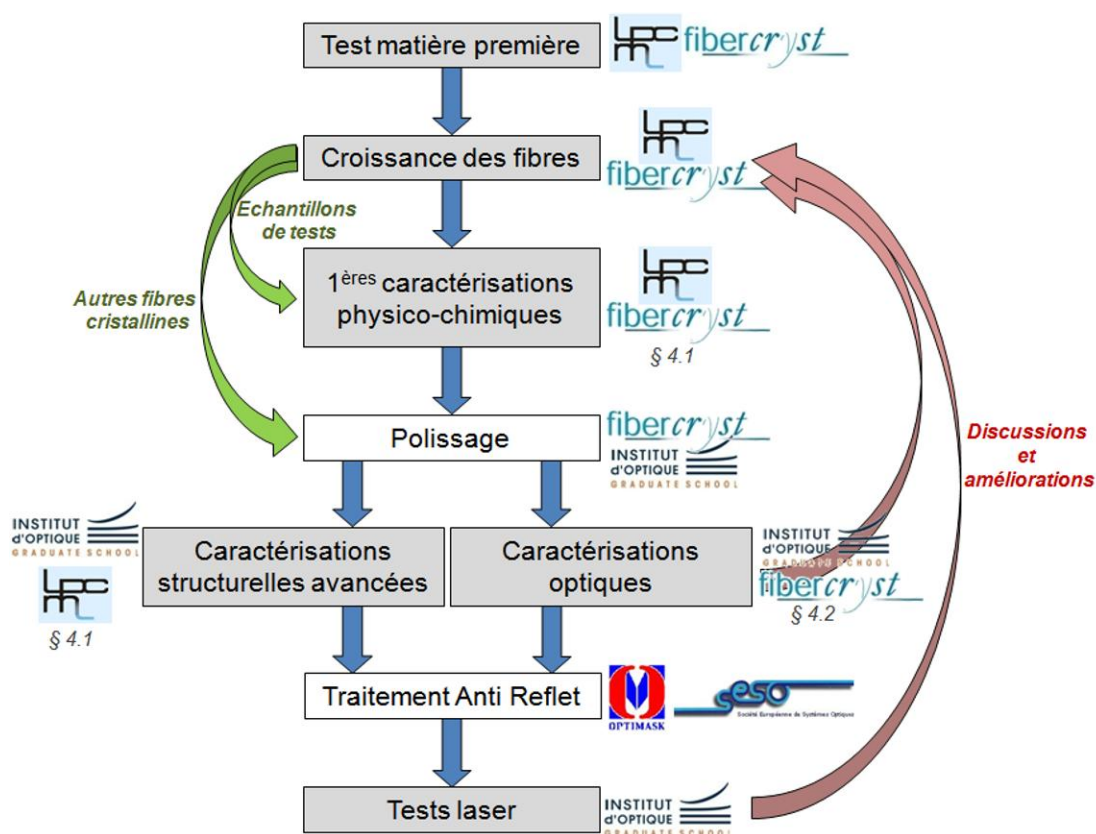


Figure 4-1 : Processus de contrôle de la qualité des fibres cristallines : de la croissance aux essais laser. (Ces tests sont détaillés dans les paragraphes numérotés).

De façon générale, la méthode de croissance cristalline n'a pas, a priori, d'incidence sur les propriétés de l'ion ytterbium. Tant que le milieu cristallin est de bonne qualité, ces propriétés pourront être simplement comparées à celles bien connues de cristaux élaborés par une technique de croissance classique (méthode Czochralski par exemple). C'est ce que nous allons vérifier dans cette étude. Dans un premier temps, nous présentons succinctement les caractérisations structurales effectuées sur notre milieu. Puis, nous introduisons les critères qui nous ont servi à optimiser les conditions de croissance et à sélectionner les meilleurs échantillons. Enfin, divers outils de caractérisations avancées sont mis à profit afin d'améliorer la connaissance des fibres cristallines dopées  $\text{Yb}^{3+}$  pour la réalisation du système laser.

Dans l'ensemble des caractérisations présentées ci-dessous, nous ne présentons que les résultats du processus d'optimisation. Celui-ci a mis en jeu d'une part les différents

partenaires du projet (l'Institut d'Optique, le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents et la société Fibercryst) mais aussi des sous-traitants.

## 4.1 Caractérisations physico-chimiques

La majeure partie des caractérisations présentées dans ce paragraphe ont été réalisées par Nicolas Aubry. Par conséquent, je ne reprends ici que quelques résultats qui permettent d'illustrer le type de vérifications que nous avons faites. Celles-ci ont souvent été réalisées en parallèle des caractérisations optiques décrites dans le paragraphe suivant. Pour plus d'informations sur les propriétés structurales des fibres cristallines et leur analyse, je renvoie le lecteur à la thèse de Nicolas Aubry [Aubry '09].

### 4.1.1 Caractérisations structurales du matériau

#### 4.1.1.1 Détermination de la phase par diffraction X

La première caractérisation a été de vérifier la phase de nos fibres cristallines à l'aide de la mesure du spectre de diffraction aux rayons X. Ces mesures ont été effectuées au Centre de Diffractométrie Henri Longchambon de l'Université Claude Bernard (Lyon 1) sur des fibres cristallines réduites en poudre.

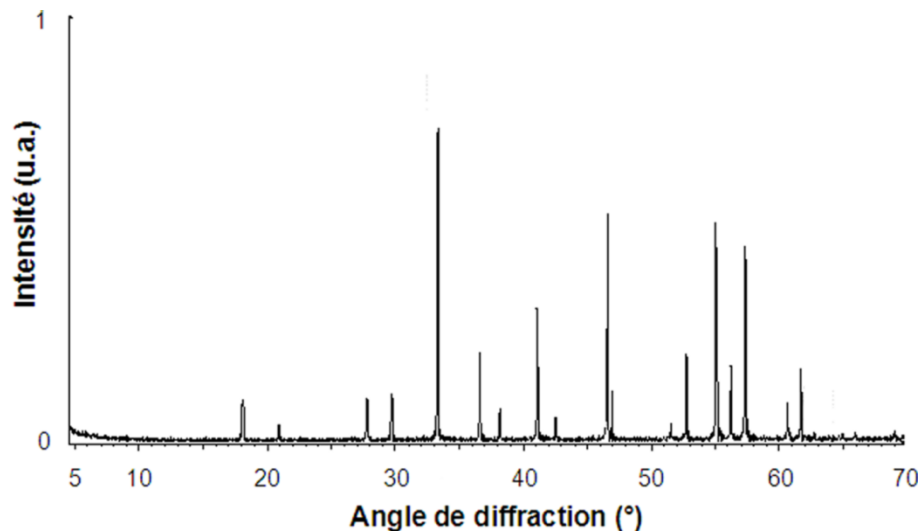


Figure 4-2 : Spectre de diffraction aux rayons X d'une fibre cristalline en Yb:YAG.

Le spectre de diffraction donné sur la figure précédente correspond parfaitement à l'indexation des pics du YAG que l'on peut trouver dans la base de données de « l'International Center for Diffraction Data » (ICDD<sup>®</sup>). La finesse, la proportion des pics ainsi que l'absence de pics parasites montre que la phase de  $Y_3Al_5O_{12}$  est la seule présente : il n'y a ni pollution ni apparition d'autres phases lors du processus d'élaboration.

#### 4.1.1.2 Vérification de l'orientation cristalline par la méthode de Lauë

Cette méthode permet de vérifier l'orientation cristalline qui est un des aspects fondamentaux de la croissance avec la technique micro-pulling down. En effet, l'orientation cristalline de la fibre est imposée par celle du germe de tirage (cf. paragraphe 2.4). Si celle-ci est respectée tout au long du tirage, alors la qualité optique de la fibre a de grandes chances d'être bonne. C'est ce qui a été vérifié en utilisant la méthode de Lauë. Cette dernière est basée sur le traitement numérique de clichés obtenus par diffraction des rayons X (voir Figure 4-3).

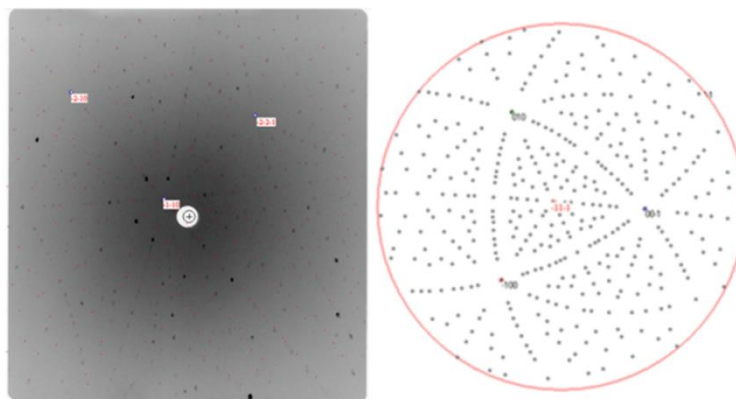


Figure 4-3 : A droite : cliché de diffraction pour une fibre orientée  $\langle 111 \rangle$ .  
(Les tâches correspondent à des plans réticulaires dont l'orientation est déterminée connaissant les conditions expérimentales.)  
A gauche : résultat de l'analyse selon la méthode de Lauë.

Cette caractérisation a permis de comparer l'orientation des fibres tirées à celle du germe utilisé pour amorcer la croissance. Je ne rentre pas dans le détail de la description de l'expérience réalisée et des analyses, mais nous en avons conclu que l'axe d'orientation était conservé dans tous les cas avec un écart inférieur à  $5^\circ$ . Cette différence relativement faible peut s'expliquer par l'alignement manuel entre le germe et l'axe du creuset lors de la croissance. Ceci pourrait être une voie d'amélioration des conditions de croissance.

#### 4.1.1.3 Mesure de l'indice de réfraction

L'indice de réfraction a été mesuré à l'aide d'une méthode développée au LPCML dont le principe repose sur la spectroscopie des lignes noires (ou « m-lines ») [Ulrich '73]. Cette technique est basée sur le dispositif représenté en Figure 4-4. L'échantillon étudié (dénommé « substrat » sur le schéma) est une pastille de fibre cristalline de 1 mm de diamètre et de quelques centaines de microns d'épaisseur polie sur chaque face. Ce substrat est placé entre un prisme et une vis micrométrique qui permet d'assurer le contact entre les deux objets. Un faisceau sonde issu d'un laser He-Ne à 543.5 nm est focalisé sur le prisme isocèle (en  $\text{LaSf35}$ ), se réfléchit sur l'échantillon étudié puis est collecté sur un écran d'observation.

Pour certaines valeurs de l'angle d'incidence  $i_m$ , il y a un couplage efficace du faisceau dans le substrat (jouant alors le rôle de guide) faisant apparaître une ligne noire

sur l'écran avec un angle  $\theta_m$ . Ce dernier est relié à l'indice du substrat  $n_p$  par la relation I.4.1 {1} ( $\alpha_p$  est l'angle du prisme).

$$\theta_m = \alpha_p + \text{Arc sin} \left( \frac{\sin i_m}{n_p} \right) \quad \text{I.4.1 \{1\}}$$

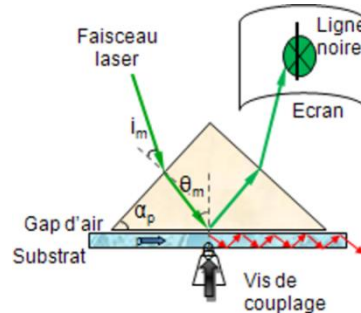


Figure 4-4 : Schéma de principe de la mesure d'indice de réfraction par la méthode des m-lines.

La mesure de différents angles  $\theta_m$  permet de déterminer avec précision la valeur de l'indice du substrat. Dans le cas d'une fibre cristalline d'Yb:YAG dopée à 1 at.%, l'indice a pour valeur :

$$n_{\text{Yb:YAG,1at.\%}} = 1.8373 \pm 0.0009 \quad @ \quad 543.5 \text{ nm} \quad \text{I.4.1 \{2\}}$$

Le YAG pur a un indice légèrement plus élevé à cette longueur d'onde d'après le calcul effectué à l'aide des coefficients de Sellmeier. La valeur obtenue était autour de 1.8403 [Zelmon '98]. Le dopage en ions  $\text{Yb}^{3+}$  engendre bien une diminution de l'indice<sup>i</sup> de l'ordre de  $10^{-3}$ , donc les résultats obtenus sont donc concordants.

#### 4.1.2 Observations et état de surface des faces

Après la croissance, nous pouvons faire des premières observations « à l'œil » des fibres cristallines. Les fibres cristallines obtenues par la technique micro-pulling down ont **une bonne transparence dans le domaine visible** (voir Figure 4-5).

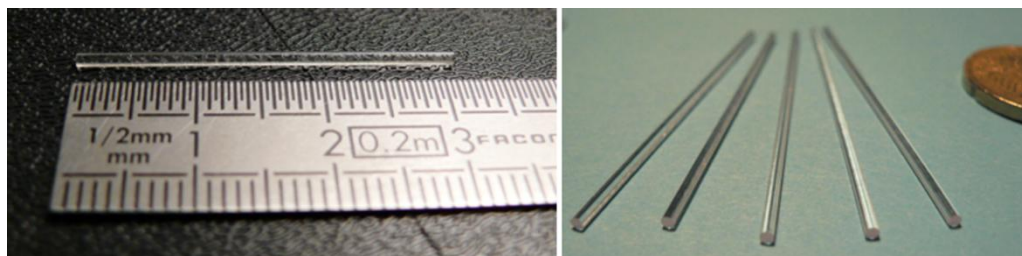


Figure 4-5 : Exemples de fibres cristallines en Yb:YAG.

<sup>i</sup> L'introduction d'une espèce dans le champ cristallin se traduit par une modification de la densité électronique qui influe sur l'indice de réfraction. Cet effet s'ajoute à celui de l'absorption intrinsèque du milieu qui est régi par les relations de Kramers-Kronig. (Pour plus de détails sur le sujet, voir les thèses de Nicolas Aubry et Romain Gaumé).



Selon l'orientation cristalline choisie à l'aide du germe orienté, la section ne présente pas exactement une forme circulaire (pour plus de détails sur ces propriétés de cristallographie, je renvoie à nouveau vers la thèse de Nicolas Aubry [Aubry '09]).

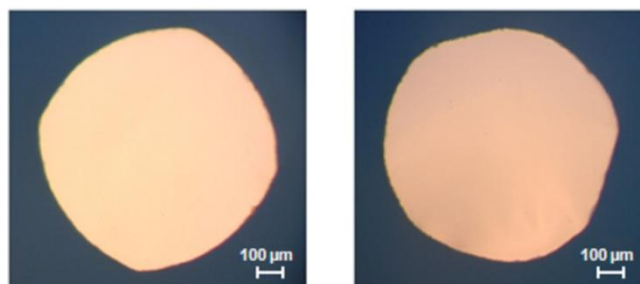


Figure 4-6 : Sections de fibres cristallines de 1 mm de diamètre.  
(à gauche : orientation  $\langle 100 \rangle$  et à droite orientation :  $\langle 111 \rangle$ )

On remarque que, selon l'orientation  $\langle 100 \rangle$ , une fibre cristalline présente 4 arêtes et 4 faces relativement bien distinctes (voir Figure 4-6 à gauche). En revanche, selon l'orientation  $\langle 111 \rangle$ , la fibre présente 6 facettes qui lui confèrent une forme « polygonale » (voir Figure 4-6 à droite). Ces observations sur des fibres en Yb:YAG sont conformes à celles faites après la croissance des fibres en Nd:YAG [Perrodin '07].

#### Etat de surface des extrémités polies d'une fibre cristalline

Comme il est montré sur l'organigramme de la Figure 4-1, le contrôle de la fibre issue de la croissance (faisant 60 à 120 cm de long) est d'abord visuel. Les échantillons sont découpés hors des zones fracturées ou présentant de légers défauts. La première étape post-croissance qui est effectuée est ensuite la phase de polissage des extrémités. Celui-ci est réalisé par un sous-traitant de Fibercryst spécialisé dans le polissage de précision de surfaces optiques. Cette étape qui est primordiale pour une utilisation laser a fait également l'objet d'une inspection poussée avec un interféromètre en lumière blanche (de type Mirau [Wyant '02]) qui est utilisé au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique<sup>i</sup>. La Figure 4-7 ci-dessous montre que nous avons eu deux types de qualités de polissage à notre disposition. Les résultats proviennent de deux échantillons de 1 mm de diamètre.

Sur la figure de gauche, on se rend bien compte de la difficulté pour polir un matériau aussi dur<sup>ii</sup> que le YAG sur une surface aussi réduite car cela provoque une importante « tombée de bords », visible sur la figure en haut. A contrario, après une amélioration du procédé, cette tombée de bord existe toujours, mais elle est nettement plus réduite (voir Figure 4-7 en haut à droite). En augmentant le grossissement de l'objectif

<sup>i</sup> Cette étude a été réalisée par Michel Lamarre à l'Atelier d'optique de l'Institut d'Optique (dirigé par Raymond Mercier). Il s'agit d'une méthode communément utilisée pour caractériser l'état de surface de composants optiques ou micro-électroniques.

<sup>ii</sup> La dureté est une propriété intrinsèque au matériau. Elle s'évalue selon l'échelle de Mohs qui va de 1 (pour le talc) à 10 (pour le diamant). Le YAG, quant à lui, a une dureté supérieure à 8 tandis que celle de la silice est de 6,5.

utilisé, l'interféromètre est capable de sonder la surface avec une meilleure précision (le champ disponible est alors réduit). C'est ce qui est illustré sur les figures du bas. Cela nous permet de déterminer la rugosité RMS de la surface. **La rugosité sur les faces polies de nos échantillons était donc comprise entre 3 et 15 nm.**

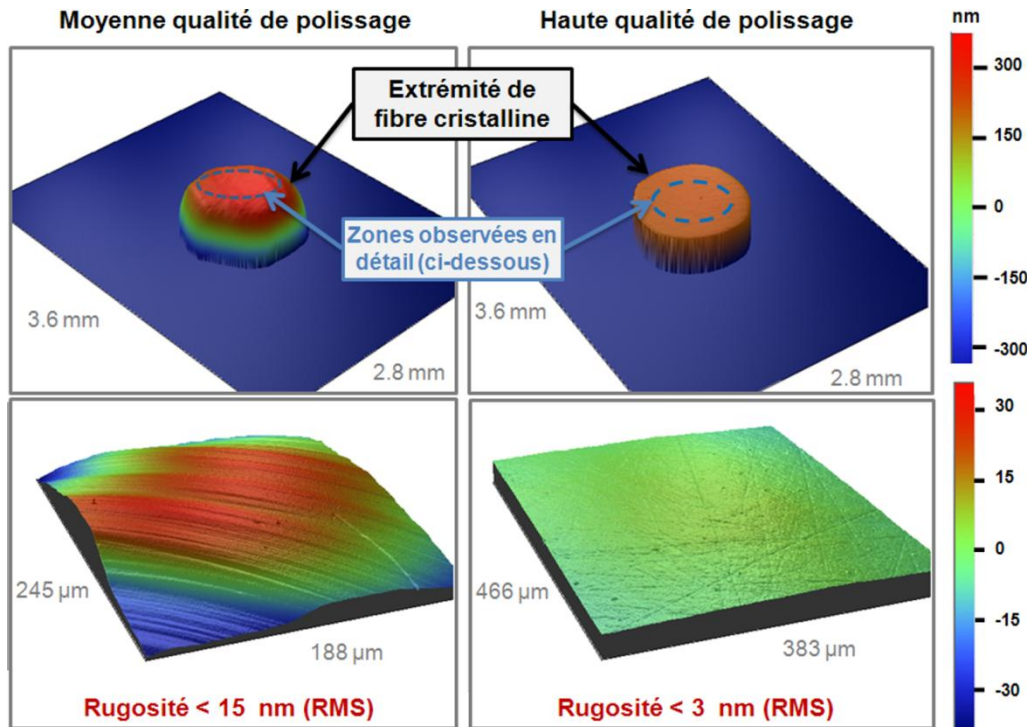


Figure 4-7 : Etat de surface des extrémités des fibres cristallines polies avec deux qualités différentes (les deux échelles sont en nanomètres).

### 4.1.3 Caractérisations spectroscopiques

L'ensemble des dimensionnements que nous avons menés dans le chapitre 3 l'ont été à partir des propriétés spectroscopiques de l'Yb:YAG de la littérature. Ce matériau laser ayant été très étudié, la finalité des caractérisations présentées ici était uniquement de comparer les résultats aux données bien connues par ailleurs [Deloach '93].

#### 4.1.3.1 Mesure du spectre d'absorption

Les mesures du spectre d'absorption ont été effectuées sur un spectrophotomètre à double faisceau de type Perkin Elmer Lambda 900. On détermine ainsi l'évolution de la densité optique (DO) en fonction de la longueur d'onde grâce à la loi de Beer-Lambert. Le résultat de l'expérience, réalisée à température ambiante, est représenté sur la Figure 4-8.

Cette mesure est concordante avec le spectre d'absorption de l'Yb:YAG reproduit sur la Figure 3-2. De plus, si l'on compare avec le diagramme énergétique de la Figure 3-1, on retrouve bien les pics d'absorption à 915 nm, à 941 nm que nous utiliserons pour le pompage par diode, à 969 nm pour la transition à zéro-phonon et à 1030 nm qui est la marque de la réabsorption à la longueur d'onde laser.

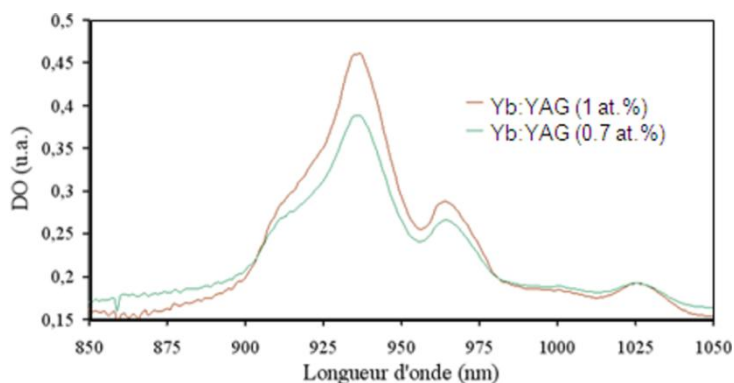


Figure 4-8 : Spectres d'absorption de fibres cristallines dopées 0,7 et 1 at.%

#### 4.1.3.2 Mesure du spectre d'émission

Nous avons également comparé les spectres de fluorescence d'une fibre cristalline et d'un barreau d'Yb:YAG (de type Czochralski). La mesure a été faite par excitation à 940 nm (à l'aide d'un laser Nd:YAG impulsionnel à 1064 nm décalé en longueur d'onde par une cellule Raman). On voit bien sur la figure suivante que les deux spectres sont parfaitement en accord.

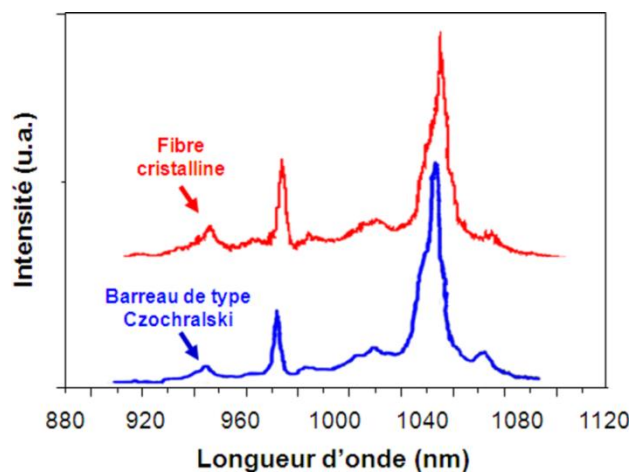


Figure 4-9 : Comparaison de spectres d'émission d'un barreau Czochralski et d'une fibre cristalline dopée 1 at.%

#### 4.1.3.3 Mesure du temps de vie de fluorescence

Pour la mesure du temps de vie de fluorescence, le signal de pompe à 940 nm est injecté dans l'axe de la fibre et la fluorescence est collectée au plus proche de la surface de l'échantillon orthogonalement à l'excitation.

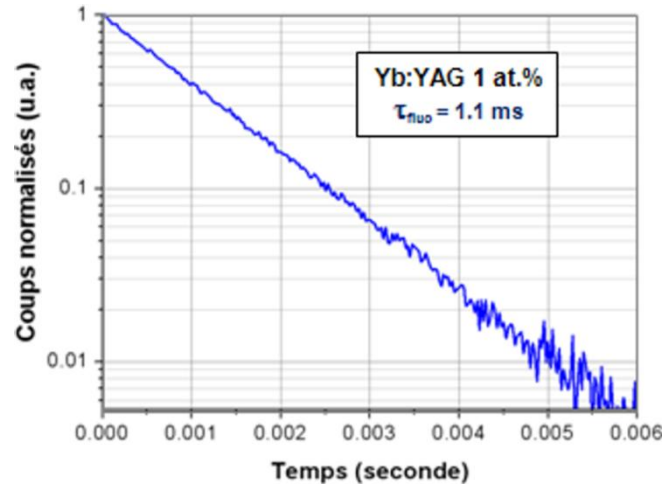


Figure 4-10 : Mesure du temps de fluorescence pour une concentration de 1 at.%.

La valeur de 1,1 ms correspond bien à la valeur utilisée dans le dimensionnement qui était de 950  $\mu$ s. L'écart est certainement dû à des pertes par réflexions au sein de la fibre qui provoque l'augmentation du temps de vie mesuré par rapport à la valeur de la littérature. Néanmoins, la différence entre les deux reste très faible.

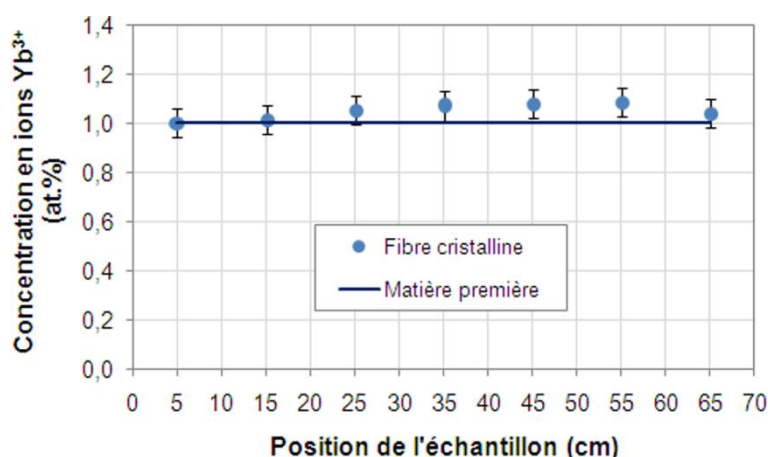
En conclusion, l'ensemble des caractérisations spectroscopiques prouve que la technique micro-pulling down nous permet d'obtenir des cristaux dont les propriétés sont identiques à celles obtenues par une méthode de croissance classique.

#### 4.1.4 Localisation du dopant

La maîtrise de notre technique de croissance est liée à la connaissance des phénomènes de ségrégation des espèces chimiques. Ces phénomènes dépendent des gradients thermiques et des mouvements de convection dans la zone fondue. Ce paragraphe est consacré à la caractérisation de l'arrangement de l'ion dopant dans la matrice cristalline. Cela est fondamental afin de prévoir la répartition du gain dans notre milieu laser. Nous rappelons que dans le chapitre théorique (3), nous avons supposé que le dopant était uniformément réparti dans le milieu.

##### 4.1.4.1 Répartition longitudinale

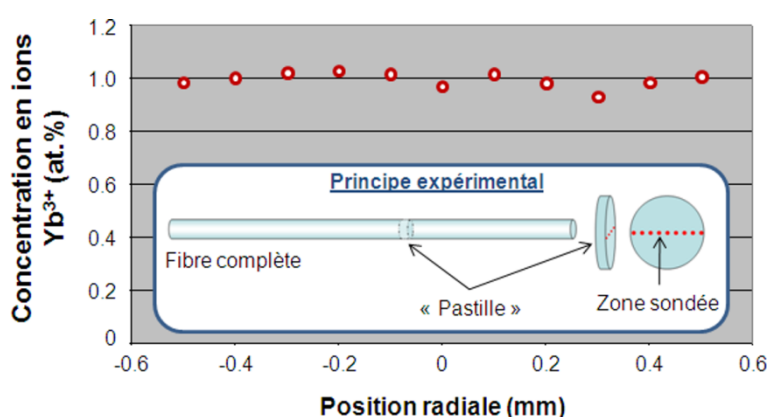
L'expérience de caractérisation de la répartition longitudinale des ions dopants a consisté à prélever une dizaine d'échantillons de 50 mm de long au sein d'une fibre complète de tirage. Chaque échantillon a été poli optiquement sur ses faces et caractérisé par sa transmission intrinsèque (selon le procédé décrit au paragraphe 4.2.1). Une mesure d'absorption a ensuite été réalisée à l'aide d'un laser Ti:Saphir continu accordé à 969 nm. La puissance incidente a été limitée à quelques dizaines de mW afin de ne pas saturer l'absorption au sein du milieu. Connaissant la section efficace d'absorption à cette longueur d'onde et la longueur du matériau, la valeur moyenne de taux de dopage de chaque échantillon est déterminée. Le résultat de cette expérience est montré sur la Figure 4-11.

Figure 4-11 : Profil de répartition longitudinale de l'ion Yb<sup>3+</sup>.

On se rend donc bien compte que l'ytterbium se répartit de façon homogène sur l'ensemble du tirage de plusieurs dizaines de centimètres. C'est avantageux pour la sélection des échantillons, car nous sommes sûrs que la concentration est la même quelque soit l'échantillon.

#### 4.1.4.2 Répartition radiale

Compte tenu de notre utilisation, la répartition radiale de l'ion laser est très importante car elle détermine « ce qui sera vu par le faisceau laser » dans la fibre cristalline. Pour cette caractérisation, deux types d'expériences ont été menées. La première a consisté à faire des mesures d'absorptions locales sur une fine tranche de fibre cristalline. Le principe est identique à celui présenté précédemment pour la répartition longitudinale : on utilise une sonde à 940 nm focalisée sur la pastille en un spot de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre. Une translation de l'échantillon permet d'en faire la cartographie de dopant après 11 mesures. Le résultat de cette expérience donné sur la figure ci-dessous montre que le profil est bien homogène sur le diamètre de la pastille sondée.

Figure 4-12 : Profil de répartition radiale de l'ion Yb<sup>3+</sup> dans une fibre YAG.  
(obtenu par mesure d'absorption sur une pastille polie)

La seconde expérience a consisté à utiliser un système expérimental de micro-luminescence développé au centre NanOptec de l'Université Lyon I. Il s'agit d'un système de microscopie confocale utilisant une sonde d'excitation à 224 nm. L'excitation ultra-

violette provoque la luminescence de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  à 480 nm (transition de la bande de transfert de charge vers le niveau  $^2\text{F}_{5/2}$ ). La détection est donc faite à cette longueur d'onde à travers le microscope. La mesure est uniquement qualitative, mais elle permet d'accéder à une information globale sur la répartition radiale. Les résultats représentés sur la Figure 4-13 montrent bien la répartition homogène du dopant. Les pics de surintensité (blancs sur la Figure 4-13) sont dus à des artefacts de mesure probablement liés à de la diffusion du faisceau excitateur sur l'échantillon ou sur les optiques de collection.

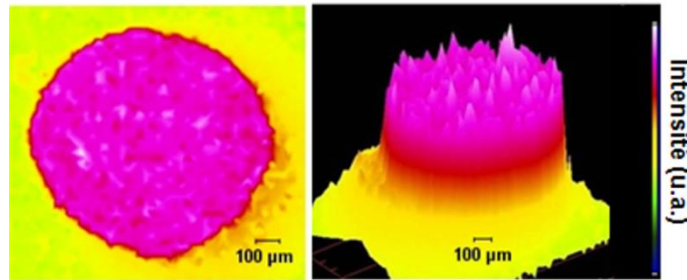


Figure 4-13 : Profil de répartition radiale de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  dans une fibre YAG.(obtenu par imagerie confocale) A gauche : profil 2D et à droite : profil 3D.

La ségrégation de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  est donc inexistante contrairement à l'ion néodyme dont la répartition présente une cuvette. En effet, la taille de cet ion étant plus bien importante que celle de l'yttrium<sup>i</sup>, il peut être considéré comme une impureté. Les mouvements de convection le font migrer fortement en périphérie de la fibre [Perrodin '07]. Il s'agit là d'un avantage considérable de l'utilisation de l' $\text{Yb}^{3+}$  par rapport à l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  pour notre système laser final.

En conclusion, ces différentes mesures ont permis de confirmer les résultats précédemment avancés par Chani et al. sur le coefficient de ségrégation [Chani '00]. Dans nos conditions de croissance, le coefficient de ségrégation<sup>ii</sup> a donc une valeur de 1 pour des fibres cristallines en Yb:YAG. Du point de vue de l'utilisateur pour les développements laser, la connaissance de ces propriétés est fondamentale afin de pouvoir dimensionner correctement notre système. Dans le chapitre précédent, nous avons eu raison de supposer que le dopage était homogène au sein du matériau. De plus, cela renforce la pertinence d'une comparaison avec un barreau de type Czochralski qui aura également un dopage réparti de façon homogène.

<sup>i</sup> Le rayon atomique de l'ion  $\text{Y}^{3+}$  est estimé à **89.3 pm**. Celui de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  vaut **99.5 pm** alors que pour l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ , cette valeur n'est que de **85.8 pm** [Weast '79].

<sup>ii</sup> Ce coefficient est égal au rapport entre la concentration de dopant dans le cristal et celle dans la phase liquide. S'il est égal à 1, alors il n'y a pas de variation de concentration

## 4.2 Caractérisations des propriétés optiques intrinsèques

Les caractérisations présentées dans cette sous-partie ont été utilisées de façon routinière afin de déterminer les meilleures conditions de croissance et de sélectionner les fibres candidates pour notre système laser.

### 4.2.1 Transmission intrinsèque

#### *Mesure du taux de transmission*

Une des caractérisations que nous avons faites de façon systématique était la mesure de la transmission directe des fibres cristallines. Le principe de cette expérience est montré sur la figure ci-dessous. Elle consiste à sonder la fibre sur un trajet qui est, à peu de chose près, celui du faisceau laser de la cavité. Pour cela, nous mesurons la valeur de la transmission intrinsèque en comparant les puissances incidente et transmise par l'échantillon testé.

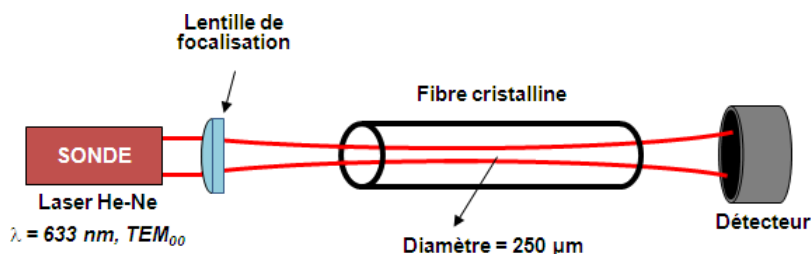


Figure 4-14 : Schéma expérimental de la mesure de la transmission intrinsèque des fibres cristallines.

Le résultat d'une série de mesures effectuée par Nicolas Aubry est reporté sur le Tableau 4-1.

Mesure	Valeur
Transmission moyenne (%)	96,8 %
Ecart-type	3,8

Tableau 4-1 : Mesure de transmission de 50 échantillons de 1 mm de diamètre.

Cela nous permettait d'effectuer un tri parmi les nombreux échantillons testés. En dépit des précautions prises lors de la croissance au cours des premiers essais, il existait une certaine disparité entre les différents échantillons de 30 mm (puis 40 mm) pris à différentes positions d'un tirage long de plusieurs dizaines de centimètres. Après optimisation des conditions de tirage, nous avons obtenu une excellente reproductibilité sur toute la longueur de matériau tiré (comme le montre le faible écart-type reporté dans le Tableau 4-1). Pour un barreau élaboré par croissance Czochralski, la transmission mesurée était de 98 %. Donc les fibres cristallines ont une qualité optique similaire à celle d'un barreau.

Lorsque les échantillons présentent des pertes de transmission, il est difficile de conclure sur la nature des défauts présents (et donc a fortiori sur leur origine). Nous sommes tout de même certains que les excellentes valeurs de transmission mesurées sont un premier gage de qualité des fibres cristallines. Elles traduisent l'absence de pertes par diffusion au sein de leur structure.

Evaluation de la qualité du faisceau transmis

Afin de compléter les mesures précédentes, nous avons également enregistré l'image du faisceau transmis avec une caméra CCD à l'aide du même montage expérimental (cf. Figure 4-14). Le faisceau sonde est monomode transverse de 250  $\mu\text{m}$  de rayon (ce qui correspond à la taille du faisceau laser qui sera produit). La comparaison entre les deux profils recueillis est reportée sur la Figure 4-15. On constate que les déformations après propagation sont extrêmement faibles. Les légères perturbations visibles sur la figure de droite sont principalement dues à la structure à facettes de la fibre cristalline. Le faisceau transmis subit de légères perturbations lorsque les « ailes du profil d'intensité » rencontrent ces facettes et est diffracté. La fibre joue donc le rôle de « diaphragme » pas tout à fait circulaire. L'effet est cependant très faible sur l'évolution du facteur  $M^2$  de la sonde après propagation au sein de la fibre.

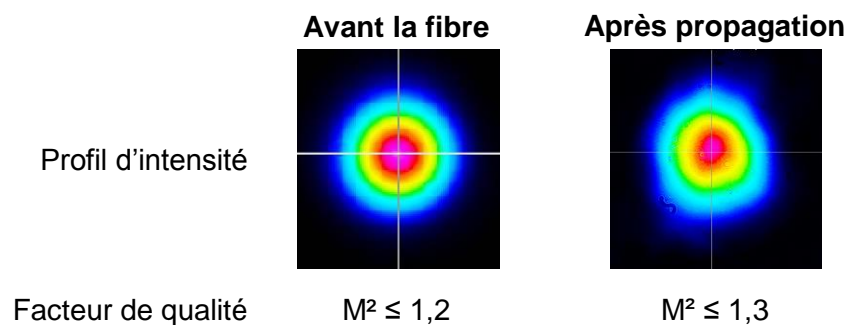


Figure 4-15 : Exemple de profils d'intensité avant et après propagation au sein d'une fibre cristalline de 40 mm de long en Yb:YAG et facteurs de qualité de faisceau correspondants.

De façon générale, compte tenu du caractère intrinsèquement multimode de l'émission laser dans notre concept, ce phénomène sera négligeable devant l'excitation des modes transverses d'ordre supérieur.

**A PROPOS DE LA MESURE DU FACTEUR  $M^2$** 

La détermination de la taille d'un faisceau devrait être obtenue en calculant le moment du second ordre du profil transverse d'éclairement  $E(x, y)$ , comme il est stipulé dans la norme ISO Standard 11146 [ISO '05]:

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\iint x^2 \cdot E(x, y, z) dx dy}{\iint E(x, y, z) dx dy} \quad \text{I.4.2\{1\}}$$

Cette valeur est alors reliée au rayon  $\omega_x(z)$  selon l'axe x par  $\omega_x(z) = 2 \cdot \sigma_x(z)$ . Cependant, pour des raisons pratiques liées au problème de bruit de fond de mesure, les résultats des mesures données dans ce manuscrit ont été obtenus en mesurant à l'aide d'une caméra CCD la largeur à  $1/e^2$  pour plusieurs dimensions transverses puis ajustée au modèle théorique donné par l'équation I.3.2\{17\} par la méthode des moindres carrés.



#### 4.2.2 Evaluation des pertes par dépolarisation

A partir d'une adaptation du montage expérimental précédent, nous avons évalué quel était le comportement des fibres cristallines vis-à-vis de la propagation d'un faisceau polarisé linéairement. A priori, le YAG étant un matériau isotrope et l'introduction d'ions dopants se faisant de façon homogène (voir paragraphe 4.1.4), cela ne doit pas induire de perturbations.

Nous avons ajouté au montage de la Figure 4-14 un analyseur de polarisation d'axe de rotation variable après la propagation au sein de la fibre. La sonde étant polarisée linéairement, il suffit alors de repérer l'axe de cette polarisation linéaire et de mesurer la puissance collectée en fonction de l'angle. Un exemple de mesure de ce type est donné sur la Figure 4-16.

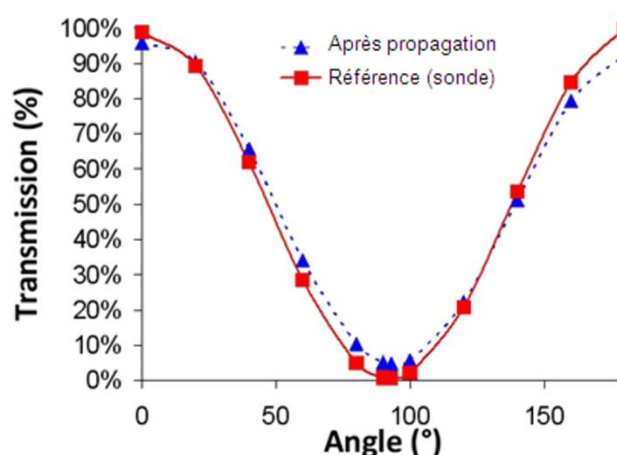


Figure 4-16 : Evolution de la transmission avec l'orientation de l'axe de l'analyseur.

A partir de cette mesure, nous pouvons donner une estimation du taux de dépolarisation intrinsèque (notée  $D\%$ ) de l'échantillon testé défini de la façon suivante :

$$D\% = \frac{P_{\perp}}{P_{//} + P_{\perp}} \quad (0\%) \quad \text{I.4.2}\{2\}$$

Avec  $P_{//}$  et  $P_{\perp}$  les puissances mesurées selon les polarisations respectivement parallèles et orthogonales à la polarisation incidente ( $P_{//}$ ).

Le résultat de la mesure après propagation dans une fibre cristalline de 40 mm donne une **dépolarisation de l'ordre de 4,5 % ( $\pm 1$  %)**, ce qui est très faible. A titre de comparaison, un barreau Czochralski a donné une mesure de dépolarisation de l'ordre de 2 %, ce qui est très proche de la valeur mesurée avec une fibre cristalline.

De façon générale, cette mesure montre que, lorsque les conditions de croissance sont bien établies, les fibres cristallines obtenues par la méthode micro-pulling down ont des taux de dépolarisation inférieurs à 5 % pour une propagation dans 30 à 50 mm de matériau. Cette valeur est très faible compte tenu des contraintes mécaniques et thermiques

existant lors de la croissance et qui peuvent causer l'apparition de biréfringence locale. Au cours de la propagation, cela se traduirait (dans le pire des cas) par une dépolarisation totale et/ou par un décalage de plusieurs degrés entre les 2 courbes de la Figure 4-16. Sur notre exemple, ce n'est pas le cas, cela confirme donc les résultats obtenus sur l'homogénéité du dopant dans les fibres cristallines.

### 4.2.3 Propriétés de guidage

Compte tenu du concept que l'on souhaite utiliser, le second critère sur lequel s'est faite l'optimisation de la croissance des échantillons était la capacité de guidage d'un faisceau non absorbé. Dans le cas du YAG, l'indice est de l'ordre de 1,82 à 940 nm, donc l'ouverture numérique d'une fibre cristalline vaut :

$$ON_{\text{fibre cristalline}} = \sqrt{n_{\text{YAG}}^2 - n_{\text{Air}}^2} = 1,52 > 1 \quad \text{I.4.2}\{3\}$$

Par conséquent, en théorie, tout rayon incident sur la face d'entrée est guidé dans la fibre par réflexions totales internes. Afin de vérifier cela, nous avons mené deux analyses complémentaires : une première qui consistait à évaluer précisément l'état de surface d'une fibre cristalline, et la seconde qui était une mesure directe de l'efficacité de guidage.

#### 4.2.3.1 Etat de surface du cylindre d'une fibre cristalline

Comme le montrent les photographies de la Figure 4-5, la qualité de surface extérieure semble être de bonne qualité. Afin de s'en assurer, nous avons mené une campagne de caractérisations à l'aide de l'interféromètre en lumière blanche utilisé précédemment (paragraphe 4.1.2). Cette étude a permis d'estimer la rugosité de la surface extérieure directement après la croissance. A titre d'exemple, nous reproduisons sur la Figure 4-17 ci-dessous l'état de surface évalué pour une fibre cristalline de 1 mm de diamètre.

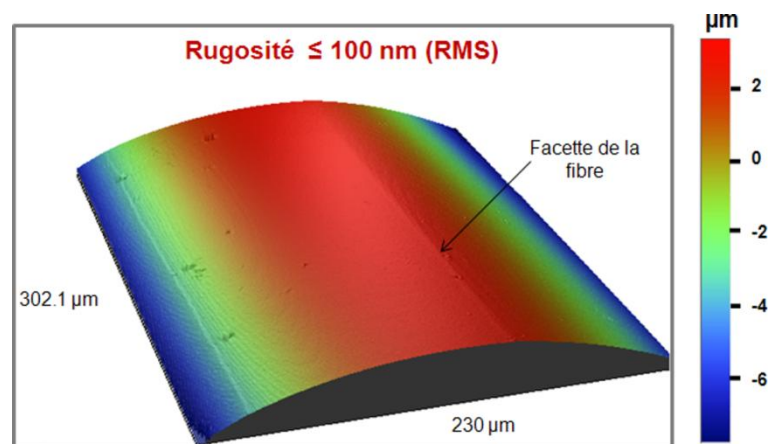


Figure 4-17 : Contrôle de la qualité de surface sur le cylindre d'une fibre cristalline de 1 mm de diamètre par interférométrie en lumière blanche.

Sur une zone d'environ  $230 \times 300 \mu\text{m}^2$  (limité par le champ de l'interféromètre), **la rugosité RMS est donc estimée à environ 100 nm**. Cette valeur se retrouve sur l'ensemble du cylindre où plusieurs zones ont été observées avec un champ similaire.

La rugosité mesurée est à comparer avec celle que l'on a avec le barreau de type Czochralski qui nous servira d'élément de comparaison dans le chapitre expérimental suivant. Celui-ci a été spécifiquement poli sur le cylindre afin de lui conférer des propriétés de guidage. La rugosité sur cet échantillon a été estimée à une valeur inférieure à **15 nm**. La différence est donc notoire. Pour estimer grossièrement les pertes subies par diffusion à chaque réflexion, il faut comparer ces valeurs à la longueur d'onde. On se rend compte alors que, la qualité de surface d'une fibre cristalline est « naturellement » de l'ordre de  $\lambda/10$ . Il s'agit là d'une excellente valeur obtenue directement après la phase de croissance.

Compte tenu de cette rugosité, un rapide calcul proposé par Bennet et al. permet d'estimer la quantité de lumière diffusée par rapport à ce qui est réfléchi selon la direction spéculaire selon le modèle scalaire de diffusion<sup>i</sup> [Bennett '61]. Ce phénomène qui est régi par la formule I.4.2{4} est schématisé sur la Figure 4-18. Précisons que dans ce modèle, la réfraction n'intervient pas, ce qui est notre cas a priori puisque nous avons montré, avec l'expression I.4.2{3}, que l'ouverture numérique était supérieure à 1.

$$\frac{D_R}{R_0} = 1 - \text{Exp} \left[ - \left( \frac{4\pi \cdot n \cdot \delta \cos(i_0)}{\lambda} \right)^2 \right] \quad \text{I.4.2\{4\}}$$

Avec  $D_R$  la diffusion totale (ou réflexion diffuse),  $R_0$  la réflexion spéculaire,  $n$  l'indice du matériau,  $\delta$  la rugosité mesurée,  $i_0$  l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau incident.

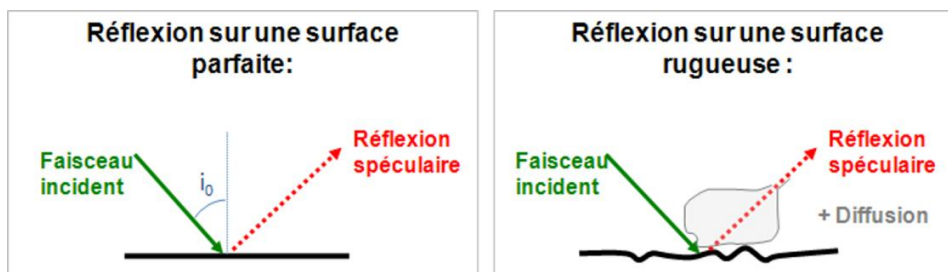


Figure 4-18 : Schéma démontrant l'influence de la rugosité de la surface sur la réflexion d'un rayon.

Comme le montre la formule I.4.2{4}, plus l'angle  $i_0$  est important plus la rugosité apparente  $\delta \cdot \cos(i_0)$  est réduite. Ainsi, en supposant que l'angle des faisceaux incidents est au minimum de  $83^\circ$  compte tenu de l'ouverture de 0,22 à la sortie de la diode de pompe et de la propagation dans la fibre (milieu d'indice  $n=1,82$ ), on peut donner les estimations suivantes :

<sup>i</sup> Ce modèle relativement simpliste considère que la surface rugueuse est une fonction en escaliers. Pour plus d'informations sur la diffusion de la lumière sur des surface rugueuses, je renvoie à l'article écrit par Claude Amra de l'Institut Fresnel dans la revue *Photoniques* [Amra '08].

Propriétés	Fibre micro-pulling down	Barreau Czochralski
<b>Rugosité (RMS)</b>	100 nm	15 nm
<b>Pourcentage de lumière diffusée</b> (avec $i_0 = 83^\circ$ )	< 3 %	< 0,06 %

Tableau 4-2 : Estimation de la quantité de lumière diffusée pour une simple réflexion sur un milieu rugueux.

Ces valeurs sont par conséquent très faibles. En première approximation, nous pouvons estimer que la rugosité intrinsèque des fibres cristallines permettra de remplir les conditions requises pour le guidage du faisceau de pompe. De plus, la diffusion n'est pas a priori gênante dans notre cas. En effet, la majorité de cette puissance diffusée n'est pas perdue : elle reste dans la fibre cristalline avant de ressortir par la face arrière. Cette puissance lumineuse pourra donc être absorbée au cours de la propagation et participer à l'excitation laser.

Par ailleurs, en observant la Figure 4-17, on peut remarquer localement quelques défauts qui n'auront a priori que très peu d'incidence sur la propagation sur le faisceau de pompe car ils sont très peu nombreux par rapport à la surface totale de milieu guidant. En outre, on voit une strie longitudinale correspondant à une facette de la fibre cristalline déjà remarquée sur les clichés de la Figure 4-6.

#### 4.2.3.2 Mesure de la transmission d'un faisceau guidé

Afin de confirmer les estimations précédentes, nous avons mesuré directement l'efficacité de capacité de guidage d'un faisceau non absorbé dans nos échantillons. Pour cela, le montage utilisé est représenté sur la Figure 4-19. La sonde est une diode laser commerciale dont la sortie est couplée dans une fibre multimode ouverte à 0,22. Elle émet à la longueur d'onde de 808 nm (donc bien en dehors du spectre d'absorption de l'Yb:YAG). Le montage optique est composé de 2 doublets achromatiques (de focales 50 et 100 mm respectivement). Il est identique à celui utilisé pour le pompage à 940 nm, donc la surface de fibre «sondée» est la même que celle qui guide le faisceau de pompe.

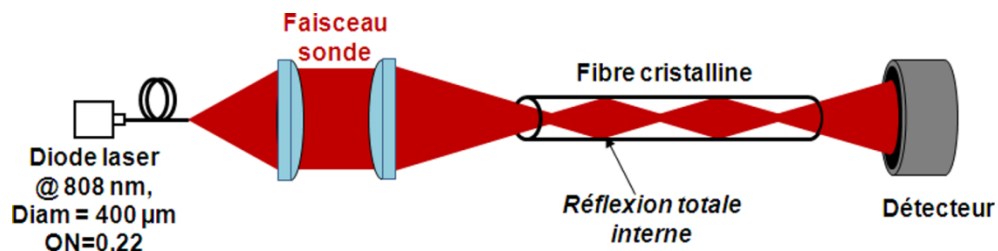


Figure 4-19 : Schéma expérimental utilisé pour la mesure de guidage au sein des fibres cristallines dopées Yb<sup>3+</sup>.

Cette mesure peut se faire sans que les fibres cristallines aient été traitées antireflets (comme pour les mesures de propagation précédente). Dans ce cas, nos mesures sont corrigées des pertes par réflexions sur les faces données par le coefficient de Fresnel (valant 8,5 % par face en prenant un indice de réfraction pour l'Yb:YAG de 1,82).

Finalement, notre mesure permet simplement d'intégrer tous les défauts rencontrés par le faisceau de pompe au cours de la propagation, quelque soit leur nature. Cette mesure donne en moyenne des **efficacités de guidage supérieures à 90 %**, ce qui est tout à fait acceptable pour notre application. Les mesures de rugosité précédentes sont donc confirmées par cette mesure « intégrée » du guidage.

#### 4.2.4 Absorption

La mesure d'absorption du faisceau de pompe a été réalisée en utilisant le même montage que celui représenté sur la Figure 4-19 en remplaçant la diode laser à 808 nm par celle à 940 nm. Nous avons tracé l'évolution du pourcentage d'absorption en fonction de la puissance de pompe incidente (notée  $P_{\text{incidente}}$ ). Cette quantité peut être calculée à partir des données mesurées de la façon suivante :

$$\text{Absorption (\%)} = \frac{P_{\text{incidente}} \cdot (1 - L_{\text{Guid}}) \cdot (1 - L_{\text{face}})^2 - P_{\text{sortie}}}{P_{\text{incidente}}} \quad (\%) \quad \text{I.4.2}\{5\}$$

Avec  $P_{\text{sortie}}$  la puissance de sortie après la fibre,  $L_{\text{Guid}}$  les pertes par guidage et  $L_{\text{face}}$  les pertes sur les traitements AR de la fibre (inférieures à 0,5 % sur chaque face).

Pour cette expérience, la fibre utilisée était dopée à 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$  et elle faisait 1 mm de diamètre et 40 mm de long. Elle avait des pertes par guidage mesurées autour de 5 %. La prise en compte de ces pertes nous a permis de retrouver l'évolution de l'absorption grâce à notre programme de calculs.

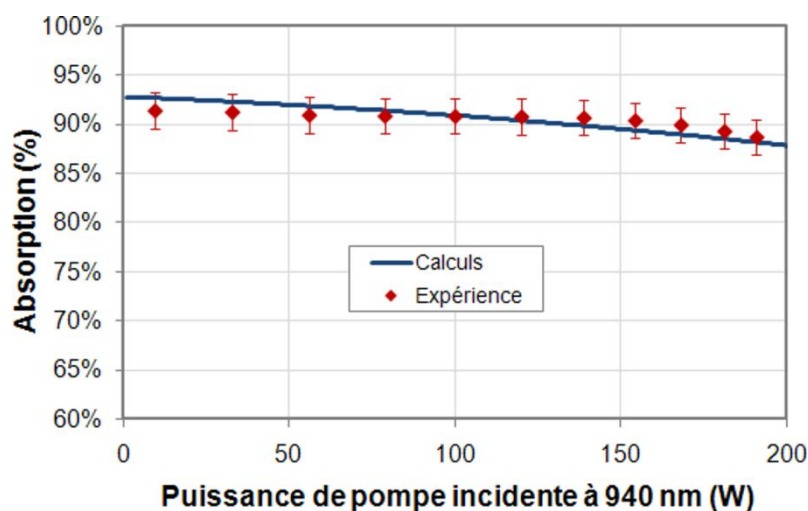


Figure 4-20 : Evolution expérimentale (points) et calculée (courbe) du pourcentage d'absorption de la pompe à 940 nm en fonction de la puissance incidente. La fibre cristalline faisait 40 mm de long et était dopée à 1 at.%.

Comme nous le voyons sur la figure précédente, la quasi-totalité du faisceau est absorbé (plus de 90 %). De plus, l'évolution de l'absorption permet de se rendre compte d'une particularité de la géométrie de fibre cristalline par rapport à un cristal massif. La saturation globale de l'absorption est relativement faible. Elle n'intervient qu'à partir de 150 W de pompe environ. Dans un cristal massif, la saturation est nettement plus franche

pour des puissances de pompe inférieures (voir par exemple [Jacquemet '05a]) et limite ainsi le pourcentage total absorbé. Dans notre cas, l'absorption est supérieure à 90 %, grâce à la zone guidante dans laquelle l'absorption n'est pas saturée. En effet, l'intensité de pompe est fortement diluée dans cette partie de la fibre cristalline.

Par ailleurs, dans le chapitre théorique précédent, nous n'avons pas évoqué la quantité de puissance absorbée au sein de notre milieu laser. C'est tout de même une donnée importante qui nous permet de valider à nouveau notre programme de simulation : il y a bien concordance entre la mesure expérimentale et le pourcentage d'absorption calculé.

### 4.3 Caractérisations optiques avancées

Nous présentons ici des caractérisations davantage orientées vers la réalisation de notre système laser. Ces dernières nous permettent de cerner plus précisément les propriétés de notre milieu pour le fonctionnement du système laser. On étudie ici la répartition spatiale de l'excitation au sein de la fibre et la gestion de l'échauffement thermique dans celle-ci.

#### 4.3.1 Répartition spatiale de l'excitation

Afin de réaliser cette étude, nous avons utilisé le logiciel Apilux (déjà mentionné au paragraphe 3.2.1). Nous modélisons la propagation du faisceau de pompe (selon le schéma de la Figure 4-21) et nous observons la répartition d'éclairement au sein du milieu. Comme le dopant est réparti de façon homogène, cela revient donc bien à analyser la répartition spatiale de l'excitation dans notre milieu (en l'absence de saturation d'absorption).

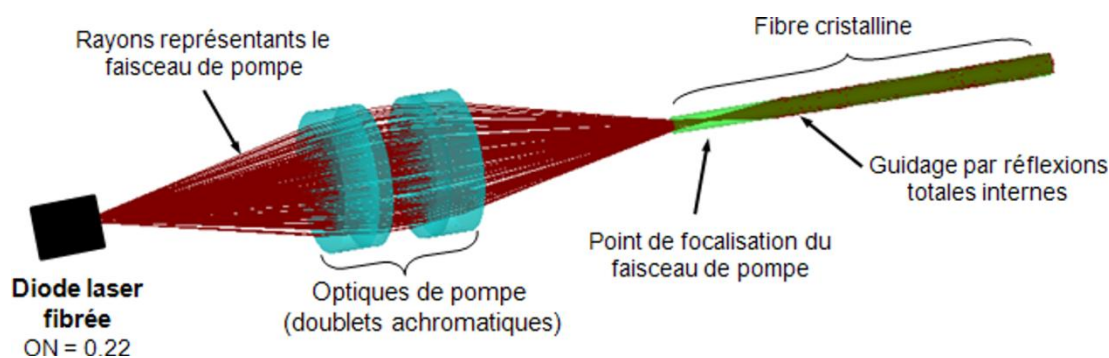


Figure 4-21 : Schéma de pompage simulé sous Apilux.

##### 4.3.1.1 Influence de l'orientation cristalline

Dans un premier temps, on néglige la diffusion sur la surface des fibres. Nous comparons 3 cas : une fibre cristalline d'orientation  $\langle 100 \rangle$ , une fibre cristalline d'orientation  $\langle 111 \rangle$  et une fibre parfaitement cylindrique. Celles-ci sont modélisées par les sections montrées sur la Figure 4-22. Ces sections correspondent aux photos représentées précédemment en Figure 4-6. L'indice de réfraction de l'Yb:YAG est pris égal à 1,82 et la longueur des échantillons est fixée à 40 mm.

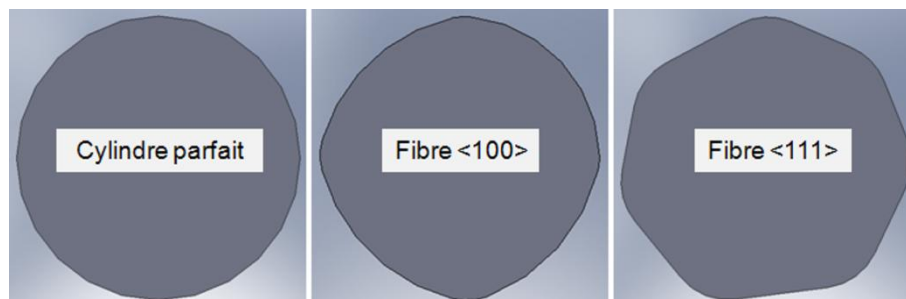


Figure 4-22 : Sections de fibres cristallines utilisées pour la simulation sous Apilux.

La source est définie avec une répartition d'éclairement émis très proche d'un profil « Top-Hat » (voir Figure 4-23). Elle est imagée au sein de la fibre cristalline à travers deux doublets achromatiques de focale 50 et 100 mm respectivement pour obtenir le grandissement de 2 conformément à notre cahier des charges.

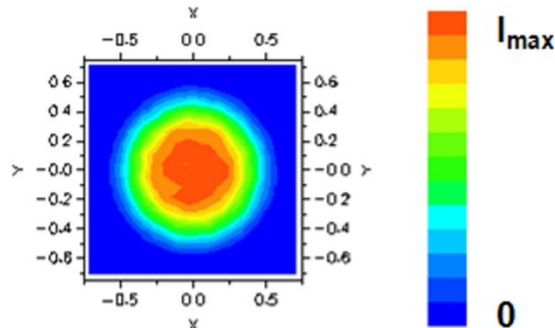


Figure 4-23 : Profil d'éclairement théorique de la pompe utilisé pour la simulation.

Le Tableau 4-3 récapitule les conditions utilisées pour la simulation sous Apilux.

	Paramètres de calculs	Valeur ou expression utilisée
<b>Spécifications de la fibre cristalline</b>	Diamètre	1 mm (sections géométriques de la Figure 4-22)
	Longueur	40 mm
<b>Propriétés de la fibre</b>	Indice de réfraction	1,82
	Propriétés de transmission sur les faces polies	Antireflet parfait
	Propriétés de transmission sur la surface externe	Coefficient de Fresnel
	Diffusion (sans rugosité)	Modèle standard : spéculaire (à 100 %)
	Diffusion (avec rugosité)	Modèle standard : spéculaire (à 80 %) + gaussien (20 %)
<b>Pompe</b>	Dimensions	200 $\mu\text{m}$ de rayon
	Emittance (ou exitance) <sup>i</sup>	Uniforme
	Intensité	Supergaussienne d'ordre 20
	Demi-angle d'émission	13° (soit ON=0,22)
<b>Paramètres de calcul</b>	Position pour l'analyse de l'éclairement	$z = 40 \text{ mm}$ (en fin de fibre)
	Echantillonnage pour l'analyse de l'éclairement	20 pixels $\times$ 20 pixels
	Nombre total de rayons émis	200 000

Tableau 4-3 : Paramètres utilisés pour la simulation de l'excitation d'une fibre cristalline sous Apilux (les grandeurs sont définies au sens des unités radiophotométriques).

La répartition d'éclairement de la pompe à la fin de la fibre est donnée sur la figure suivante. On observe bien l'influence de la géométrie de la section. Du fait de la géométrie parfaitement cylindrique, l'intensité de pompe est quasi-gaussienne. A l'inverse, avec les

<sup>i</sup> Grandeur photométrique caractérisant le flux émis par unité de surface depuis la source par opposition au flux reçu par unité de surface en un point qui est plus connu sous le nom d'**éclairement** [Meyzonnette '03].



géométries plus réalistes, on se rend bien compte que la pompe est davantage homogénéisée dans le milieu.

Cet aspect a une importance fondamentale, car cela montre qu'avec une section circulaire, il est possible d'obtenir quasiment un profil d'excitation gaussien. Celui-ci serait très favorable pour obtenir une bonne efficacité laser et une excellente qualité de faisceau. Cette propriété a déjà été démontrée expérimentalement par une mesure d'intensité de fluorescence dans des barreaux de Nd:YAG de 4 mm de diamètre et une longueur supérieure à 40 mm [Puncken '08]. Dans notre cas, il apparaît tout de même que l'orientation  $\langle 100 \rangle$  semble la moins défavorable.

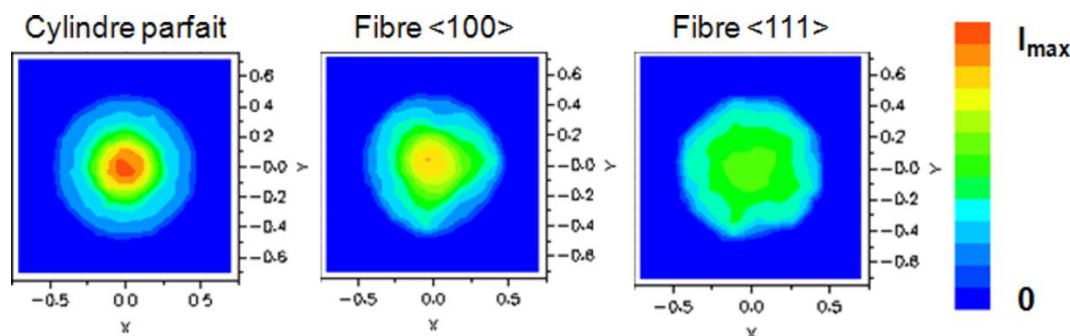


Figure 4-24 : Profil d'excitation en de fibre ( $z=40$  mm) en fonction de la géométrie.

#### 4.3.1.2 Influence de la rugosité

D'autre part, il est également possible de simuler l'effet de la rugosité à la surface des fibres. Pour cela, faute d'une modélisation correspondant à la mesure de rugosité présentée au paragraphe précédent, nous avons supposé que la diffusion de part et d'autre de la réflexion spéculaire se faisait selon une indicatrice gaussienne (voir schéma ci-dessous). Nous nous sommes placés dans un cas très défavorable où 20 % de la lumière est diffusé à chaque réflexion avec une largeur à mi-hauteur de  $20^\circ$ . Notre modélisation simpliste ne permet pas de rendre compte des pertes par guidage que nous avons observées précédemment<sup>i</sup>, elle permet tout de même d'avoir des tendances afin de cerner l'influence de la rugosité.

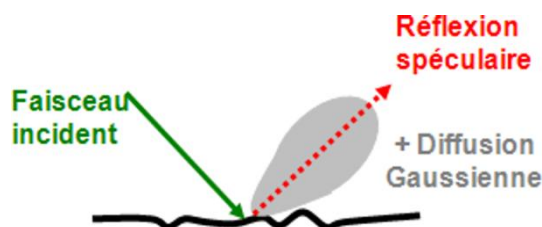


Figure 4-25 : Modélisation d'une réflexion sur la surface d'une fibre avec rugosité.

<sup>i</sup> Pour améliorer ce modèle, il serait utile de faire des mesures d'indicatrice de diffusion à la surface de nos fibres (aussi appelée BSDF pour « *Bidirectionnal Scatter Distribution Function* »).

Nous avons fait ce calcul pour une fibre d'orientation cristalline  $\langle 100 \rangle$  car c'est celle que nous avons le plus fréquemment utilisée dans la suite de ces travaux. Les résultats représentés sur la Figure 4-26 montre une comparaison entre un profil sans diffusion (à gauche) et avec diffusion (à droite).

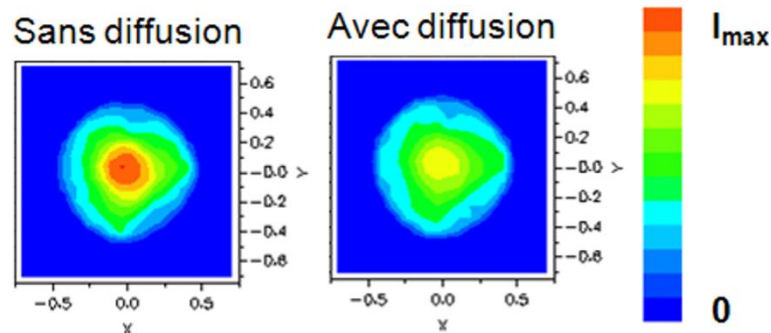


Figure 4-26 : Effet de la diffusion de surface sur la répartition d'intensité de pompe au sein d'une fibre orientée  $\langle 100 \rangle$  en  $z=40$  mm. La figure de gauche est identique à celle du milieu de la Figure 4-24 : seule l'échelle est modifiée pour améliorer la lisibilité des résultats).

Cette modélisation, bien que choisie arbitrairement, permet tout de même de rendre compte de l'effet que peut avoir la rugosité de surface : cela tend à favoriser une excitation homogène au sein de notre milieu à gain.

### 4.3.2 Etude du comportement thermique

Dans le but de réaliser un système laser de forte puissance, il est important de caractériser de façon appropriée l'élévation de température due à l'absorption de la pompe. Pour cela, deux outils d'analyses ont été utilisés : un banc de mesure de la température utilisant une technique d'imagerie infrarouge et un logiciel de simulations par éléments finis (Lascad).

Les fibres cristallines telles que nous les avons utilisées ont été refroidies selon le principe représenté sur la Figure 4-27. Nous profitons du fait que les sections des fibres ne sont pas parfaitement circulaires (voir Figure 4-6) pour les refroidir à l'aide d'un « sandwich » de deux supports mécaniques en forme de « V » de 0,5 mm de profondeur et de 40 mm de long. Ces supports sont en cuivre pour bénéficier des bonnes propriétés thermiques de ce matériau (en particulier la conductivité thermique qui est égale à  $K_{C,Cu} \sim 400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ). Afin d'améliorer le contact entre les plaques de cuivre et la fibre, celle-ci est recouverte d'une pâte thermique (utilisée en électronique pour le refroidissement des microprocesseurs). Dans les expériences préliminaires présentées ci-dessous, seul le bloc inférieur est en contact avec un bloc thermalisé par une circulation d'eau. Dans les expériences laser du chapitre suivant, la monture est complètement symétrique : 2 blocs en cuivre de circulation d'eau sont en contact avec les supports supérieur et inférieur de la fibre cristalline (cf. Figure 4-31).

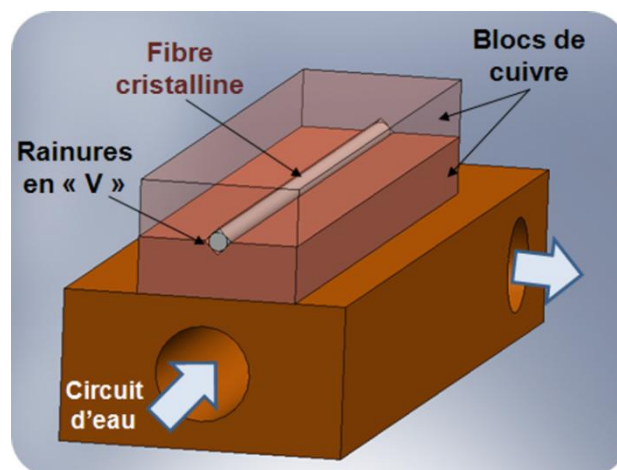


Figure 4-27 : Système de refroidissement des fibres cristallines.

#### 4.3.2.1 Présentation du banc de caractérisation thermique

Grâce à l'expérience qui a été acquise au sein de l'équipe ELSA<sup>i</sup>, j'ai pu mettre à profit le banc de caractérisation thermique de milieux lasers pour la caractérisation des fibres cristallines dopées  $\text{Yb}^{3+}$ . Le principe de cette expérience repose sur l'utilisation d'une caméra sensible dans l'infrarouge lointain (dans la bande spectrale entre 8 et 12  $\mu\text{m}$ ). L'objectif de la caméra fait l'image de la face d'entrée de la fibre cristalline sur la matrice de détecteurs (micro-bolomètres). Le schéma expérimental est présenté sur la Figure 4-28.

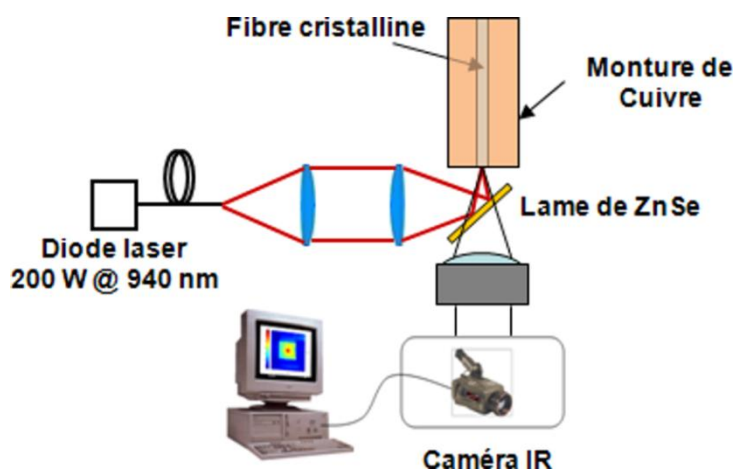


Figure 4-28 : Schéma expérimental de cartographie thermique de la face pompée d'une fibre cristalline.

Le faisceau de pompe est injecté à travers deux doublets de collimation et focalisation identiques à ceux utilisés précédemment. Il est dévié par une lame de Séléniure de Zinc ( $\text{ZnSe}$ ) dont la face est réfléchissante dans le proche infrarouge (en particulier à 940 nm). Ce matériau a la propriété d'être transparent dans la bande de détection de la

<sup>i</sup> Pour une présentation complète de ce banc de caractérisation (la conception, la mise en œuvre, l'étude de fiabilité...), je renvoie le lecteur aux travaux de thèse de Julien Didierjean qui l'a mis au point [Didierjean '07].

caméra IR. Le rayonnement thermique issu de la face pompée de la fibre est donc collecté à travers cette lame par l'objectif de la caméra IR. Une calibration fine de la température permet d'obtenir une estimation de la température réelle de l'objet étudié. La calibration permet de tenir compte de l'émissivité propre du milieu laser (qui est un paramètre inconnu) et de s'affranchir des rayonnements parasites environnant (monture de cuivre, optiques, bruit de fond thermique...).

#### 4.3.2.2 Simulations par éléments finis : le logiciel Lascad

Le principe du calcul numérique par éléments finis est de décomposer un objet complexe en volumes élémentaires pour lesquels le problème posé peut être résolu de façon analytique (d'où le terme anglais : *Finite Element Analysis* ou FEA). Dans le cas d'une étude thermique, cela revient à résoudre l'équation de la chaleur sur des éléments discrets du milieu laser. La résolution de l'équation différentielle se fait grâce aux conditions aux limites déterminées pour les éléments voisins.

Les données d'entrée du logiciel sont les propriétés du milieu, sa géométrie, les caractéristiques du refroidissement utilisé et la puissance de pompe imposée. On choisit également le maillage du cristal laser. Une méthode itérative permet alors de déterminer la distribution de température (à partir de l'équation de la chaleur) et d'en déduire une cartographie des contraintes thermiques sur le milieu (comme la variation de l'indice de réfraction, l'intensité de stress mécanique induite etc...). Un exemple de résultats donnés par le logiciel est montré sur la Figure 4-29. A partir cette analyse thermique, il est possible de tenir compte de l'effet de lentille thermique dans le milieu pour le dimensionnement de cavités laser à l'aide du formalisme des matrices ABCD (ce dernier point sera utilisé dans le chapitre suivant).

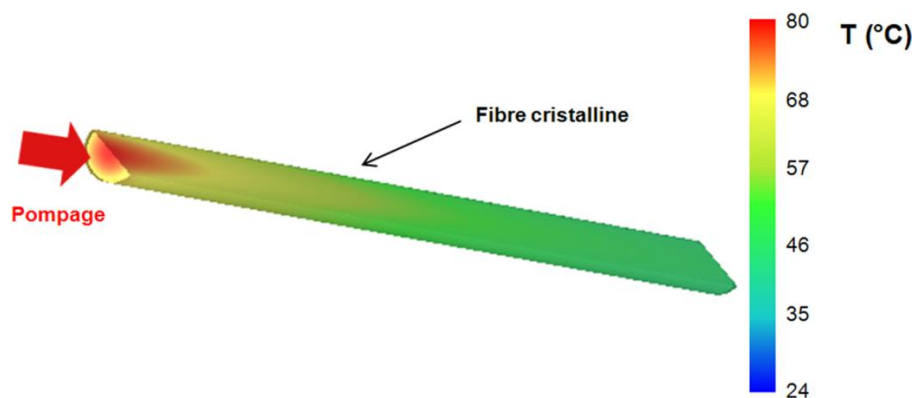


Figure 4-29 : Exemple de distribution de température dans une fibre cristalline calculée par Lascad pour 180 W de pompe incident.

Cependant, cet outil relativement puissant pour le concepteur de systèmes lasers ne permet pas de tenir compte l'effet de la saturation dans l'ytterbium dans l'état actuel de son développement. L'autre limitation réside dans le fait qu'il n'est pas possible de simuler simplement le guidage dans la fibre. On supposera donc le diamètre de pompe est égal à la tâche sur la face d'entrée et qu'elle se propage sans diverger. Pour ces raisons, les données calculées avec ce logiciel devront être analysées et leur domaine de validité sera discuté. Ce

logiciel nous a permis de compléter les données expérimentales obtenues par cartographie thermique, en particulier pour la détermination du coefficient de transfert thermique noté H (cf. paragraphe suivant).

Pour notre étude, les paramètres utilisés pour la simulation sont reproduits dans le tableau suivant.

	Paramètres de calculs	Valeur ou expression utilisée
<b>Spécifications de la fibre cristalline</b>	Diamètre	1 mm
	Longueur	40 mm
	Taux de dopage	1 at. %
<b>Propriétés de l'Yb:YAG</b>	Conductivité thermique	10,5 W. m <sup>-1</sup> . K <sup>-1</sup>
	Coefficient dn/dT	9. 10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
	Module d'Young	310 000 N/mm <sup>2</sup>
	Coefficient de Poisson	0,25
	Indice de réfraction	1,823
	Dilatation thermique	7. 10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
	Fraction thermique $\eta_H$	11 % (égale au défaut quantique)
<b>Pompe</b>	Puissance de pompe	180 W
	Profil du faisceau	Supergaussien d'ordre 10
	Position du waist	Sur la face d'entrée
	Taille du waist	800 $\mu$ m de diamètre
<b>Paramètres de refroidissement</b>	Température de référence	25 °C
	Température de la monture	30 °C
	Coefficient de transfert thermique entre la monture et la fibre (H)	1 W. cm <sup>-2</sup> . K <sup>-1</sup>
<b>Paramètres de calcul</b>	Pas du maillage (radialement)	50 $\mu$ m
	Pas du maillage (longitudinalement)	200 $\mu$ m
	Nombre total d'éléments	63 000
	Nombre d'itérations de calcul	10

Tableau 4-4 : Ensemble des paramètres utilisés pour la simulation par FEA.

#### 4.3.2.3 Détermination de la température pour 200 W de pompe

Dans cette expérience, la puissance de pompe incidente à 940 nm est fixée à 200 W (soit 180 W effectivement incident sur la fibre). La fibre étudiée a une longueur de 40 mm, un diamètre de 1 mm et un taux de dopage de 1 at.%. La température de l'eau circulant dans le circuit de refroidissement est fixée à 12°C. L'image thermique de la face de la fibre cristalline pompée est reproduite sur la Figure 4-30 (à gauche). Sur cette même image, l'axe blanc représente le profil le long duquel nous avons tracé la valeur de la température réelle (Figure 4-30 à droite).

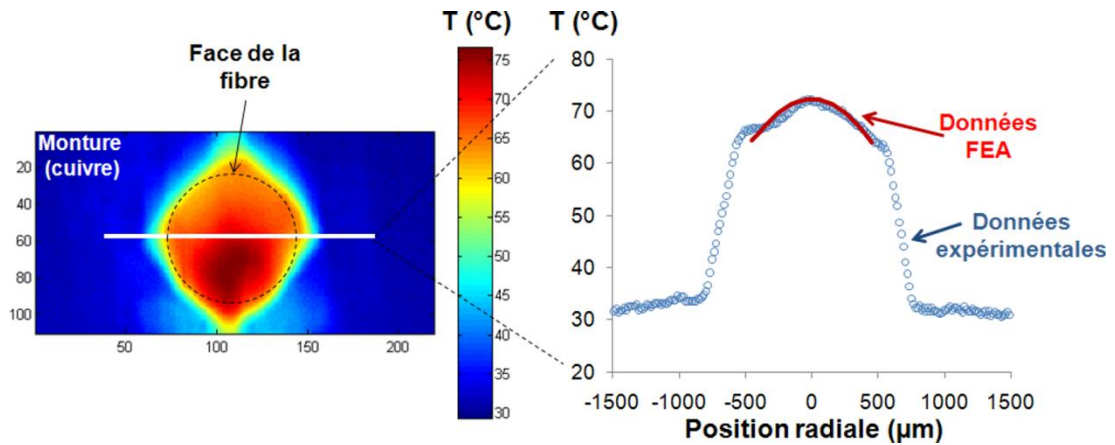


Figure 4-30 : A gauche : Image thermique de la face pompée d'une fibre cristalline.  
A droite : profils de température correspondants obtenus par la mesure expérimentale et par simulations par éléments finis.

**La température maximale atteinte au centre de la fibre est de 74 °C.** Cette valeur est relativement faible compte tenu de la valeur de la puissance incidente. La valeur du **gradient thermique** est également remarquable car il est **inférieur à 15 °C**. Cette valeur correspond à la valeur calculée lors du dimensionnement (voir Figure 3-24). Par conséquent, les déformations géométriques susceptibles d'affecter le faisceau (comme la lentille thermique créée par les contraintes thermo-optiques) seront très faibles.

Ces résultats sont confirmés par la simulation par éléments finis : le profil de température calculé est en bon accord avec les résultats expérimentaux (voir Figure 4-30). Nous ne prenons en compte que le profil simulé de température sur la face de la fibre. Par conséquent, la saturation de l'absorption n'intervient pas dans la détermination de la température sur cette première « tranche » de fibre. La simulation est donc bien valable. Par ailleurs, les « rebonds » de température de part et d'autre de la fibre sur le profil expérimental correspondent à la température de la graisse thermique dans le creux du « V » de la monture.

La valeur moyenne sur la face est limitée par notre système de refroidissement pour lequel le transfert thermique radial est limité (voir encadré). Comme on le voit sur la figure de droite, la différence de température de la monture (palier de part et d'autre) et la température du bord de fibre est importante (supérieure à 35°C). Dans ce cas, le coefficient de transfert est estimé à  $1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Comme il a été montré par Sébastien Chénais, la valeur de ce coefficient est extrêmement critique pour estimer avec Lascad la valeur moyenne de la température au sein du milieu [Chénais '02].

Ainsi l'élévation de température dans l'Yb:YAG est davantage due à un mauvais coefficient de transfert thermique qu'au gradient induit par la localisation du faisceau de pompe. Il s'agit d'un point clé pour un laser Yb:YAG qui est très sensible à la température.

### Le transfert thermique entre un cristal et sa monture

Le transfert thermique à l'interface cristal/monture est régie par la loi de Newton selon la formule suivante :

$$\vec{j}_Q \cdot \vec{n} = -Kc \frac{\partial T}{\partial n} = H \cdot (T(r_0) - T_{\text{mont}}) \quad \text{I.4.3}\{1\}$$

Avec  $\vec{j}_Q$  la densité de flux thermique,  $\vec{n}$  le vecteur élémentaire normal à la surface.  $T(r_0)$  et  $T_{\text{mont}}$  sont respectivement la température au bord du cristal et la température de la monture.  $H$  est le coefficient de transfert thermique (exprimée en  $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ ) qui caractérise le contact thermique.

Le coefficient  $H$  est de l'ordre de  $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  dans le cas d'un contact de qualité (avec de l'indium ou de la graisse thermique) pour un cristal de dimensions supérieures à quelques millimètres de section. Dans le cas de cristaux de section plus petite pour lesquels la dimension est de l'ordre de la zone pompée (fibre cristalline), l'élévation de température moyenne est donc beaucoup plus sensible à la valeur du coefficient de transfert. Si celui-ci est trop faible, Sébastien Chénais a montré que l'élévation de température devenait considérable [Chénais '02].

Ces caractérisations thermiques, bien que préliminaires, nous ont permis de valider l'outil de simulation par FEA pour la suite de notre dimensionnement. Par ailleurs, même avec une monture munie d'un unique bloc de refroidissement, la température reste limitée. C'est une donnée très favorable pour le bon fonctionnement d'un laser à quasi-trois niveaux (voir l'étude du paragraphe 3.1.3 à ce sujet).

Le système de refroidissement utilisé pour les expérimentations laser a été optimisé (voir Figure 4-31), mais faute de temps, il n'a pas été possible de faire des nouvelles caractérisations thermiques avec la caméra IR.

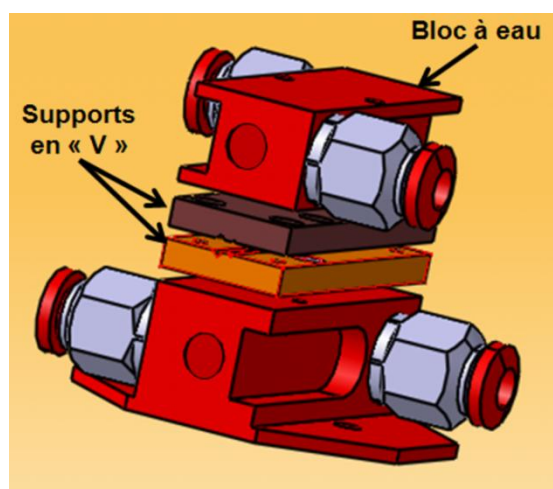


Figure 4-31 : Schéma du montage de refroidissement des fibres cristallines amélioré.

#### 4.4 Conclusions sur les caractérisations des fibres cristallines

Au cours de notre projet, nous avons mené des caractérisations des matériaux obtenus selon trois niveaux différents. Le premier consistait à s'assurer que les fibres cristallines étaient de bonne qualité d'un point de vue structurel et spectroscopique. Le LPCML et Fibercryst ont contribué à l'étude des propriétés d'un point de vue « matériau ». Le laboratoire Charles Fabry a assuré la définition du protocole de test systématique des fibres basé sur la mesure de la transmission intrinsèque, de la dépolarisation et de l'efficacité de guidage. Enfin, ce protocole appliqué par le LPCML et Fibercryst a permis d'assurer la sélection des échantillons susceptibles d'être utilisés en laser et d'améliorer les conditions de croissance. Un récapitulatif de ces propriétés est reproduit dans le Tableau 4-5, pour des fibres micro-pulling down de 1 mm et 400  $\mu\text{m}$  de diamètre et pour le barreau de référence Czochralski.

	Propriétés	Fibre $\mu\text{PD}$	<i>Ecart type</i>	Barreau Cz	Fibre $\mu\text{PD}$
<b>Spécifications</b>	Taux de dopage	0,7- 1 at. %	-	0,65 at. %	1 at. %
	Diamètre	1 mm	-	1 mm	400 $\mu\text{m}$
	Longueur	30 à 40 mm	-	35 mm	40 mm
<b>Propriétés optiques</b>	Transmission intrinsèque	~ 97 %	< 4 %	> 98 %	-
	Taux de dépolarisation	< 5 %		< 2 %	-
	Efficacité de guidage	~ 85 %	< 8 %	> 91 %	> 91 % <sup>i</sup>

Tableau 4-5 : Récapitulatif des résultats des caractérisations optiques effectuées sur les échantillons utilisés dans la suite du travail.

Enfin, au sein du laboratoire Charles Fabry, nous avons mené des études avancées pour caractériser notre objet laser. Nous sommes parvenus à comprendre des phénomènes liés à la répartition spatiale de l'excitation dans notre milieu compte tenu de notre objet réel. Une étude thermique a également permis de confirmer a priori la capacité de notre système à gérer convenablement les phénomènes thermiques.

Ces caractérisations ont contribué à l'élaboration d'un très grand nombre d'échantillons (plus de 500) afin d'améliorer de façon significative la qualité de fibres pour obtenir un objet conforme aux exigences requises pour la réalisation d'un système laser [Aubry].

Nous pouvons donc nous intéresser dorénavant à la réalisation à proprement parlé de notre système laser.

---

<sup>i</sup> Seule l'efficacité de guidage a été mesurée pour les fibres de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette bonne valeur illustre quand même bien le fait que la transmission intrinsèque de ces objets doit être convenable. La dépolarisation n'a pas pu être évaluée car notre moyen de caractérisation n'était pas adapté à sa mesure sur un diamètre de 400  $\mu\text{m}$ .



## 5. Réalisations expérimentales d'oscillateurs lasers à fibres cristallines dopées ytterbium

Dorénavant, nous avons à notre disposition des échantillons de 1 mm de diamètre de qualité optique suffisante pour faire une étude laser approfondie. L'étude théorique que nous avons menée au chapitre 3 nous a permis de définir les paramètres géométriques principaux pour la réalisation de notre système. Dans le cadre du développement d'un oscillateur, il reste à définir une cavité laser adaptée et à choisir la meilleure technique de déclenchement etc... Ce chapitre sera donc consacré à la fois au dimensionnement et à l'optimisation expérimentale de notre système en régime continu puis en régime déclenché.

### 5.1 Choix de la cavité laser

La conception de la cavité est déterminée par les paramètres du faisceau laser qui ont été définis précédemment dans le chapitre 3. Ces caractéristiques ne sont a priori pas figées car leur définition a été faite dans le cadre d'approximations et de choix arbitraires. On rappelle ce que nous recherchons dans le Tableau 5-1 ci-dessous.

	Paramètres	Valeur recherchée
<b>Pompe</b>	Puissance de pompe	Entre 0 et 200 W
	Facteur $M^2$	Entre 37 et 80
	Position du waist	Entre 5 et 11 mm
	Rayon du waist	200 $\mu\text{m}$
<b>Laser</b>	Rayon du waist	220 $\mu\text{m}$ (soit 140 $\mu\text{m}$ pour le mode fondamental de la cavité)
	Position du waist	Milieu de fibre cristalline
	Facteur $M^2$	2,5 (< 5)

Tableau 5-1 : Rappel des paramètres géométriques recherchés pour notre système.

De plus, ce cahier des charges doit être complété par les points suivants :

- La cavité laser doit être adaptée pour la réalisation pratique des conditions de pompage.
- Elle doit être efficace dans la gestion de fortes puissances de pompe. Pour cela, une étude préliminaire sur le calcul de la lentille thermique et ses conséquences sur le mode laser est menée à l'aide du logiciel Lascad.
- La longueur de la cavité doit être suffisante pour permettre l'introduction d'un système de déclenchement, tout en restant aussi courte que possible pour limiter la durée des impulsions.
- Le faisceau laser ne doit pas subir de façon trop importante l'effet de la troncature à la traversée des extrémités de la fibre cristalline.

### 5.1.1 Simulations de la lentille thermique

Le calcul de la lentille thermique a été fait à l'aide de simulations sur le logiciel Lascad. Comme nous l'avons déjà mentionné, leur validité est limitée parce qu'elles ne permettent pas de tenir compte de la saturation de l'absorption. Cet effet de saturation est tout de même limité à la zone que j'avais appelé « zone filtrante » dans le chapitre 3. De plus, elle n'intervient qu'à partir de 150 W de pompe (voir Figure 4-20). Par ailleurs, la saturation de l'absorption qui est prépondérante de part et d'autre du point de focalisation de la pompe provoque une diminution locale de l'élévation de température car l'absorption est réduite. A priori, notre simulation aura donc tendance à surestimer les effets de lentille thermique générés.

A partir du calcul de la répartition de température par FEA, le logiciel détermine la variation locale de l'indice de réfraction dans tout le milieu et en déduit la lentille thermique.

Dans notre situation, assimiler la lentille thermique globale d'une fibre cristalline à une lentille simple est faux étant donné la longueur du matériau traversé. Par conséquent, nous reprenons la méthode détaillée par Julien Didierjean dans ses travaux de thèse afin de déterminer la « longueur thermique » équivalente de la fibre (notée  $L_{th}$ ). Sa définition repose sur l'utilisation d'une cavité {plan-plan} qui est formée entre un miroir  $M_1$  accolé à la face d'entrée de la fibre et un miroir  $M_2$ . La longueur thermique correspond à la distance maximale entre la fibre et le miroir  $M_2$  où la cavité reste stable (voir Figure 5-1).

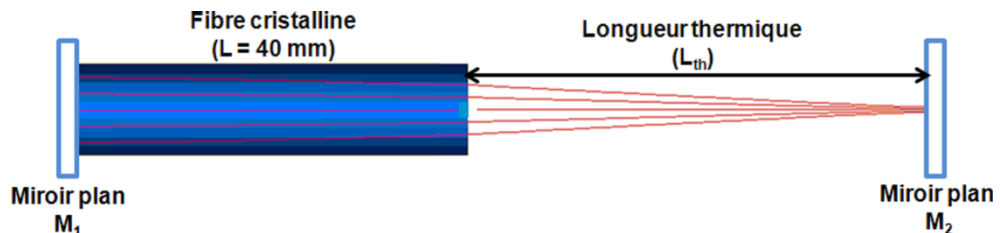


Figure 5-1 : Détermination de la « longueur thermique » ( $L_{th}$ ) due à la lentille thermique au sein d'une fibre cristalline. Cette dernière provoque la focalisation du faisceau et réduit la stabilité d'une cavité {plan-plan}.

Les paramètres de calculs sont identiques à ceux utilisés pour la caractérisation thermique du paragraphe 4.3.2. Comme on le voit sur la Figure 5-2, la variation de ce paramètre  $L_{th}$  est très importante avec la puissance de pompe (pour 200 W de pompe, elle est quasiment égale la longueur de la fibre).

Par conséquent, il est fondamental de dimensionner des cavités qui soient très peu sensibles à cet effet de lentille thermique. C'est l'objet du paragraphe suivant.

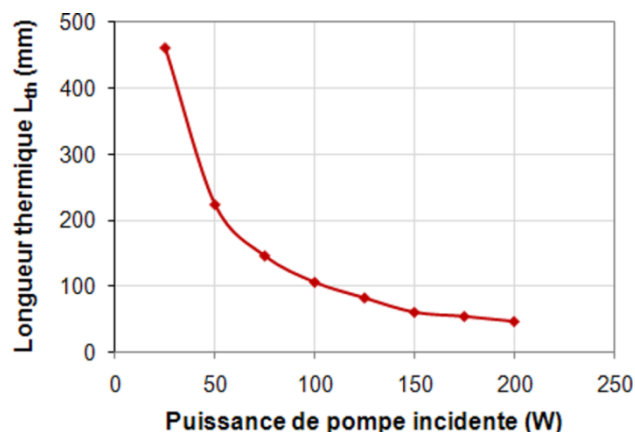


Figure 5-2 : Evolution de la longueur thermique avec la puissance de pompe.

### 5.1.2 Simulations des cavités laser

Le dimensionnement des cavités a également été réalisé à l'aide du logiciel Lascad dont le principe de calcul repose sur le formalisme des matrices ABCD. Les miroirs de cavité et la lentille thermique calculée précédemment permettent de déterminer l'évolution des faisceaux gaussiens dans la cavité laser. Afin de respecter les contraintes présentées précédemment, nous avons dimensionné deux types de cavités qui seront utilisées dans la suite de ce travail.

La première cavité est très similaire à celle utilisée par Julien Didierjean pour les fibres Nd:YAG. Elle présente l'avantage d'être à la fois courte (moins de 160 mm) et très simple à aligner. Elle est représentée sur la Figure 5-3 ci-dessous :

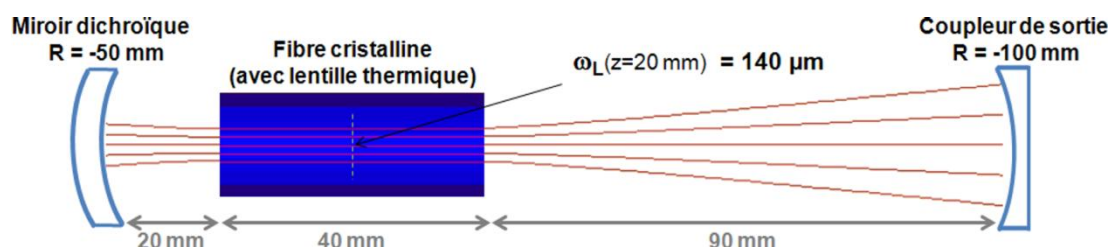


Figure 5-3 : Simulation sous Lascad d'une cavité biconcave en tenant compte de la lentille thermique de la fibre cristalline pour 200 W de pompe.

La seconde cavité est munie d'un bras où le faisceau laser diverge très peu (voir Figure 5-4). Elle offre donc plus de souplesse pour la suite de notre travail. En effet, le bras collimaté sera utile afin d'introduire des éléments optiques (comme un polariseur et un modulateur électro-optique). La contrepartie à cela est qu'elle a une longueur plus importante (plus de 340 mm).

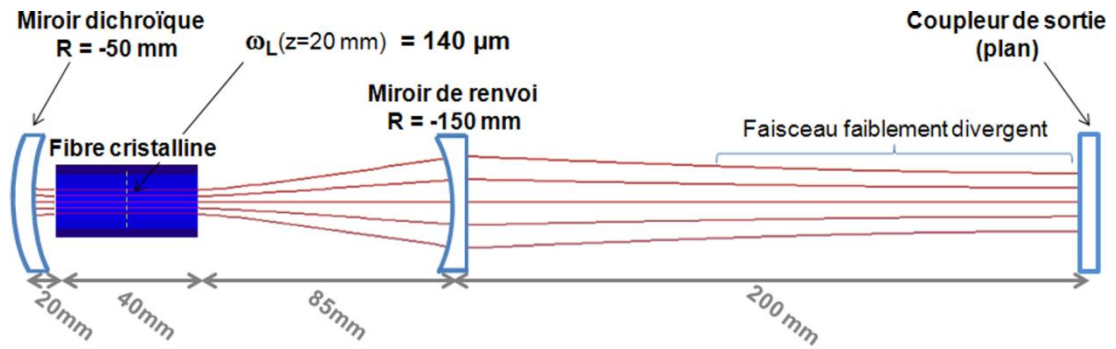


Figure 5-4 : Simulation sous Lascad d'une cavité à 3 miroirs en tenant compte de la lentille thermique de la fibre cristalline pour 200 W de pompe.

Dans les deux cas, les contraintes pour le pompage nous ont poussé à utiliser une cavité où il existe une faible distance entre la fibre et le miroir dichroïque : environ 20 mm. Cela permet de tenir compte de l'encombrement mécanique et de la distance frontale limitée des optiques de focalisation de la pompe.

Pour ces deux cavités, le faisceau laser  $TEM_{00}$  a bien un waist de l'ordre de  $140 \mu\text{m}$  situé au centre de la fibre cristalline. A chaque extrémité, le rayon du faisceau est de l'ordre de  $150 \mu\text{m}$  donc les pertes par diffraction devraient être limitées à moins de 1 %. Enfin, les cavités choisies semblent adaptées aux effets thermiques : la Figure 5-5 montre que le rayon du mode fondamental reste quasiment constant si la puissance de pompe varie de 0 à 200 W (en tenant compte de la lentille thermique). L'estimation inexacte de la lentille thermique sur le logiciel Lascad, ne devrait pas être pénalisante car nos cavités y sont quasiment insensibles sur notre plage d'utilisation.

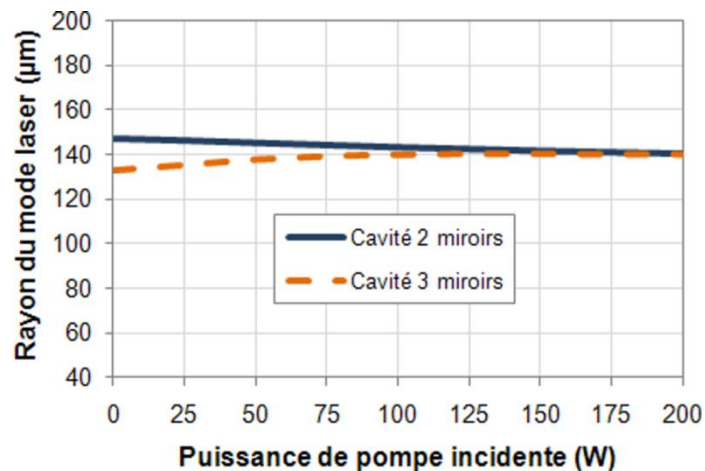


Figure 5-5 : Evolution de la taille du mode laser fondamental au centre de la fibre ( $z = 20 \text{ mm}$ ) en fonction de la puissance de pompe pour les deux cavités. (Résultats de simulations réalisées sous Lascad).

## 5.2 Oscillateurs en régime continu

Nous présentons, dans cette sous-partie, les meilleures performances obtenues en régime continu dans les conditions décrites précédemment. Il s'agissait d'une étape majeure dans la réalisation du projet afin de valider nos dimensionnements et notre procédé d'élaboration des fibres cristallines.

### 5.2.1 Comparaison entre une fibre $\mu$ PD et un barreau Czochralski à 60 W de pompe

Parmi les expériences lasers que nous avons effectuées, la première étape a été de comparer un barreau de type Czochralski (noté « Cz » dans la suite) à une fibre cristalline (notée «  $\mu$ PD ») dans les mêmes conditions. Il s'agissait d'une étape fondamentale qui a donc été réalisée très tôt dans le déroulement du projet. Ceci explique pourquoi la puissance de pompe dont nous nous disposions était de 60 W. Les spécifications de ces objets n'étaient pas exactement identiques : pour le barreau Cz, la longueur était de 35 mm et le dopage de 0,65 at.% tandis que la fibre  $\mu$ PD, la longueur était de 30 mm et le dopage de 0,7 at.%. Malgré les différences de longueur et de concentration, nos calculs montrent que le gain petit signal est relativement semblable : sur la Figure 3-17, on lit 2,05 pour le barreau Cz et 2,1 pour la fibre  $\mu$ PD. La comparaison dans des conditions expérimentales identiques a donc un sens. Les faces et la surface extérieure du barreau Cz ont été polies de façon à assurer le guidage du faisceau de pompe. Enfin, les deux objets laser ont été introduits dans la même cloche de traitement antireflets.

La comparaison a été faite dans la cavité représentée sur la Figure 5-6. Le miroir de sortie utilisé avait un coefficient de transmission égal à 10 %. Avec les deux milieux, les réglages sont optimisés de façon à obtenir la puissance de sortie la plus importante.

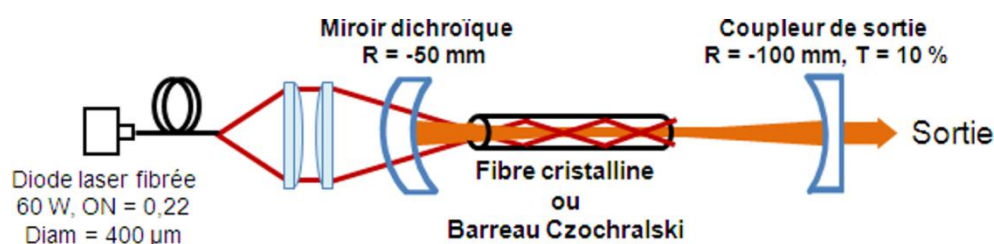


Figure 5-6 : Schéma expérimental.

Cette expérience nous a permis de réaliser la première démonstration d'un effet laser dans une fibre cristalline en Yb:YAG élaborée par la technique de croissance micro-pulling down. Les courbes d'efficacité laser obtenues dans les deux cas sont comparées sur la Figure 5-7. Nous avons donc obtenus 11,2 W de puissance laser à 1030 nm pour une puissance de pompe de 55 W. Cela correspond à une pente d'efficacité de 34 % dans les deux cas (dans la partie linéaire de la courbe : au-delà de 30 W de pompe). Ainsi, le comportement de la fibre cristalline est de toute évidence très similaire à celui du barreau Cz. La fibre cristalline obtenue par croissance micro-pulling down et le barreau obtenu par la technique de croissance Czochralski sont de qualité tout à fait comparable. De plus le

résultat de la croissance avec la technique micro-pulling se fait directement aux dimensions voulues sans étape fastidieuse de polissage.

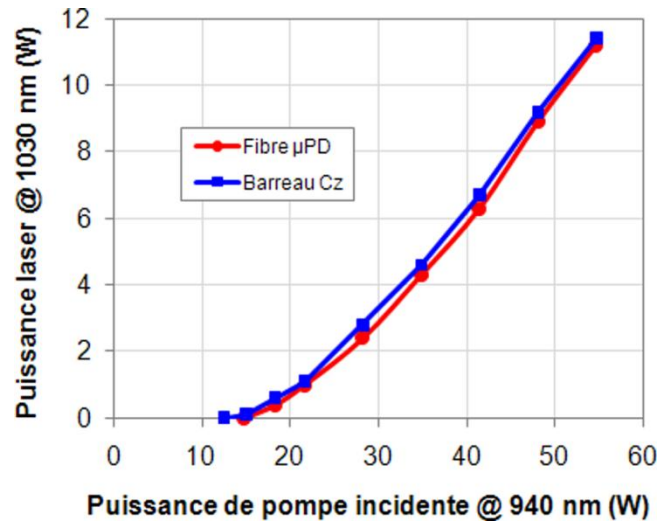


Figure 5-7 : Comparaison des courbes d'efficacité laser obtenues avec une fibre cristalline et un barreau élaboré par croissance Czochralski.

Avec les deux types de milieux laser, la qualité de faisceau est identique. Nous avons mesuré une valeur du facteur de qualité de 2,5 au maximum de la puissance de pompe (voir Figure 5-8). Cette valeur est bien inférieure à 5 tel que nous l'avions prédit lors de notre dimensionnement.

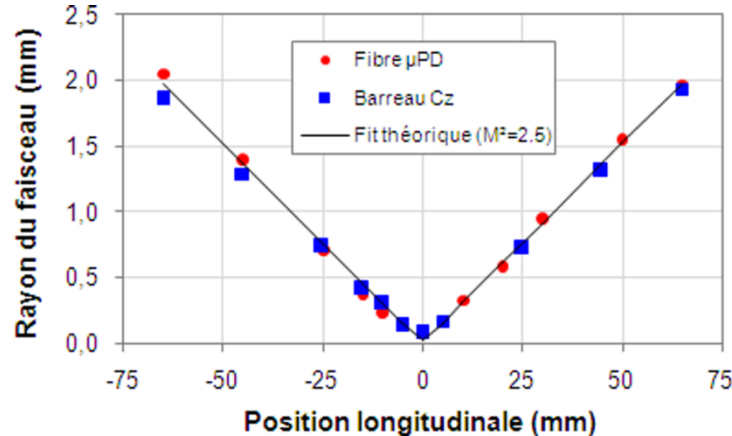


Figure 5-8 : Comparaison du facteur de qualité des faisceaux émis avec une fibre cristalline et un barreau Czochralski pour 11 W de laser émis.

Avec la fibre cristalline, nous avons également étudié l'évolution du facteur  $M^2$  avec la puissance de pompe. Les résultats sont reproduits sur la Figure 5-9. Comme attendu, la valeur de facteur de qualité  $M^2$  augmente avec la puissance de pompe. En effet, le nombre de modes transverses susceptibles d'exister dans la cavité laser croît avec le gain et a fortiori avec la puissance de pompe. Le facteur  $M^2$  semble atteindre une valeur maximale autour de 2,5. Si cette tendance se confirme pour des puissances de pompe plus importantes, cela traduirait le fait que le concept de zone filtrante introduit dans le chapitre théorique 3 permet bien de limiter le caractère multimode de notre émission laser.

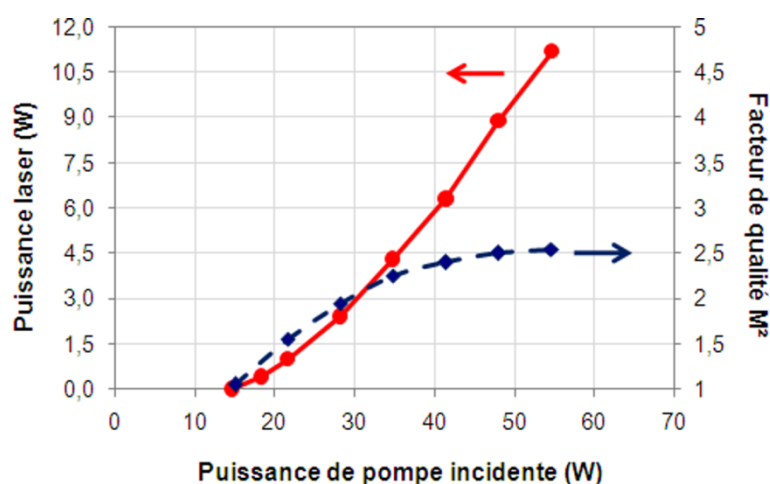


Figure 5-9 : Evolution du facteur de qualité  $M^2$  et de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente dans une fibre cristalline.

Cette première étape dans la réalisation de notre système est très encourageante car les performances des fibres cristallines n'ont rien à envier à celles du barreau Czochralski : la puissance laser de sortie, l'efficacité et la qualité de faisceau sont identiques. La suite de notre étude portera donc sur la montée en puissance du système à fibre cristalline.

## 5.2.2 Montée en puissance : performances pour 200 W de pompe

Les fibres cristallines utilisées dorénavant sont celles dimensionnées au paragraphe 3.4.2 (1 mm de diamètre, 40 mm de long et dopées à 1 at.% en ions  $Yb^{3+}$ ).

### 5.2.2.1 Résultats avec la cavité biconcave

Dans un premier temps, nous avons étudié la montée en puissance de notre système en utilisant la cavité identique à celle qui avait été optimisée pour la comparaison avec le barreau Czochralski. Le schéma est reproduit sur la Figure 5-10.

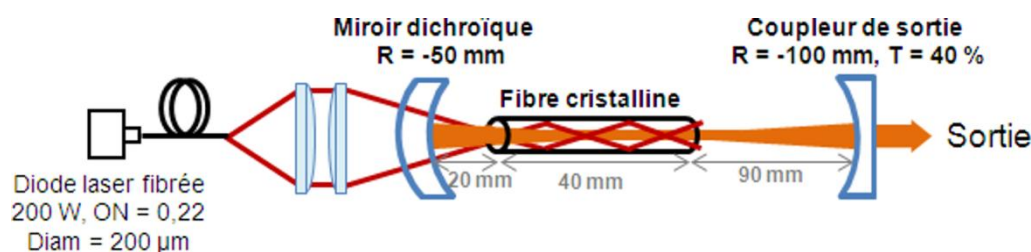


Figure 5-10 : Schéma expérimental de la cavité laser.

Les optiques d'imagerie de la pompe dans la fibre cristalline ont été adaptées car la sortie de la diode laser de 200 W se fait sur un rayon de fibre de  $100 \mu\text{m}$ . La taille du waist de pompe est de  $200 \mu\text{m}$  de rayon. La longueur totale de la cavité est de 160 mm. La courbe d'efficacité est reproduite sur la Figure 5-11. Nous avons obtenu une puissance laser maximale de 55 W à 1030 nm pour une puissance incidente de 190 W sur la fibre cristalline. Cela correspond à une pente d'efficacité de plus de 35 %.

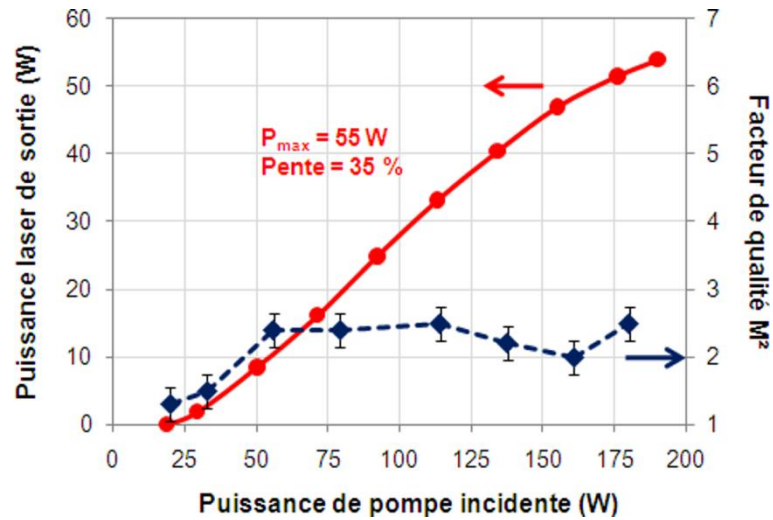


Figure 5-11 : Courbes d'efficacité laser et d'évolution du facteur  $M^2$  mesuré pour un pompage jusqu'à 190 W incident sur la fibre cristalline en Yb:YAG.

Le résultat de la mesure du facteur  $M^2$  au maximum de puissance est reproduit sur la Figure 5-12. On obtient une valeur de 2,5 qui est identique à celle mesurée précédemment.

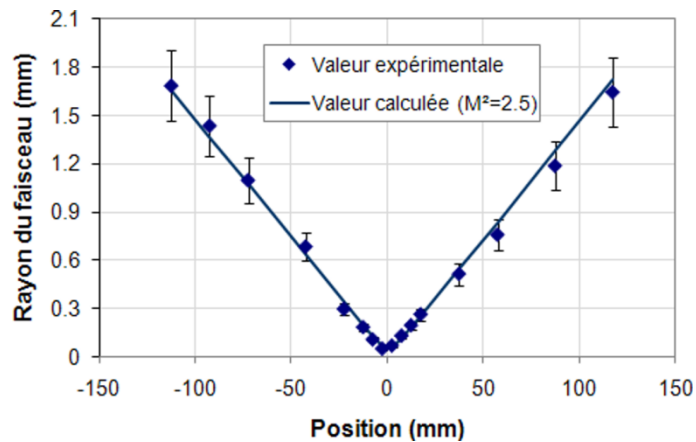


Figure 5-12 : Mesure de la qualité spatiale du faisceau pour une puissance laser émise de 55 W.

Sur la Figure 5-11 précédente, nous avons tracé l'évolution du facteur de qualité  $M^2$  de l'émission laser avec la puissance de pompe. En tenant compte des incertitudes de mesures (estimées à environ 10 % en raison du positionnement manuel de la caméra sur l'axe optique), on se rend bien compte que l'émission laser reste de bonne qualité : le facteur  $M^2$  atteint une valeur asymptotique de l'ordre de 2,5. Cela confirme donc les premiers résultats de la Figure 5-9 pour une gamme de puissances de pompe plus élevées. Les résultats expérimentaux confirment l'intérêt de la zone filtrante mis en avant au cours du dimensionnement. L'évolution du profil d'intensité du faisceau laser représentée sur la Figure 5-13 en témoigne également. Le profil d'intensité reste très proche de celui d'une gaussienne voir d'une supergaussienne d'ordre 4 comme nous l'avions supposé dans le chapitre 3. Par ailleurs, la légère déformation à forte puissance est révélatrice de l'apparition probable de perturbations thermiques au sein de notre milieu



dans une direction de la fibre. Cependant, celles-ci n'apparaissent qu'à puissance maximale et elles n'ont qu'une influence minimale sur la valeur du facteur de qualité du faisceau.

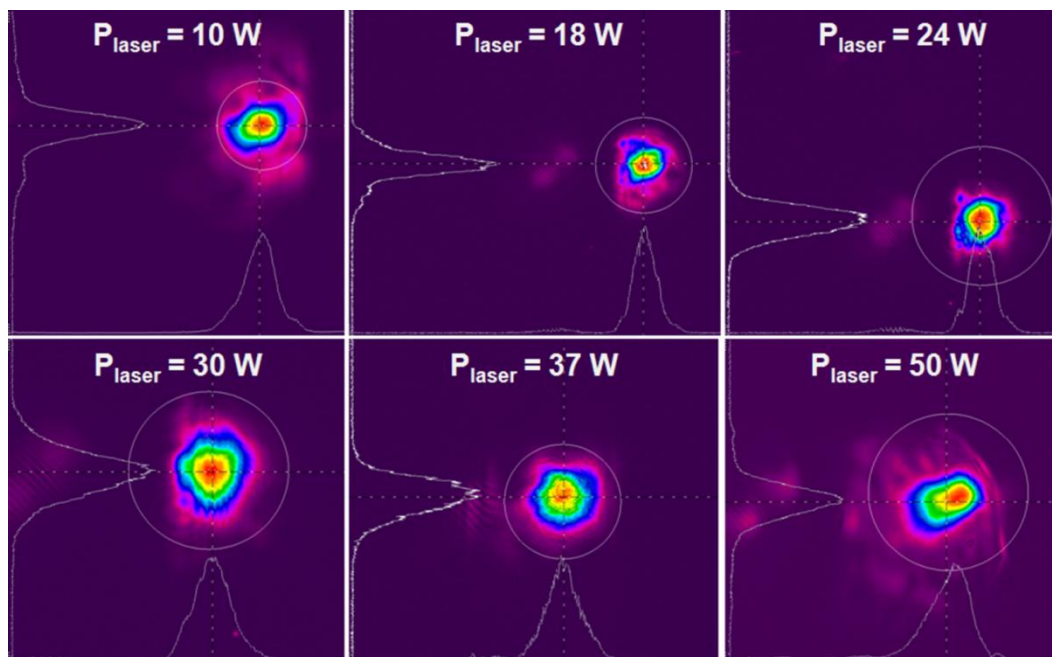


Figure 5-13 : Evolution du profil d'intensité laser avec la puissance de sortie.

### 5.2.2.2 Résultats avec la cavité à 3 miroirs

Je présente dans ce paragraphe les tout derniers résultats obtenus grâce aux différentes phases d'améliorations du processus de développement des fibres cristallines (croissance, caractérisations, polissage des faces, refroidissement etc...). La fibre présentait les mêmes spécifications que celle utilisée précédemment (longueur de 40 mm, diamètre de 1 mm et taux de dopage égal à 1 at.%). La cavité utilisée était celle à 3 miroirs définie sur la Figure 5-4. Un miroir plan de 40 % de transmission à 1030 nm a servi de coupleur de sortie. La courbe d'efficacité laser obtenue est représentée sur la Figure 5-14.

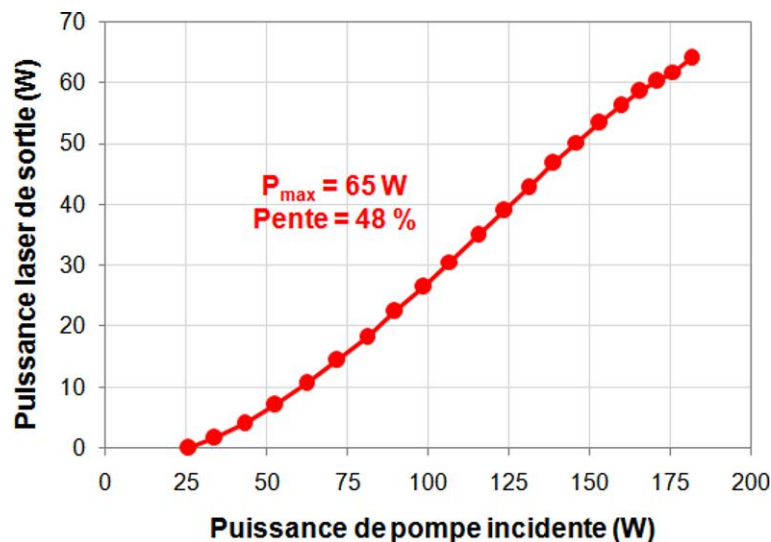


Figure 5-14 : Courbe d'efficacité laser dans la cavité à 3 miroirs.

La puissance laser maximale atteint cette fois près de 65 W à 1030 nm pour une puissance de pompe incidente de 180 W sur la fibre cristalline à 940 nm. La pente d'efficacité correspondante est donc de 48 %.

L'étude est toutefois incomplète car nous n'avons pas eu le temps de mesurer le facteur de qualité  $M^2$ . Cependant, nul doute que notre concept de zone filtrante permet de limiter sa valeur.

### 5.2.3 Premier laser à fibre cristalline de 400 $\mu\text{m}$ de diamètre

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats préliminaires obtenus au cours du développement de fibres cristallines de diamètre inférieur à 1 mm. Ce développement est rendu possible grâce à notre technique de fabrication qui permet effectivement la réduction du diamètre du milieu à gain. Comme nous l'avons montré sur la Figure 3-32, favoriser de cette façon la concentration de la puissance de pompe permettra d'augmenter le gain disponible. Nous avons travaillé sur un diamètre de croissance des fibres de 400  $\mu\text{m}$  et nous avons conservé le taux de dopage à 1 at.%. Nous avons choisi d'étudier des échantillons de 50 mm de long pour limiter les pertes par diffraction aux extrémités de la fibre. Avant de présenter les résultats laser, nous introduisons le résultat de quelques caractérisations spécifiques à ces échantillons étant donné leur faible diamètre.

#### 5.2.3.1 Qualité intrinsèque des fibres de 400 $\mu\text{m}$

Afin d'estimer la qualité optique de nos échantillons, nous avons mesuré l'efficacité de guidage. Elle est supérieure à 95 %, ce qui reflète de la bonne transparence et de l'absence de pertes par diffusion sur la surface<sup>i</sup>. L'absorption  $a$ , quant à elle, été mesurée à plus de 90 %. Comme on peut le voir sur la Figure 5-15, la saturation se distingue nettement plus que dans le cas des fibres de 1 mm. Cela est dû à l'augmentation de la densité de puissance au sein du milieu conformément à ce que l'on recherchait.

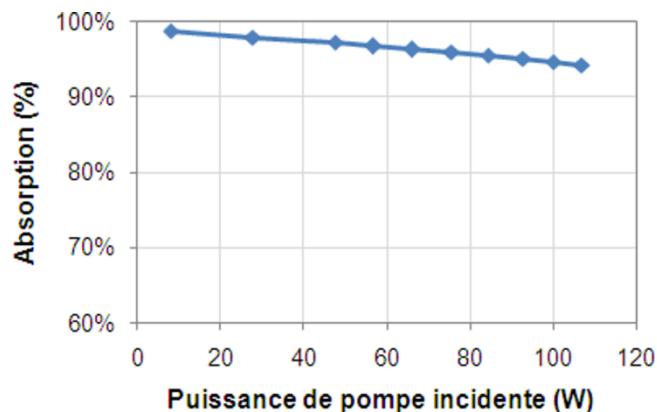


Figure 5-15 : Evolution de l'absorption dans une fibre de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre, de 50 mm de long et dopée à 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$ .

<sup>i</sup> Seule l'efficacité de guidage a été mesurée pour les fibres de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cette bonne valeur illustre quand même bien le fait que la transmission intrinsèque de ces objets doit être convenable.

### 5.2.3.2 Utilisation des fibres en tant que guide d'onde pour le laser

Au cours de cette étude préliminaire, nous avons utilisé les fibres cristallines dans une configuration particulière : elle est différente du concept présenté dans le paragraphe 1.6. Le principe est représenté sur la Figure 5-16. Le mode laser n'est plus imposé par la cavité, mais par la fibre elle-même. Cette dernière est placée dans la cavité de sorte que ses extrémités soient au centre de courbure de chaque miroir. Ainsi, tout rayon émis est renvoyé sur lui-même et se propage dans la cavité en étant guidé dans la fibre. L'alignement des miroirs en est fortement facilité avec un réglage par autocollimation sur les faces de la fibre.

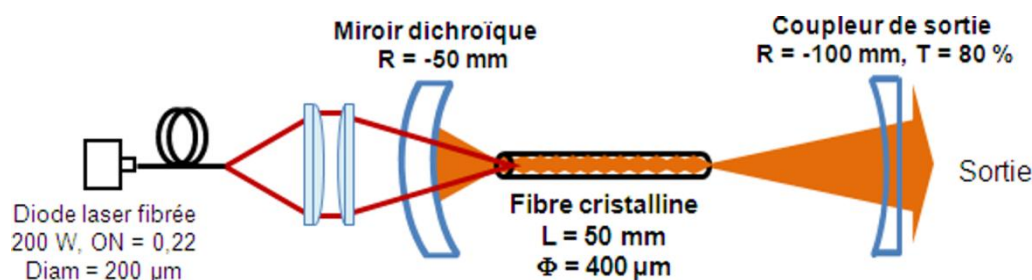


Figure 5-16 : Schéma expérimental de la cavité laser utilisée avec des fibres cristallines de 400 µm de diamètre servant de guide d'onde.

Malgré les pertes importantes subies par le faisceau à la traversée des extrémités de la fibre (pertes par diffraction) et les pertes par guidage, le seuil laser est atteint aisément. Afin d'obtenir une extraction efficace de la puissance laser, ces pertes peuvent être compensées en introduisant un coupleur de sortie de transmission importante<sup>i</sup>. La meilleure efficacité laser a été obtenue pour une transmission de 80 % à 1030 nm. Compte tenu de la transmission du coupleur et des pertes totales dans la cavité (estimées sur un aller-retour à plus de 25 %), le gain est donc considérable au sein des fibres cristallines de ce diamètre. Ce constat correspond bien aux prévisions théoriques faites dans le paragraphe 3.4.5.

Le résultat de cette expérience est reproduit sur la Figure 5-17 ci-dessous. Nous avons obtenu une puissance laser maximale de près de 27 W à 1030 nm pour une puissance de pompe incidente de 100 W. Cela correspond à une pente d'efficacité supérieure à 38 %. Il s'agit d'une valeur qui est de l'ordre de grandeur des efficacités obtenues précédemment.

<sup>i</sup> La pente d'efficacité est proportionnelle au rapport  $T/(T+\delta)$  avec  $T$  la transmission du coupleur et  $\delta$  les pertes passives. Donc si  $T \gg \delta$ , l'effet des pertes passives est minimisé.

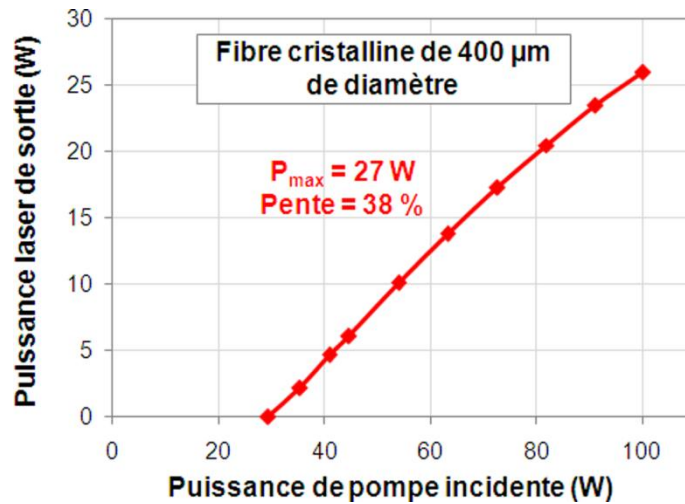


Figure 5-17 : Efficacité laser obtenue avec une fibre cristalline de 400 µm de diamètre, de 50 mm de long et dopée à 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$ .

Pour des raisons pratiques (liées à l'extension spatiale du faisceau sur le coupleur de sortie), nous n'avons pas pu mesurer convenablement le facteur  $M^2$  dans ce cas. Nous avons toutefois constaté que le faisceau était très multimode. Ceci était prévisible car le mode laser est imposé par un guide lui-même fortement multimode. Dans une configuration similaire avec une fibre en Nd:YAG de 1 mm de diamètre, Julien Didierjean avait obtenu un facteur  $M^2$  mesuré entre 15 et 22 [Didierjean '07]. Afin de limiter cette émission fortement multimode, il serait nécessaire de dimensionner un système où le faisceau laser ne serait pas guidé au sein de la fibre conformément au concept utilisé avec des échantillons de 1 mm. Maintenant que nous sommes assurés de la qualité intrinsèque de ces fibres, ceci fera certainement l'objet de futurs développements.

Par ailleurs, nous avons choisi de rester à des puissances de pompe inférieures à 100 W car au-delà, le traitement antireflet de la face d'entrée a été endommagé. Nous n'avons pas une explication complète et définitive à cela. Mais il semble que la surface de la face de la fibre soit de faible qualité sur la zone utile (soit ici, toute la surface de la fibre) et le dépôt de couches minces est rendu très délicat par la rugosité intrinsèque. Celle-ci est bien visible sur la Figure 5-18 ci-dessous où la rugosité dépasse 120 nm (RMS). Cette valeur est inférieure à celle obtenue sur une fibre cristalline de 1 mm de diamètre de près d'un ordre de grandeur.

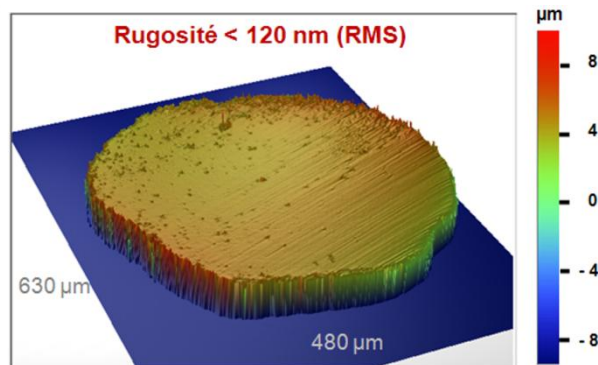


Figure 5-18 : Exemple d'une face de fibre cristalline de 400 µm.

Malgré ces limitations, il s'agit d'un premier pas important vers le développement de milieux lasers susceptibles d'être extrêmement compétitifs face aux configurations décrites au chapitre 1. En particulier, nous discuterons dans le chapitre suivant du potentiel des fibres cristallines en tant que milieux amplificateurs. Pour cela, seule la technique de croissance micro-pulling down permet à l'heure actuelle d'obtenir des cristaux de cette dimension avec une qualité laser prometteuse.

### 5.3 Oscillateurs en régime déclenché

Dans la perspective d'obtenir des impulsions de forte puissance moyenne et de forte puissance crête, ce paragraphe est consacré aux justifications des choix technologiques et de leur mise en œuvre pour la réalisation d'un oscillateur laser déclenché.

#### 5.3.1 Le régime déclenché : principe de fonctionnement et moyens de réalisation

##### 5.3.1.1 Introduction théorique

Le fonctionnement en régime déclenché d'un oscillateur laser repose sur la variation temporelle du facteur de qualité  $Q$  de la cavité<sup>i</sup>. Ce facteur de qualité étant proportionnel aux pertes intrinsèques de l'oscillateur, induire une variation brutale de ce facteur (aussi appelé « *Q-Switching* » en anglais) génère la création d'impulsions laser dans la cavité. Nous rappelons simplement ici les principes généraux afin d'introduire les équations qui gouvernent ce mode de fonctionnement. Ces résultats nous serviront de guide pour effectuer les choix technologiques de notre système.

Afin de faire varier les pertes dans la cavité, il est nécessaire d'introduire un élément extérieur. Compte tenu des applications visées à terme, il est intéressant d'introduire un élément actif : le taux de modulation (rapport entre les pertes maximales et les pertes minimales introduites) et la cadence de fonctionnement sont contrôlés de façon externe. Un comparatif entre deux types de modulateurs (acousto-optique et électro-optique) sera fait dans le paragraphe suivant.

L'évolution temporelle des différents paramètres de la cavité est représentée sur les chronogrammes de la Figure 5-19 qui schématise le passage d'un état à fortes pertes à l'état de faibles pertes.

---

<sup>i</sup> Le facteur de qualité  $Q$  d'un oscillateur est par définition proportionnel au rapport entre l'énergie stockée et l'énergie dissipée en un cycle d'oscillation (aller-retour). Il peut être défini par la relation :  $Q = \omega_{\text{oscill}} \cdot \tau_c / \delta_{\text{tot}}$  où  $\omega_{\text{oscill}}$  est la pulsation d'oscillation ( $=2\pi c/\lambda$ ),  $\tau_c$  le temps d'aller retour des photons dans la cavité et  $\delta_{\text{tot}}$  les pertes totales dans la cavité [Siegman '86].

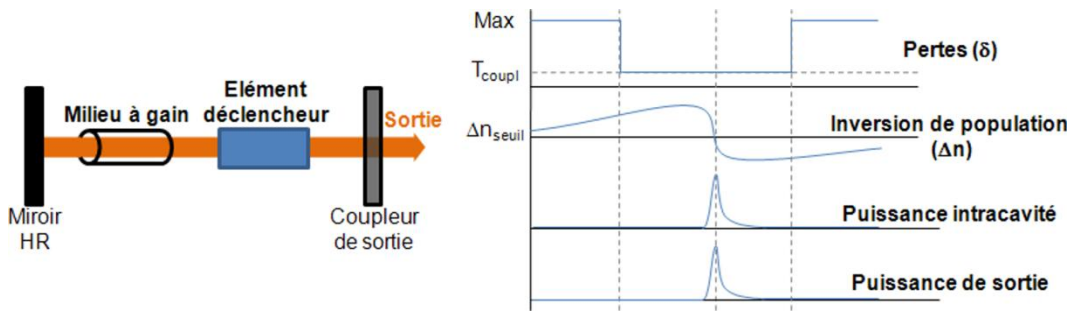


Figure 5-19 : A droite : Schéma de principe d'un oscillateur déclenché.  
A gauche : évolution temporelle des paramètres de l'oscillateur.

Quand les pertes maximales sont imposées, le gain dans le milieu laser ne permet pas de dépasser les pertes. Le milieu stocke alors de l'énergie de pompe sous la forme d'inversion de population. Seule l'émission spontanée réduit cette quantité qui, au bout d'un certain temps, permet d'atteindre une valeur de gain largement supérieure aux pertes du régime continu (principalement dûes à la transmission du coupleur  $T_{\text{coupl}}$ ). Quand le modulateur provoque à nouveau le basculement de pertes de l'état haut à l'état bas, l'amplification de l'émission spontanée provoque l'augmentation lente du nombre de photons intracavité et de la puissance intracavité. Quand le seuil est dépassé, l'énergie stockée (inversion de population) est rapidement extraite en créant une impulsion. Le maximum de cette impulsion correspond au moment où l'inversion est égale au seuil  $\Delta n_{\text{seuil}}$ . L'inversion décroît ensuite jusqu'à atteindre sa valeur minimale. La puissance extraite à l'extérieure de l'oscillateur est donc l'image du nombre de photons intracavité.

Les évolutions de l'inversion de population et du nombre de photons intracavité  $q$  sont reliées par les équations différentielles couplées suivantes (en négligeant la réabsorption à la longueur d'onde laser et en supposant que le faisceau laser est de section  $A$ ) :

$$\frac{d\Delta n}{dt} = R_p - \frac{\Delta n}{\tau_{\text{fluo}}} - \frac{\sigma_{\text{em}} \cdot c}{A \cdot L_c} \Delta n \cdot q \quad \text{I.5.3}\{1\}$$

$$\frac{dq}{dt} = \sigma_{\text{em}} \cdot c \frac{1}{L_c} \Delta n (q + 1) - \frac{q}{\tau_c} \quad \text{I.5.3}\{2\}$$

Avec  $R_p$  le taux de pompage,  $\tau_{\text{fluo}}$  le temps de fluorescence dans le milieu à gain,  $\sigma_{\text{em}}$  la section efficace d'émission,  $c$  la célérité de la lumière,  $L_c$  la longueur optique de la cavité,  $l$  la longueur du milieu à gain et  $\tau_c$  le temps de vie des photons dans la cavité.

Le temps de vie des photons dans la cavité est défini par la relation suivante :

$$\tau_c = \frac{2 \cdot L_c}{c} \frac{1}{\delta - \ln(R_{\text{coupl}})} \quad \text{I.5.3}\{3\}$$

Avec  $\delta$  les pertes passives sur un aller-retour et  $R_{\text{coupl}}$  le coefficient de réflexion du coupleur de sortie.

En négligeant l'influence du taux de pompage et de l'émission spontanée devant la contribution de l'émission stimulée durant le processus de création de l'impulsion, ces équations peuvent être résolues. Cela donne accès à la prédiction des valeurs de l'énergie de sortie, de la durée d'impulsion et de la durée du temps de création connaissant les valeurs extrémales de l'inversion de population à différents instants du cycle décrit sur la Figure 5-19. Ce n'est pas l'objet de cette étude, mais je renvoie le lecteur à la résolution détaillée dans les références suivantes : [Svelto '89] ou [Degnan '89]. Ce dernier propose également des solutions aux équations I.5.3{1} et I.5.3{2} afin d'optimiser le fonctionnement du système. C'est le cas pour le coefficient de réflexion du miroir de sortie (selon l'expression I.5.3{4}) et pour la durée des impulsions (selon l'expression I.5.3{5}) en fonction du paramètre sans dimensions  $z = 2g_0 \cdot l / \delta$  (avec  $g_0$  le gain linéique petit signal disponible dans le milieu).

$$R_{\text{coupl}}^{\text{optim}} = \exp \left[ -\delta \cdot \left( \frac{z-1-\ln z}{\ln z} \right) \right] \quad \text{I.5.3\{4\}}$$

$$\tau_{\text{imp}} = \frac{\tau_c}{\delta} \cdot f(z) \quad \text{I.5.3\{5\}}$$

Avec

$$f(z) = \left( \frac{\ln z}{z \cdot \left[ 1 - \frac{z-1}{z \cdot \ln z} \cdot \left( 1 - \ln \left( \frac{z-1}{z \cdot \ln z} \right) \right) \right]} \right) \quad \text{I.5.3\{6\}}$$

Cette dernière expression est une fonction décroissante de  $z$ , donc avec le gain petit signal du milieu. Par conséquent, si les paramètres de la cavité sont fixés, plus le gain sera important, plus la durée des impulsions sera courte.

Les deux relations I.5.3{4} et I.5.3{5} guideront les expériences suivantes. La durée de l'impulsion est directement proportionnelle au temps de vie des photons dans la cavité. Ce dernier dépend, quant à lui, des pertes dans la cavité selon l'expression I.5.3{3}. Comme nous souhaitons générer les impulsions les plus courtes possibles avec une énergie conséquente, trois solutions sont donc à privilégier : d'une part **diminuer la longueur optique de la cavité** et d'autre part **augmenter la transmission du coupleur de sortie** et enfin **avoir le gain petit signal le plus important**.

### 5.3.1.2 Quelle technologie pour le déclenchement ?

Nous connaissons donc les moyens a priori afin d'obtenir les impulsions les plus courtes possibles. Il reste maintenant à définir la technologie la plus adaptée à notre problématique. Pour cela, nous allons comparer les deux types de technologie de déclenchement actif qui sont le plus fréquemment utilisés dans les systèmes lasers de forte puissance : les modulateurs acousto-optiques et les modulateurs électro-optiques.

### Modulateur acousto-optique

Ce genre de système est très fréquemment utilisé dans les systèmes commerciaux en raison de son coût largement inférieur à celui d'un modulateur électro-optique. Un modulateur acousto-optique est principalement composé d'un cristal sur lequel est monté un transducteur électrique. Ce dernier, commandé par une tension sinusoïdale radiofréquence périodique, provoque l'apparition de contraintes acoustiques dans le cristal. Ces contraintes entraînent la formation d'un réseau d'indice (aussi appelé réseau acoustique) dans le cristal<sup>1</sup>. Inséré dans une cavité, la diffraction du faisceau sur ce réseau provoque l'apparition contrôlée de pertes. En fonction de l'efficacité de diffraction de l'onde optique, deux modes d'interactions peuvent être distingués. Le régime de Raman-Nath (pour lequel l'efficacité est limitée) est utile pour faire diffracter des faisceaux de diamètre important et non polarisé. La diffraction se fait en général à incidence normale dans le cristal sur de nombreux ordres symétriques. Dans ce cas, l'efficacité est de l'ordre de 50 % dans un modulateur usuel. L'avantage de ce système repose sur sa simplicité de mise en œuvre. Pour cette raison, nos premiers essais seront faits avec un modulateur fonctionnant selon ce principe.

Le second mode de fonctionnement (aussi appelé régime de Bragg) permet quant à lui d'atteindre des efficacités de plus de 80 % dans un unique ordre de diffraction. Ceci n'est possible qu'avec des faisceaux de bonne qualité spatiale et d'extension spatiale limitée. La mise en œuvre est plus délicate car il faut se placer à l'angle de Bragg et définir de façon adéquate les spécifications du cristal.

Le temps de réponse de ces modulateurs dépend principalement du temps de parcours de l'onde acoustique à travers le cristal et de la dimension du faisceau incident. Il est en général de l'ordre de quelques nanosecondes, ce qui est suffisant par rapport au temps de création de l'impulsion qui est supérieur à la centaine de nanosecondes.

### Modulateur électro-optique

Ce type de modulateur exploite l'effet électro-optique (ou effet Pockels) au sein d'un cristal dont les faces sont en contact avec des électrodes. L'application d'une forte tension (généralement de plusieurs centaines de volts) à ces bornes provoque la rotation des axes de polarisation proportionnellement à la tension [Koechner '06].

Dans un système laser déclenché composé d'une cavité linéaire, le modulateur est associé à un polariseur et à une lame quart d'onde dans une configuration à double passage. Le faisceau est coupé si aucune tension ( $V=0$ ) n'est pas appliquée. Si la tension quart d'onde ( $V=V_{\lambda/4}$ ) est appliquée, le cristal est équivalent à une lame quart d'onde et le faisceau laser est transmis dans le reste de la cavité. Selon ce principe le taux d'extinction atteint généralement près de 100 %. Ceci est utile dans les systèmes où le gain est très important et où les modulateurs acousto-optiques sont limités. Le cristal électro-optique

---

<sup>1</sup> Ce phénomène a été mis en évidence par Léon Brillouin en 1922 [Brillouin '22].



présente le désavantage de nécessiter l'utilisation d'un faisceau laser collimaté afin d'induire une rotation de la polarisation homogène. Dans notre cas, pour introduire convenablement une lame quart d'onde et un polariseur, la cavité à 2 miroirs ne conviendra pas. Dans ces conditions, le modulateur acousto-optique est plus simple à utiliser.

Les cristaux qui ont des propriétés électro-optiques sont généralement en K\*DP, en BBO ou en RTP... Ce dernier nécessite l'application d'un champ électrique transversalement à l'axe optique pour induire une rotation de ses axes. La tension nécessaire y est plus faible que dans le cas des autres cristaux (inférieures à 1 kV à une longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$  contre plus de 5 kV pour le BBO par exemple). Le coût du système électronique en est donc réduit. Cela permet d'atteindre des temps de réponses inférieurs à 5 ns. La cadence de fonctionnement peut atteindre plusieurs dizaines de kHz alors le K\*DP est généralement limité quelques kHz avec des temps de réponse plus long (parce que le champ électrique est appliqué longitudinalement à l'axe de propagation du faisceau).

En définitive, les premiers essais présentés ici ont été effectués avec un modulateur acousto-optique fonctionnant en régime de Raman-Nath. Cependant, les limitations de ce dernier en terme de taux d'extinction laissent penser que notre système pourrait bénéficier à terme de l'utilisation d'un modulateur électro-optique.

### 5.3.2 Résultats pour 60 W de pompe

Suite aux premiers résultats en régime continu avec la diode laser de 60 W, nous avons fait une première étude du régime déclenché avec les fibres cristallines dimensionnées pour cette puissance de pompe. Par rapport au régime continu, nous avons simplement introduit un modulateur acousto-optique dans la cavité (voir Figure 5-20).

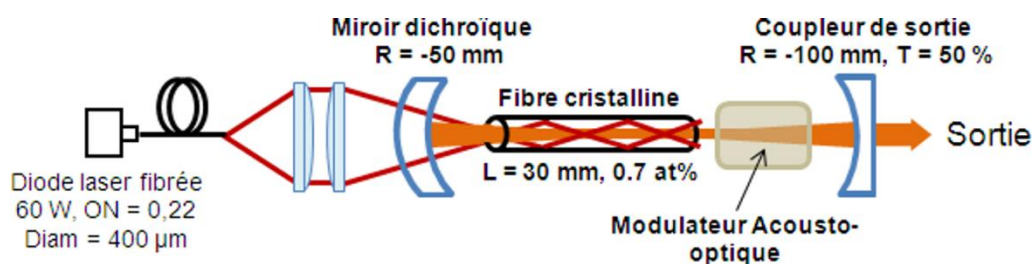


Figure 5-20 : Schéma expérimental du régime déclenché à 60 W de pompe.

La transmission du coupleur optimal en régime continu était de 10 %. Avec un gain petit signal  $G_0$  mesuré à 1,6, on peut estimer (à l'aide de la formule I.5.3{4}) que le coupleur optimal qui maximise l'énergie en sortie doit avoir une transmission de 13 % environ (avec  $\delta = 3$  % de pertes). Toutefois, nous avons choisi d'utiliser un coupleur de 50 % de transmission afin de favoriser l'extraction d'énergie (donc de limiter la densité intracavité) et également de réduire la durée des impulsions.

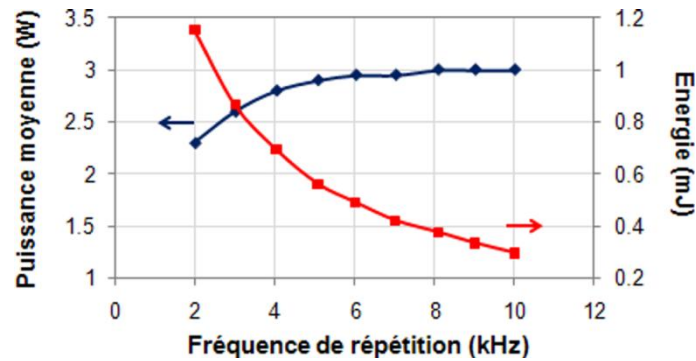


Figure 5-21 : Evolution de la puissance moyenne et de l'énergie par impulsion avec la fréquence de répétition.

La Figure 5-21 montre l'évolution de la puissance moyenne obtenue en fonction de la fréquence de fonctionnement du modulateur. La puissance moyenne est réduite de 11,2 W en continu à **3 W** en régime déclenché (pour des fréquences supérieures à 6 kHz) parce que le coupleur a changé. Lorsque le modulateur est éteint, la puissance moyenne en régime continu était de 3,5 W, ce qui prouve que l'extraction est bien efficace en régime impulsionnel.

Nous sommes parvenus à diminuer la cadence jusqu'à **2 kHz** et nous avons obtenu une puissance moyenne de **2,3 W**. L'énergie correspondante est alors de **1,15 mJ**. Sur la Figure 5-22, est reproduite l'évolution de la durée des impulsions en fonction de la cadence. La durée des impulsions est mesurée à l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscilloscope. La durée minimale obtenue est de **17 ns**. Théoriquement, elle est de l'ordre de 15 ns (en utilisant la formule 1.5.3{5}). Compte tenu des incertitudes pour estimer les pertes, le gain ou le coefficient de réflexion du coupleur, la différence entre les deux valeurs est justifiée. La puissance crête correspondante est donc de **66 kW**.

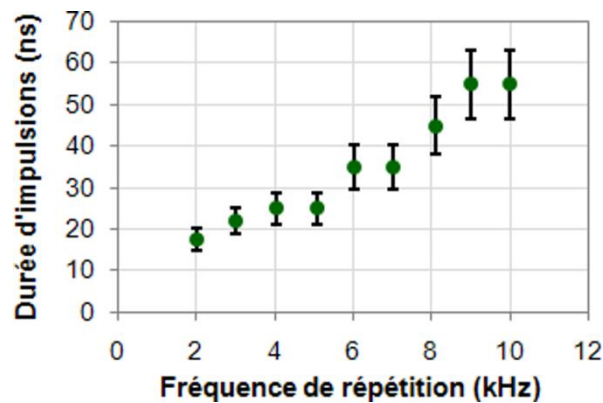


Figure 5-22 : Evolution de la durée des impulsions en fonction de la fréquence de répétition.

En réduisant la cadence à 1 kHz, nous avons endommagé les traitements sur la face d'entrée de la fibre cristalline. Compte tenu des résultats obtenus et des paramètres géométriques du faisceau laser, nous avons estimé que le seuil de dommage du traitement utilisé était de l'ordre de 1,5 J/cm<sup>2</sup>. Cette valeur est relativement faible par rapport à ce qu'il est possible de faire avec des traitements « durs » de quelques couches diélectriques (et

pas à base de couches multiples). Ces performances sont donc susceptibles d'être améliorées.

En dépit de cette limitation, l'ensemble des résultats regroupés dans le Tableau 5-2 sont prometteurs pour la montée en puissance de notre système. C'est l'objet du paragraphe suivant.

### 5.3.3 Vers la montée en puissance

Le temps de vie des photons dans la cavité à 2 miroirs est très court ( $\tau_c \sim 1,6$  ns), donc nous avons choisi de conserver le même montage que précédemment en ne changeant que la diode de pompe et les fibres cristallines avec des spécifications adaptées à 200 W. Compte tenu des limitations liées au traitement sur les faces de la fibre, nous avons travaillé avec un nouveau sous-traitant qui est capable de faire des dépôts dont le seuil de dommage atteint 5 à 10 J/cm<sup>2</sup> dans notre gamme d'utilisation à 1  $\mu$ m et avec des impulsions d'une durée de l'ordre de 10 ns.

Avec ces échantillons, nous avons conservé dans un premier temps la configuration du régime continu avec un coupleur de sortie de 40 % de transmission. Nous sommes donc restés à des cadences supérieures à 10 kHz afin de limiter l'énergie dans la cavité. Ainsi, nous avons obtenu les résultats de la Figure 5-23 en fixant la cadence à 20 kHz.

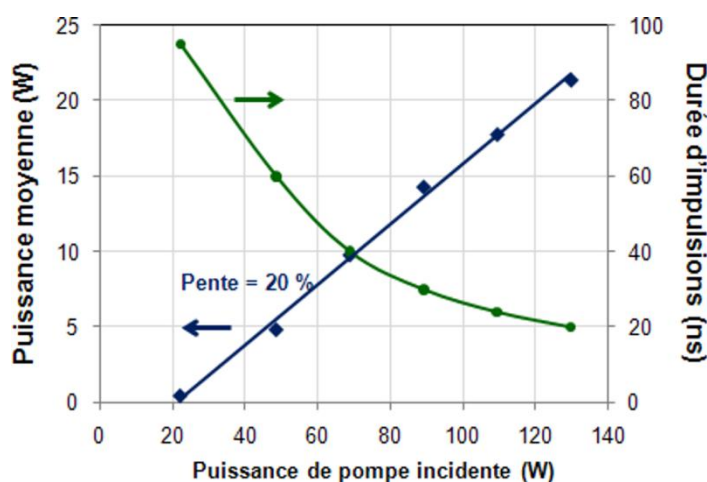


Figure 5-23 : Evolution de la puissance moyenne et de la durée des impulsions avec la puissance de pompe incidente à une cadence de 20 kHz.

Nous avons obtenu une puissance moyenne maximale de **22 W pour 130 W** de puissance de pompe incidente. L'énergie par impulsions était donc de **1,1 mJ**. La durée des impulsions diminue bien avec la puissance de pompe (donc avec le gain disponible dans la fibre cristalline) et elle atteint **20 ns** pour 130 W. Cela correspond à une puissance crête de **54 kW**. La durée théorique atteignable serait de 10 ns dans cette configuration. Cependant, comme nous travaillons à haute cadence, le gain disponible n'est pas maximal donc la durée d'impulsions est allongée. Le maximum de gain est atteint pour des cadences inférieures à 1 kHz (correspondant à une durée supérieure au temps de fluorescence  $\tau_{\text{fluor}}$ ).

Par rapport au régime continu, l'efficacité de notre système est dans ce cas réduite à une pente de **20 %**. Nous expliquons ceci par plusieurs facteurs qui introduisent des pertes importantes dans notre cavité. D'une part, la fibre utilisée avait une transmission intrinsèque moins bonne à cause des traitements antireflets. Ces derniers ont certes un meilleur seuil de dommage, mais un coefficient de transmission également plus élevé : 99,3 % contre plus de 99,8 % avec des multicouches. Par ailleurs, le modulateur acousto-optique n'était pas spécifié à 1030 nm mais à 1064 nm, donc les pertes introduites sont également non négligeables (mesurées à environ 95 %). Ces raisons expliquent la différence entre la puissance en continu pour 130 W incident (supérieure à 35 W sur la Figure 5-11) et la puissance à haute cadence (de 22 W). Lorsque le modulateur était éteint, la puissance obtenue était de 23 W ce qui prouve que l'extraction de la puissance se faisait de façon convenable en régime déclenché.

Pour des puissances de pompe supérieures, nous avons été limités par le taux d'extinction de notre modulateur acousto-optique. Il apparaissait un fond continu malgré les pertes introduites par le modulateur. Afin d'empêcher la génération de ces oscillations parasites, la cavité a été involontairement désalignée par rapport au régime continu : cet aspect a probablement contribué à réduire l'efficacité de notre système.

Afin d'exploiter au mieux le potentiel de notre système pour la génération de forte énergie avec de courtes impulsions, nous avons remplacé le miroir de sortie par un coupleur de 80 % de transmission à 1030 nm. Comme précédemment, la puissance moyenne obtenue est réduite à **9,5 W** pour des **cadences supérieures à 10 kHz** et une puissance de pompe de 150 W. Dans cette configuration, nous sommes parvenus à réduire la cadence jusqu'à 5 kHz avant endommagement des faces (voir Figure 5-24 à gauche). La puissance moyenne correspondante était alors de **9 W** et les impulsions de **13 ns**. Le profil temporel de l'impulsion à ce point de fonctionnement est reproduit sur la Figure 5-24 à droite. Ces performances correspondent à une énergie de **1,8 mJ** par impulsion et une puissance crête de près de **138 kW**.

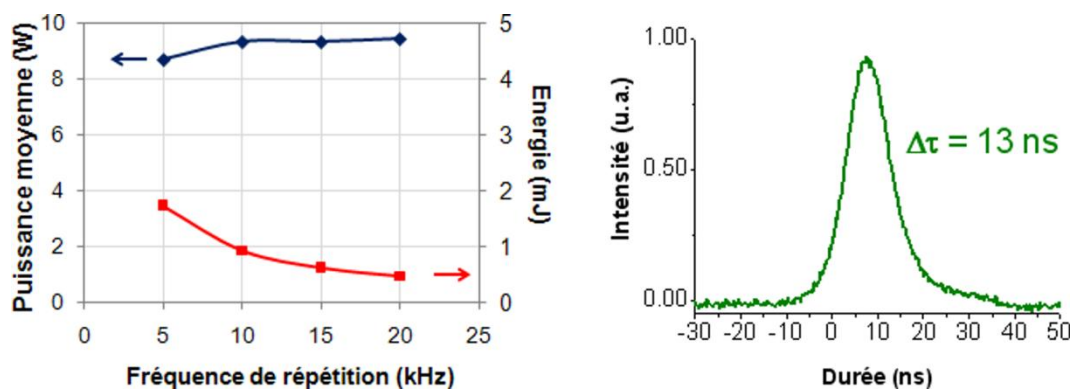


Figure 5-24 : A gauche : Evolution de la puissance moyenne et de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition (pour 150 W de pompe).

A droite : Profil temporel d'une impulsion obtenue à 5 kHz.

A des cadences de fonctionnement inférieures, nous avons à nouveau été limités par le seuil de dommage du traitement AR de la face d'entrée. Dans ce cas, le seuil de dommage est estimé à **2 J/cm<sup>2</sup>**. Nous sommes donc bien en deçà des performances

données par le sous-traitant. La différence entre les deux valeurs reste une question en suspens. La piste privilégiée est liée à la qualité de surface des fibres utilisées. Ces échantillons ne bénéficiaient pas de la haute qualité de polissage évoquée précédemment sur la Figure 4-7. Cela pourrait expliquer pourquoi le seuil de dommage reste modéré malgré l'expertise (et le coût !) proposée par le sous-traitant.

Nous avons donc identifié deux sources de limitations principales à notre système : d'une part le taux d'extinction du modulateur acousto-optique et d'autre part la tenue au flux des traitements antireflets. Des travaux se poursuivent afin répondre à la première limitation à l'aide d'un modulateur électro-optique et l'utilisation de la cavité à 3 miroirs. J'ai également fait des essais non concluants pour aligner la cavité sur le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction d'un modulateur acousto-optique fonctionnant en régime de Bragg [Schmidt '07]. Enfin, le problème des traitements pourrait être résolu si l'amélioration du procédé de polissage portait ses fruits. Dans le cas contraire, une possibilité est de polir les faces des fibres à l'angle de Brewster afin de s'affranchir complètement de la contrainte des traitements antireflets. Cette voie est également en cours d'investigation.

#### 5.4 Bilan des résultats obtenus en configuration laser

Après ces études expérimentales, nous pouvons récapituler les résultats obtenus dans les tableaux suivants.

**En régime continu :**

	Paramètres	Valeur obtenue	Commentaires
<b>Fibre cristalline : 1 mm de diamètre</b>	Puissance de pompe	60 W	Premier laser à fibre cristalline en Yb:YAG
	Puissance laser	11,2 W	
	Pente d'efficacité	33 %	
	$M^2$	< 2,5	
<b>Fibre cristalline : 1 mm de diamètre</b>	Puissance de pompe	200 W	Record de puissance pour un laser à fibre cristalline
	Puissance laser	55 W	
	Pente d'efficacité	35 %	
	$M^2$	< 2,5	
<b>Fibre cristalline : 400 <math>\mu</math>m de diamètre</b>	Puissance de pompe	100 W	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Laser guidé</li> <li>• Traitement AR (ou rugosité de la face) limitant</li> </ul>
	Puissance laser	28 W	
	Pente d'efficacité	38 %	
	$M^2$	> 20 (?)	

**En régime impulsionnel :**

	<b>Paramètres</b>	<b>Valeur obtenue</b>	<b>Commentaires</b>
<b>Puissance de pompe :</b> 60 W  <b>Fibre cristalline :</b> 1 mm de diamètre	Puissance moyenne maximale (pour $f > 6$ kHz)	3 W	Traitement AR limitant
	Fréquence minimale	2 kHz	
	Puissance à $f_{\min}$	2,3 W	
	Energie par impulsions	1,15 mJ	
	Durée	17 ns	
	Puissance crête	66 kW	
<b>Puissance de pompe :</b> 130 W  <b>Fibre cristalline :</b> 1 mm de diamètre	Puissance moyenne maximale (pour $f > 10$ kHz)	22 W	Taux d'extinction du modulateur acousto-optique limitant
	Fréquence	20 kHz	
	Energie par impulsions	1,1 mJ	
	Durée	20 ns	
	Puissance crête	54 kW	
<b>Puissance de pompe :</b> 150 W  <b>Fibre cristalline :</b> 1 mm de diamètre	Puissance moyenne maximale (pour $f > 10$ kHz)	9,5 W	Traitement AR (ou rugosité de la face) limitant
	Fréquence minimale	5 kHz	
	Puissance à $f_{\min}$	9 W	
	Energie par impulsions	1,8 mJ	
	Durée	13 ns	
	Puissance crête	138 kW	

Tableau 5-2 : Tableau récapitulatif des principaux résultats laser obtenus.

Les résultats obtenus en régime continu constituent un élément de base pour l'étalonnage voire l'amélioration de la qualité des fibres cristallines en Yb:YAG. Après avoir montré que la qualité est très similaire à celle d'un barreau Czochralski [Sangla '09a], nous avons étudié la montée en puissance en démontrant l'obtention de puissances de plusieurs dizaines de watts avec une bonne qualité spatiale et une efficacité comparable aux systèmes de même géométrie.

En régime impulsionnel, nous avons amorcé une première phase de caractérisations à l'aide d'un modulateur acousto-optique standard. Les puissances moyennes atteintes dépassent 20 W avec une énergie supérieure à 1 mJ et des impulsions d'une durée inférieure à 20 ns [Sangla '09d]. En dépit des limitations technologiques que sont la tenue à la densité d'énergie des traitements antireflets et le taux d'extinction du modulateur, ces résultats préliminaires sont très prometteurs pour parvenir à réaliser un système efficace, compact dans la gamme de fonctionnement visée.

Au cours de l'étude bibliographique menée dans le chapitre 1, nous nous étions fixés une gamme de fonctionnement dans laquelle il était possible de se faire une place parmi les différents systèmes impulsionnels existants. Sur la Figure 5-25, j'ai donc reproduit la Figure 1-18 en ajoutant nos performances.

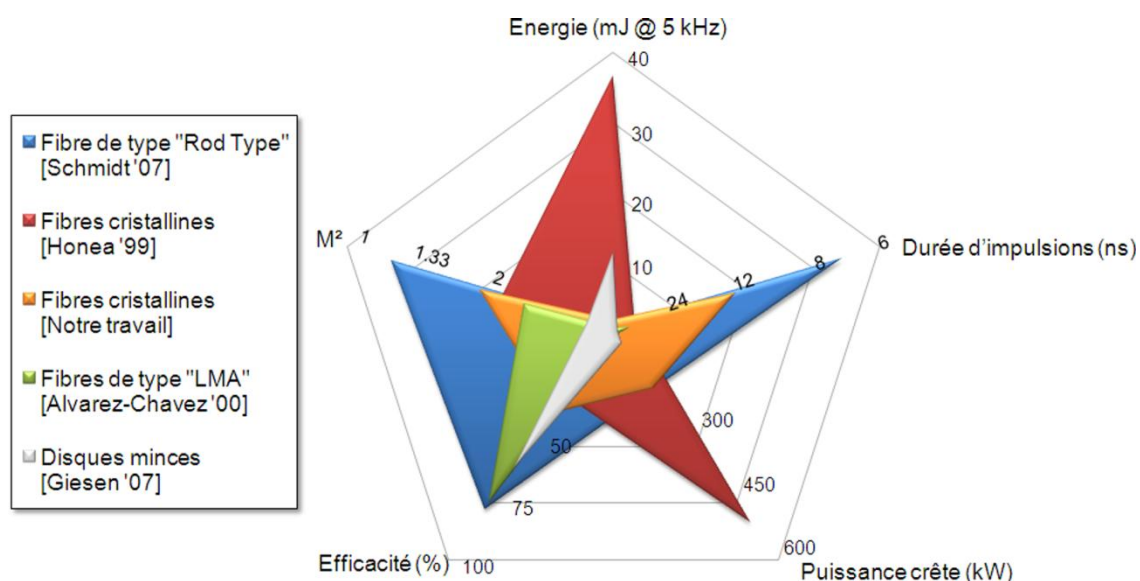


Figure 5-25 : Comparaison de nos résultats avec de l'état de l'art des oscillateurs de fortes puissances à base de milieux dopés ytterbium.

Les résultats que nous avons obtenus à 5 kHz sont les suivants : une puissance moyenne de 9 W, une énergie de 1,8 mJ avec des impulsions d'une durée de 13 ns et une puissance crête de 139 kW. Comme il est montré sur la Figure 5-25, ces performances dépassent dans cette gamme les disques minces et les fibres à large cœur grâce à une durée d'impulsions inférieure à 20 ns. Ce même critère permet de dépasser la fibre cristalline de 2 mm développée au *Lawrence Livermore National Laboratory* qui avait obtenu des impulsions de plus de 70 ns. On bénéficie d'une meilleure concentration de la pompe et donc d'un gain disponible plus important à puissance de pompe équivalente. Enfin, hormis l'efficacité, nos résultats sont compétitifs face à la technologie de fibre « rod-type » qui atteint des durées d'impulsions de quelques 7 ns.

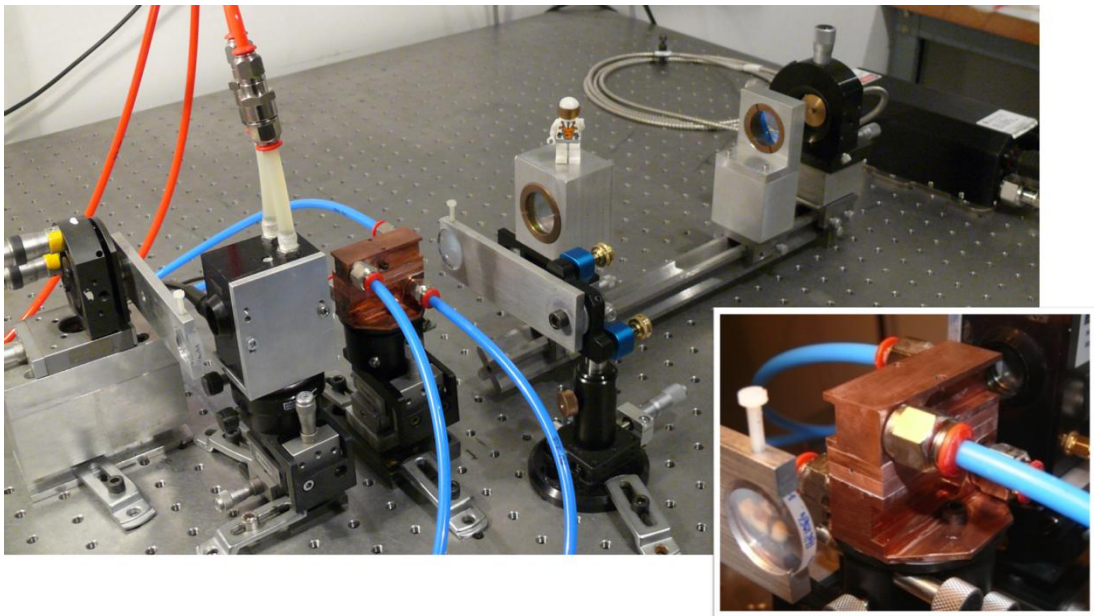


Figure 5-26 : Photo du banc de pompage et de la cavité laser (en haut).  
Détail de la monture de refroidissement (en bas à droite).



## 6. Conclusions et perspectives sur les sources laser à fibres cristallines

### 6.1 Une technique de croissance rapide et maîtrisée

Après plus de 5 ans d'optimisation de la technique croissance micro-pulling down, les résultats des caractérisations présentées ici montrent que la collaboration entre le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, l'entreprise Fibercryst et l'Institut d'Optique a porté ses fruits. Même si les premiers échantillons d'Yb:YAG étaient loin de présenter les caractéristiques requises pour la réalisation d'une source laser, la mise en œuvre de moyens d'analyse et de compréhension adaptés a permis l'élaboration d'échantillons de qualité laser avec une excellente reproductibilité. Les fibres cristallines présentent dorénavant les propriétés suivantes :

- La technique de croissance micro-pulling down permet la réalisation de fibres en Yb:YAG d'excellentes qualités physico-chimiques et optiques, comparables à celles d'un milieu issu de la technique de croissance référence : la méthode Czochralski.
- Les dimensions accessibles sont comprises entre 400  $\mu\text{m}$  et 1 mm de diamètre pour une longueur allant jusqu'à 1 m. Seule la technologie de croissance micro-pulling down le permet actuellement.
- La croissance est réalisée de façon rapide : il faut moins de 24h de tirage pour obtenir près d'un mètre de milieu cristallin.
- La répartition du dopage est bien homogène à la fois longitudinalement et radialement.
- La transmission d'un échantillon atteint les 99 % sur 50 mm de longueur. Les fibres cristallines n'introduisent ni des défauts de phase ni des pertes par dépolarisation au cours de la propagation.
- La qualité de surface du cylindre est excellente et permet le guidage du faisceau de pompe par réflexions totales internes directement après la croissance.
- Le polissage des faces a été optimisé et il est dorénavant bien maîtrisé.
- L'échauffement dans une fibre cristalline standard est limité : l'élévation de température a été mesurée à moins de 80°C sur la face d'entrée pour une puissance de pompe de près de 200 W.

En dépit de ces qualités évidentes, le point fondamental qui s'est avéré être limitant pour la réalisation d'oscillateurs en régime déclenché est le traitement antireflets des extrémités de la fibre. L'amélioration du procédé de polissage est une voie pour résoudre ce problème. Etant donné les difficultés liées au faible diamètre de notre milieu à gain, mener une étude approfondie avec des spécialistes maîtrisant des procédés dits de

« superpolissage » pourrait être intéressant. Enfin, l'utilisation de faces polies à l'angle de Brewster pourrait également s'avérer très efficace.

## 6.2 Comparaison à l'état de l'art et perspectives envisageables

Ce travail centré sur la réalisation de lasers à fibres cristallines dopées ytterbium a permis d'obtenir les premiers résultats laser à partir de ce type de matériau. Que ce soit en régime continu ou en régime déclenché, ces résultats restent préliminaires. Dans ce paragraphe, ils sont comparés à l'état de l'art. Enfin, en tenant compte des limitations précédentes, j'ai essayé de donner quelques perspectives de performances atteignables raisonnablement au cours de futurs développements.

En régime continu, nous avons obtenu des niveaux de puissances laser jamais atteints jusqu'à présent à partir de fibres cristallines élaborées par des méthodes de croissance directe (voir Figure 6-1 ci-dessous). Au cours de mes 3 ans de thèse, j'ai également été amené à poursuivre le travail sur les fibres cristallines en Nd:YAG. Grâce à l'amélioration de la technique de croissance, nous avons obtenu une puissance laser de près de 33 W à 1064 nm pour 120 W de pompe à 808 nm. Enfin, la plus forte puissance a été obtenue à partir des fibres cristallines en Yb:YAG avec plus de 65 W à 1030 nm pour une puissance incidente de 200 W à 940 nm.

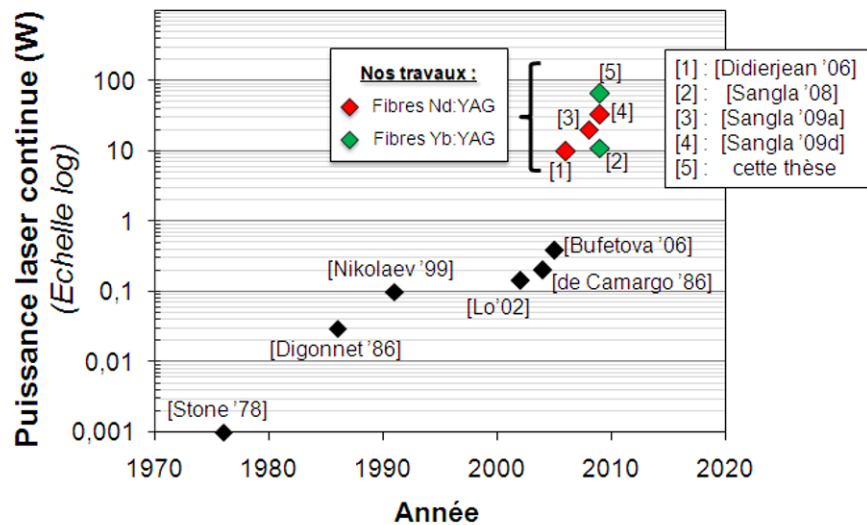


Figure 6-1 : Evolution de la puissance laser obtenue à partir de fibres cristallines élaborées par croissance directe (LHPG ou  $\mu$ PD). Nos résultats sont reportés dans les articles suivants : [Sangla '08-Sangla '09a-Sangla '09d].

Dans le cadre plus général des sources de puissances, il est clair que face aux technologies à fibre de verre dopée ou à disque mince, les fibres cristallines ne peuvent pas rivaliser en régime continu. Cependant, il m'a semblé intéressant d'estimer à l'aide du logiciel de simulations thermiques la puissance de pompe maximale supportable par notre système dans sa configuration actuelle. Le critère dans ce cas est l'intensité de contrainte thermomécanique du YAG sous l'effet du pompage. La valeur limite a été estimée à une intensité de l'ordre de 150 à 200 MPa (suivant les conditions expérimentales) [Tidwell '92].

Avec une fibre cristalline d'Yb:YAG de 1 mm de diamètre et dopée 1 at.%, l'intensité de contrainte n'est que de 80 MPa environ pour une puissance de 200 W. D'après le calcul, la valeur de 150 MPa serait atteinte pour une puissance de pompe incidente de l'ordre de 1 kW à 940 nm avec les conditions de refroidissement décrites plus haut (paragraphe 4.3.2). Le résultat de cette simulation est reproduit sur la Figure 6-2. Les maxima de contraintes apparaissent bien sur le bord de la fibre sur la face d'entrée. A cette puissance, si nous parvenions à conserver une efficacité de l'ordre de 50 %, plus de 500 W pourraient être obtenus en régime continu !

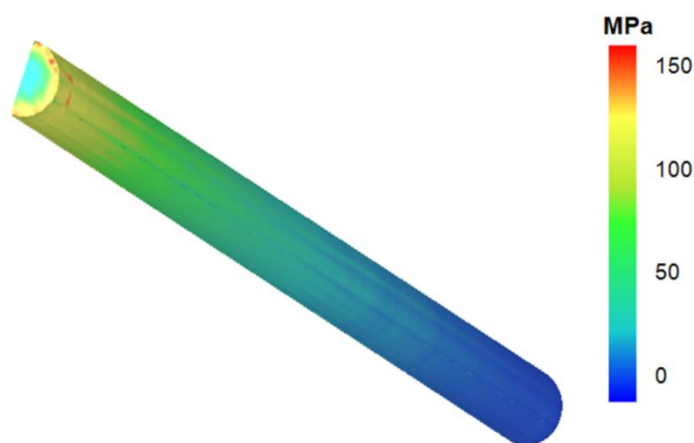


Figure 6-2 : Simulation des contraintes thermomécaniques sur une fibre cristalline Yb:YAG de 1 mm de diamètre, dopée 1 at.% et pompée par 1 kW de puissance à 940 nm.

En régime déclenché, si l'on parvenait à résoudre les problèmes de seuils de dommage sur les faces de la fibre cristalline, l'énergie extraite pourrait être bien supérieure. Ainsi, à l'aide de fibres cristallines en Nd:YAG, Julien Didierjean avait obtenu pas moins de 4,5 mJ à une cadence de 1 kHz [Didierjean '06]. Là où les systèmes à fibre « rod-type » sont limités par la durée d'impulsions (nécessairement supérieure à 7 à 8 ns), nous pourrions descendre en dessous de 5 ns grâce à la conception de nos cavités où le temps de vie du photon n'est que de 1,6 ns pour l'une et 3 ns pour l'autre. Pour cela, une réduction de diamètre à 700  $\mu\text{m}$  permettrait d'atteindre une valeur de gain petit signal  $G_0$  proche de 20. Dans la cavité à 3 miroirs avec un coupleur de sortie de 70 % de transmission (correspondant au meilleur choix d'après la relation I.5.3{4}), nous pourrions atteindre des impulsions d'une durée calculée de l'ordre de 3,4 ns. Nous sommes donc très proches de performances inédites. Nul doute que les applications industrielles comme la gravure, le marquage ou le micro-usinage pourraient être séduites par le niveau de puissance crête délivré dans un tel système. Celui-ci pourrait également se démarquer par sa compacité grâce à la faible longueur de notre milieu à gain et la simplicité de nos cavités.

Le potentiel de notre système est donc très important afin de délivrer à la fois de fortes puissances moyennes et de fortes puissances crêtes. N'oublions pas qu'avant d'envisager une intégration vers un produit laser, il reste du chemin à parcourir dans la fiabilisation de la procédure d'élaboration des fibres et des performances laser obtenues.

Le Tableau 6-1 suivant résume les performances raisonnablement accessibles grâce à un tel oscillateur. Il pourrait servir de guide pour les futurs développements.

	Paramètres	Valeur obtenue	Commentaires
<b>Régime continu</b>	Puissance de pompe	400 W	Simple étape dans le développement du système impulsif
	Puissance laser	200 W	
	Pente d'efficacité	>50 %	
	M <sup>2</sup>	< 2,5	
<b>Régime impulsif</b>	Puissance de pompe	400 W	Performances inédites sur le marché !
	Puissance laser	10 à 100 W	
	Cadence	1 à 10 kHz	
	Energie	~ 10 mJ	
	Durée d'impulsions	< 10 ns	
	Puissance crête	~ 1 MW	

Tableau 6-1 : Objectifs visés avec un oscillateur à fibre cristalline Yb:YAG.

### 6.3 Futurs développements des sources à fibres cristallines

Nous allons voir dans ce paragraphe que certaines configurations et de nouveaux matériaux pourraient également mener à des performances inédites en s'appuyant entre autre sur quelques « raffinements » technologiques.

#### 6.3.1 Concept d'amplificateur à fibre cristalline

Une configuration qui pourrait faire des fibres cristallines une technologie plus répandue serait l'utilisation de ce milieu en tant qu'amplificateur de puissance d'un oscillateur maître (émettant des impulsions en régime nanoseconde, picoseconde ou femtoseconde). Nous décrivons ici le principe de fonctionnement tel que nous l'avons envisagé et présentons quelques simulations préliminaires.

##### 6.3.1.1 Principe de l'amplificateur

Le concept repose sur l'argumentaire développé lors du dimensionnement de nos fibres cristallines au paragraphe 3.2.3. On utilise le fait que les dimensions physiques de notre milieu sont adaptées à la propagation libre du faisceau de pompe sur une longueur suffisante. De cette façon, la fibre cristalline peut finalement être composée de 2 zones de fonctionnement bien distinctes : une première qui joue le rôle de "**zone de préamplification**" (aussi appelée « *zone de propagation libre* ») et une seconde qui est la "**zone d'extraction**" (aussi appelée « *zone de guidage* »). C'est ce qui est représenté sur la Figure 6-3.

L'association de ces 2 zones en un unique objet rend le système à la fois compact, simple et efficace. En effet, nous pensons que cela permettra d'amplifier des impulsions de forte énergie avec un gain important, tout en maintenant un rendement d'extraction d'énergie assez élevé.

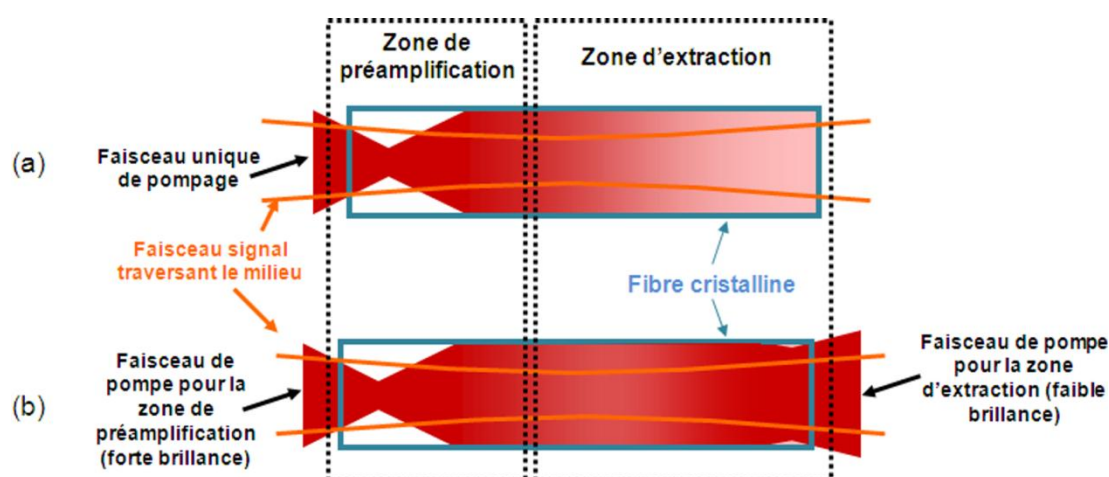


Figure 6-3 : Principe de l'amplificateur à fibre cristalline.

La figure (a) représente une configuration à simple pompage alors que sur la figure (b), deux sources distinctes sont utilisées pour exciter la fibre à chaque extrémité.

Ceci pourrait être appliqué à divers types d'oscillateurs. La configuration envisagée pour ce type de système pourrait être celle représentée sur la Figure 6-4 où le faisceau est amplifié grâce à un double passage dans le milieu. Celui-ci pourrait être dopé aux ions néodyme si l'oscillateur maître est par exemple un microlaser nanoseconde. Cette configuration est actuellement en cours d'étude.

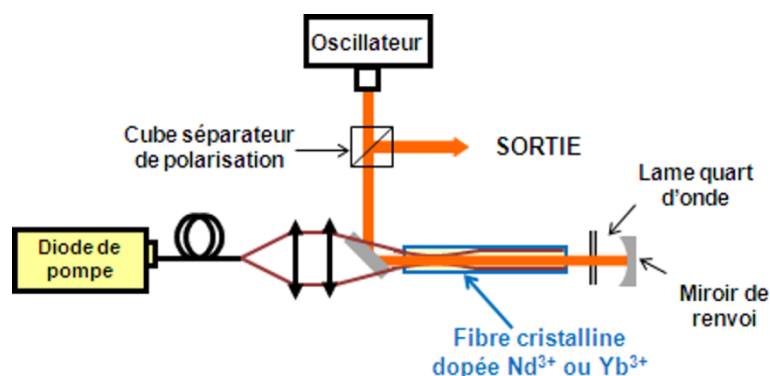


Figure 6-4 : Principe expérimental envisagé pour la réalisation d'un amplificateur à fibre cristalline.

La fibre cristalline dopée aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  permettrait, quant à elle, de bénéficier à la fois d'un gain important, mais aussi d'une large bande spectrale. Elle trouve ainsi un vaste champ d'applications en tant que dernier étage d'amplification de systèmes dont la finalité est de délivrer des impulsions ultra-brèves (inférieures à la picoseconde voire à la centaine de femtosecondes) et de fortes énergies. La Figure 6-5 représente le principe d'une chaîne laser composée d'un oscillateur délivrant des impulsions femtosecondes de faible puissance moyenne, amplifié à travers un préamplificateur, puis par une fibre cristalline dans un schéma classique d'amplification à dérive de fréquence. Cela permettrait d'atteindre des niveaux d'énergie très importants (plusieurs centaines de  $\mu\text{J}$  pour des impulsions sub-picosecondes) avec une configuration relativement simple. Le système, de seulement quelques centimètres de long ne serait pas autant limité que les amplificateurs à fibres de verre dopées par les effets non linéaires (les fibres de verre sont au moins 10 fois plus

longue dans ces systèmes). De plus, il présenterait un fort attrait de part sa simplicité face aux systèmes lourds et complexes à base de cristaux de saphir dopé au titane.

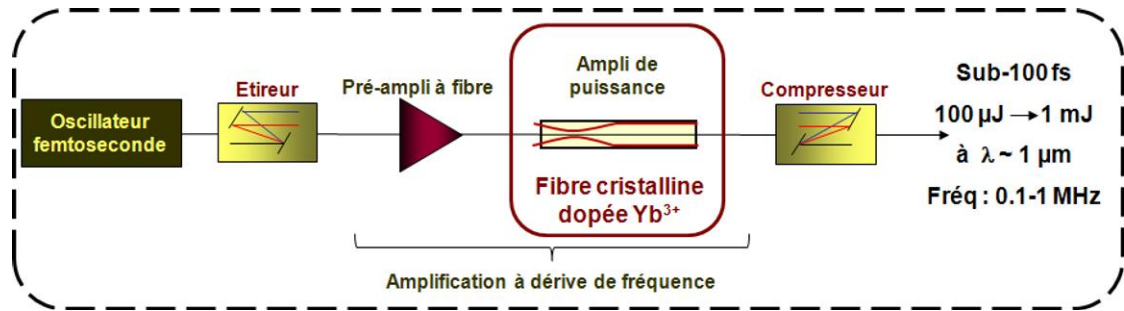


Figure 6-5 : Exemple d'amplificateur à fibre cristalline dans une chaîne laser femtoseconde.

### 6.3.1.2 Simulations préliminaires

Nous avons réalisé quelques simulations préliminaires afin d'estimer le gain qui pourrait être disponible et la puissance extraite grâce à notre système. Dans le cas d'une fibre cristalline de 700  $\mu\text{m}$  de diamètre, de 40 mm de long en Yb:YAG et pompée avec une puissance de 200 W selon deux types de luminance de pompe ( $M^2=20$  et  $M^2=40$ ), les simulations donnent les courbes représentées sur la Figure 6-6. Ces simulations sont comparées avec quelques résultats déjà évoqués dans le chapitre 1 auxquels nous avons ajouté des performances obtenus avec des cristaux dopés  $\text{Nd}^{3+}$  [Farrell '07-Ma '07-McDonagh '07-Gong '08]. Ceci est fait à titre de comparaison, car ce sont eux qui présentent les sections efficaces d'émission les plus importantes.

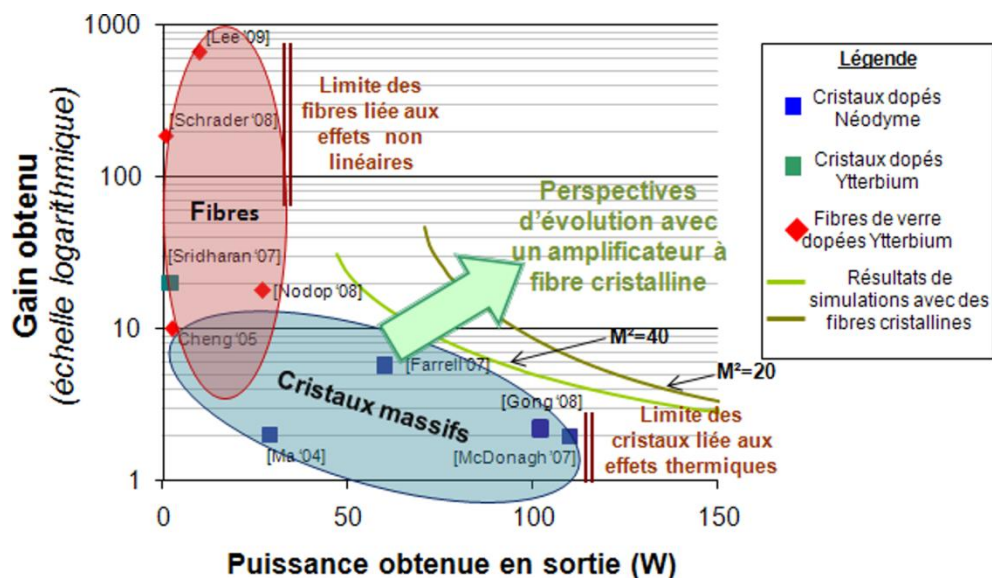


Figure 6-6: Résultats de simulations et comparaison avec l'état de l'art des amplificateurs.

La combinaison hybride d'un milieu à gain cristallin au comportement proche d'une fibre dopée permet d'envisager l'obtention de performances inédites. On dépasserait ainsi les limitations des fibres liées aux effets non-linéaires et celles des cristaux massifs liés

aux effets thermiques. Les niveaux de gain réel pourraient être supérieurs à 10 pour des puissances moyennes en sortie de plusieurs dizaines de watts.

### 6.3.2 Intérêt d'une fonctionnalisation de la fibre cristalline

#### 6.3.2.1 Vers une structure hybride cœur dopé/gaine non dopée

Un des moyens pour accroître les performances déjà obtenues est de s'affranchir du problème du recouvrement entre le volume pompé et le volume qui est effectivement sondé par le signal laser. En effet, nous avons discuté longuement dans les simulations précédentes de la problématique de l'efficacité et de l'importance des pertes par diffraction aux extrémités. Le mauvais recouvrement est le principal facteur limitant de l'efficacité de notre système et à un degré moindre (pour l'Yb:YAG) de la qualité du faisceau émis. Le principe reproduit sur la Figure 6-7, montre la façon dont une fibre cristalline formée d'une structure à cœur dopée et à gaine non dopée pourrait être utilisée conformément au concept exposé au paragraphe 1.6. Le faisceau laser se propagerait librement avec une extension supérieure à la zone dopée de façon à favoriser l'extraction tout en maintenant une émission monomode transverse. La partie non dopée permet simplement la propagation des « ailes » du mode laser en limitant la diffraction aux extrémités.

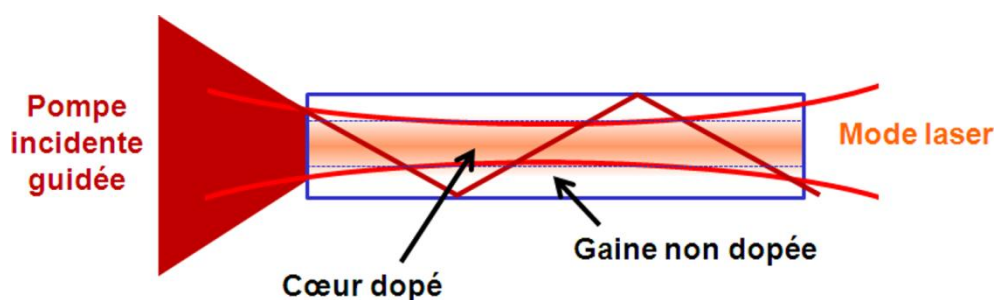


Figure 6-7 : Exemple de l'utilisation de la structure hybride cœur dopé/gaine non dopé conformément au concept du paragraphe 1.6.

Outre les travaux menés par Uwe Griebner (et déjà mentionnés au paragraphe 1.4.4 et sur la Figure 1-14) [Griebner '99a-Griebner '00], une démonstration efficace a été faite à partir d'un barreau en céramique laser en Nd:YAG [Kracht '06]. Ce dernier a permis l'obtention d'une émission monomode avec une efficacité supérieure à 64 % avec un milieu dopé néodyme. Nous avons déjà évoqué les travaux d'une équipe de l'université de Taiwan qui maîtrise la croissance d'une fibre à cœur en Yb:YAG gainée avec un capillaire de verre donnant naissance à une gaine hybride en silice et en YAG (voir Figure 2-6) [Lai '09]. Le résultat est très intéressant, mais leur milieu se limite pour le moment à une longueur à de 7 mm !

En conclusion des travaux de Julien Didierjean en 2007, le développement d'une telle structure avait été identifié comme fondamental. Ainsi, outre la croissance et la caractérisation des fibres cristallines en Yb:YAG, Nicolas Aubry y a également consacré une partie de ses travaux de thèse. Quelques exemples de réalisation sont reportés succinctement ici. Ces photographies représentent les structures les plus abouties à partir

de techniques de gainage à base de verre (voir Figure 6-9 ci-dessous) ou de Sol-Gel (voir Figure 6-8 ci-dessous).

Idéalement, la gaine doit avoir une différence d'indice au moins inférieure à  $10^{-2}$  par rapport à celui du cœur dopé pour limiter les défauts de phase introduits. On mesure l'ampleur de la tâche à accomplir tant sur le plan de la réalisation de matériaux que des caractérisations associées. En particulier, les caractérisations optiques feront l'objet de futurs travaux de recherche menés au sein de l'entreprise FiberCryst.

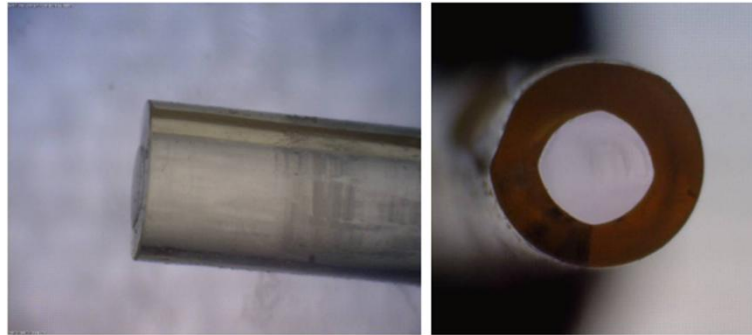


Figure 6-8 : Exemple de fibre de 1mm gainée à l'aide d'un matériau Sol Gel.

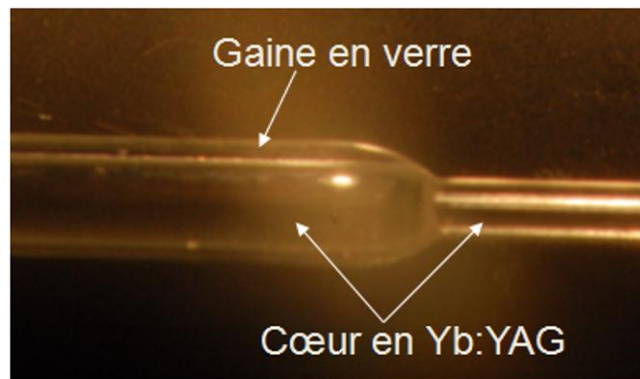


Figure 6-9 : Exemple de fibre en Yb:YAG gainée par du verre.

### 6.3.2.2 Protection des extrémités (« endcaps »)

Un autre type de fonctionnalisation envisageable pourrait être l'ajout d'un « chapeau » sur les extrémités du milieu (« *endcap* » en anglais). Ce dernier présente l'intérêt de jouer le rôle de « radiateur » thermique afin d'évacuer efficacement la chaleur déposée sur la face d'entrée au cours du pompage (comme démontré dans la référence [Petit '09]). De plus, grâce à l'augmentation de la section du faisceau laser lorsqu'il diverge, un *endcap* permet de diminuer la densité d'énergie sur les interfaces air/milieu à gain qui subissent les endommagements. Ce procédé a été utilisé efficacement par le *Lawrence Livermore Laboratory* pour la réalisation de leur système à haute énergie à l'aide d'une fibre cristalline de 2 mm de diamètre [Honea '99]. Des premiers développements ont permis de déposer une couche de Sol-Gel sur les faces des fibres (voir Figure 6-10). Cependant, les caractérisations optiques n'ont pas encore été réalisées.



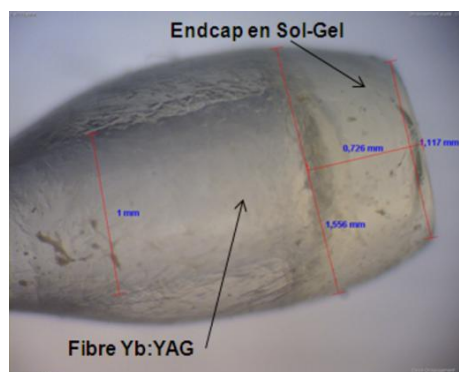


Figure 6-10 : Exemple de dépôt d'une couche Sol-Gel sur une fibre pour la réalisation d'un *endcap*.

### 6.3.3 Des fibres cristallines avec d'autres matériaux

Les différentes perspectives afin de poursuivre le projet de développement d'une source laser de puissance à base de fibres cristallines dopées  $\text{Yb}^{3+}$  ont été mentionnées précédemment. Dans ce dernier paragraphe, je souhaite évoquer les futurs travaux de recherche susceptibles de se poursuivre dans le domaine. Ces travaux sont tournés vers l'exploitation de la technique micro-pulling down afin de faire croître des matériaux laser déjà connus sous forme de fibre cristalline pour diverses applications lasers.

Je citerai en premier lieu une étude que je n'ai pu qu'amorcer qui était la croissance et la réalisation d'un laser de puissance à partir d'un matériau très proche du grenat d'yttrium : le grenat de lutétium. Le lutétium est un composé relativement cher, ce qui explique pourquoi aucun industriel ne propose sa croissance sous la forme de boule à des fins commerciales. Avec notre technique, toute matière première est transformée complètement en fibre cristalline. C'est un avantage précieux pour ce genre de matériau. Comme le montre le Tableau 6-2, il est également intéressant de par ses propriétés spectroscopiques. La valeur de la section efficace d'émission est supérieure à celle de l'Yb:YAG de plus de 30 %.

		Cristal	Yb:YAG	Yb:LuAG
		Conductivité thermique (cristal non dopé)	$10.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$\sim 8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
		Temps de vie de fluorescence	0.95 ms	1 ms
<b>Pompe</b>		Longueur d'onde d'absorption	940 nm	940 nm
		Section efficace d'absorption	$0.75 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	$0.73 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
		Largeur de la bande d'absorption	18 nm	20 nm
<b>Laser</b>		Longueur d'onde d'émission	1030 nm	1030 nm
		Section efficace d'émission	$2.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	$2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$

Tableau 6-2 : Comparaison des propriétés de l'Yb:LuAG et de l'Yb:YAG (d'après [Brenier '06]).

La Figure 6-11 montre un exemple de fibre cristalline en Yb:LuAG obtenue par la technique micro-pulling down au LPCML.

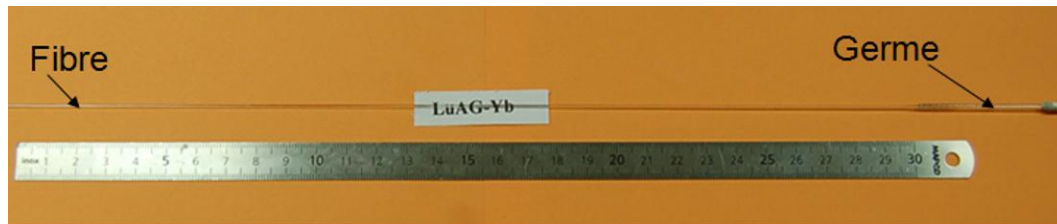


Figure 6-11 : Exemple de fibre cristalline en Yb:LuAG tirée au LPCML au cours du projet.

Des caractérisations physico-chimiques ont été faites et un premier échantillon de qualité acceptable a permis d'obtenir quelques photons lasers avec près de 3 W de laser pour 100 W de pompe, (cf Figure 6-12). L'ensemble de ce travail est reproduit dans l'Annexe B qui reprend l'article qui a conclu cette première étape de développements. Les résultats obtenus sont symptomatiques de ce qu'il reste à faire sur ce matériau. La faisabilité de croissance a donc été démontrée par le LPCML, le transfert technologique vers la société Fibercryst peut ainsi être envisagé. Ce n'est donc que le début du processus d'optimisation de la croissance, mais dans la perspective d'accroître le gain disponible dans les fibres cristallines, l'Yb:LuAG est un candidat de choix.

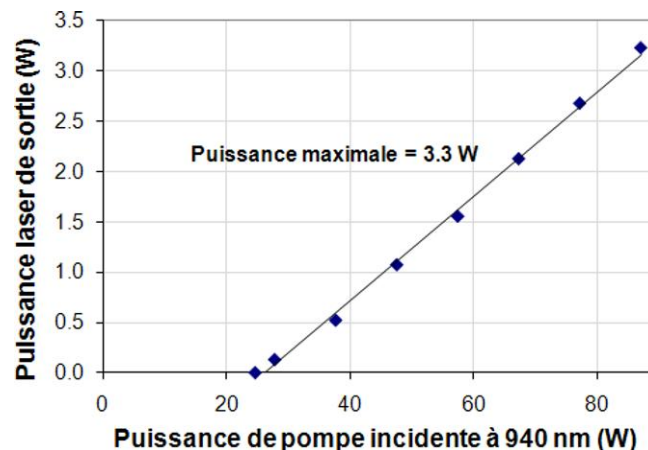


Figure 6-12 : Courbe d'efficacité laser obtenue avec une fibre en Yb:LuAG de 50 mm de long, de 0,9 mm de diamètre et dopée 1 at.%.

Toujours à partir du même ion dopant, des développements sont en cours pour faire croître des matériaux dont le spectre de la bande d'émission est bien plus large que celui de l'Yb:YAG. C'est le cas en particulier des silicates (Yb:YSO ou Yb:LSO), des fluorures ( $\text{CaF}_2$  ou  $\text{SrF}_2$ ) ou du CALGO. Ces matériaux ont largement montré leur potentiel sous la forme de cristaux massifs [Jacquemet '05b-Zaouter '06-Boudeile '08]. Nul doute que si les conditions de croissance parviennent à être stabilisées, la réalisation d'amplificateurs de forte énergie dans des chaînes laser femtosecondes pourrait se faire efficacement avec des fibres cristallines dans ces matériaux (par exemple selon le schéma de principe de la Figure 6-5.)

Enfin, au sein de l'entreprise Fibercryst, l'étude des fibres cristallines se poursuit avec les travaux d'Igor Martial. Employé dans le cadre d'un contrat CIFRE, Igor consacre ses recherches à la poursuite des développements réalisés sur les fibres Yb:YAG (oscillateur et/ou amplificateurs) ou Nd:YAG (amplificateurs) mais également à la réalisation d'un système de forte énergie dans le proche infrarouge à partir de fibres cristallines en YAG dopé aux ions Erbium. Les applications visées sont dans le domaine de la défense.

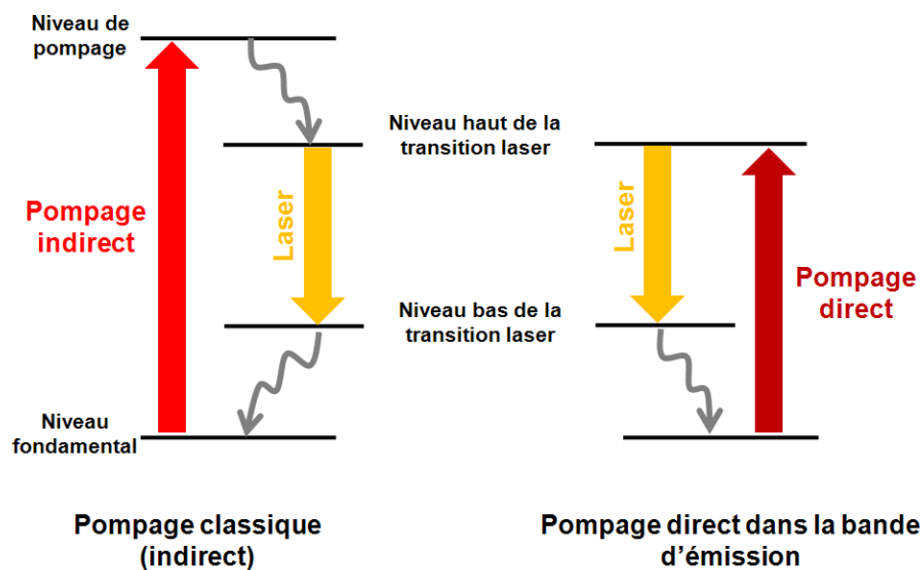
La collaboration entre l'équipe ELSA, l'entreprise Fibercryst et le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents (entre autres...) est donc promise à un bel avenir car des nombreuses voies de recherches et de développements restent à explorer tant sur le plan des matériaux que des sources lasers.

## **PARTIE II :**

**Pompage direct dans la bande  
d'émission de cristaux dopés  
néodyme**



Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, un moyen efficace de réduire l'influence des effets thermiques dans un système laser est d'utiliser des milieux avec une géométrie spécifique. Dans cette partie, nous nous concentrons sur un moyen plus fondamental pour limiter ces effets : la réduction de l'écart entre la longueur d'onde de pompe et la longueur d'onde laser. Cette étude sera menée sur des cristaux dopés néodyme en exploitant au maximum le concept de « pompage direct » dans la bande d'émission (aussi appelé *in-band pumping* ou *direct pumping into the emitting level* en anglais). Ce concept est comparé au pompage « classique » d'un système à 4 niveaux dans un niveau supérieur (en énergie) au niveau émetteur sur le schéma ci-dessous. Le pompage direct repose sur l'utilisation de la transition entre le niveau fondamental et le niveau haut de la transition laser pour le pompage. La structure est alors simplifiée à 3 niveaux. L'écart entre la longueur d'onde d'émission et la longueur d'onde de pompe est fortement réduit dans cette configuration.



Schémas de principe du pompage classique d'un ion laser à quatre-niveaux et schéma de pompage direct dans la bande d'émission.

Dans cette partie, après une analyse bibliographique des différents résultats obtenus à partir de cristaux dopés néodyme pompés directement dans la bande d'émission, nous introduirons la problématique principale qui consiste à optimiser les conditions pour favoriser l'absorption de la pompe. Enfin, nous étudierons expérimentalement deux exemples de réalisation : un milieu en Nd:YAG à structure guidante pour la pompe (de type fibre cristalline) et un cristal massif de vanadate d'yttrium dopé  $\text{Nd}^{3+}$  dans une configuration classique de pompage longitudinal.

## 1. Etat de l'art du pompage direct de l'ion néodyme

Ce premier chapitre est consacré à une étude bibliographique sur le pompage direct dans les niveaux émetteurs dans les cristaux dopés néodyme. Nous exposons en premier lieu quelques propriétés spectroscopiques de l'ion néodyme responsables et quelques exemples de réalisations laser avec un pompage classique à 808 nm avant de décrire les réalisations en pompage direct.

### 1.1 Propriétés laser de l'ion néodyme et cadre de l'étude

Parmi la famille des lanthanides, l'élément Néodyme qui donne naissance à l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  se distingue de l'ion ytterbium par sa structure énergétique relativement complexe. Celle-ci est due à sa configuration électronique (notée  $[\text{Xe}]4f^3$ ) où les 3 électrons de la couche 4f sont susceptibles de se réarranger selon de nombreuses possibilités. L'interaction électrostatique est responsable de la séparation entre les niveaux 4f d'environ  $10\,000\text{ cm}^{-1}$  (entre les niveaux  $^4\text{I}$  et  $^4\text{F}$ ). L'interaction « spin-orbite » quant à elle provoque la séparation d'environ  $2000\text{ cm}^{-1}$  des niveaux en différents multiplets. A partir du niveau énergétique le plus bas, apparaissent en particulier le multiplet fondamental  $^4\text{I}_{9/2}$  et le multiplet  $^4\text{I}_{11/2}$  qui contient le niveau bas de la transition laser à  $1,06\ \mu\text{m}$ . Le niveau  $^4\text{F}$  donne naissance au multiplet  $^4\text{F}_{5/2}$  qui comprend le niveau haut de la transition de pompage à 808 nm et au multiplet  $^4\text{F}_{3/2}$  sur lequel se trouve le niveau haut de la transition laser à  $1,06\ \mu\text{m}$ . L'effet Stark lève la dégénérescence et chaque niveau est éclaté en différents sous-niveaux (donc par interaction avec la structure cristalline). Enfin, les effets du champ cristallin jouent également un rôle dans l'élargissement des raies à température ambiante<sup>i</sup>. L'effet du champ cristallin influe donc sur la position relative des sous-niveaux, ce qui explique que les diagrammes énergétiques du Nd:YAG et Nd:YVO<sub>4</sub> soient différents (voir Figure 1-1).

Sur ce même graphique, nous avons calculé les facteurs de populations de chaque sous-niveau du multiplet fondamental et du multiplet du niveau haut de la transition laser selon la statistique de Boltzmann (expression I.3.1 {1}). Nous remarquons que la structure tétragonale de la matrice de vanadate d'yttrium lui confère un éclatement des sous-niveaux moins important du multiplet  $^4\text{I}_{9/2}$  que dans le cas du YAG.

Comme le montre la Figure 1-1, le principe de pompage direct dans les niveaux émetteurs peut s'appliquer à partir des niveaux du bas du multiplet fondamental  $^4\text{I}_{9/2}$ . L'excitation peut se faire alors sur les transitions à 880 nm, 888 nm et 914 nm dans le Nd:YVO<sub>4</sub> et à 869 nm, 880 nm et 938 nm ou 946 nm dans le Nd:YAG.

---

<sup>i</sup> Ce phénomène est plus faible que dans le cas de l'ytterbium car il existe un effet d'écrantage des électrons de la couche 4f par les couches inférieures ( $5s^2$  et  $5p^6$ ).

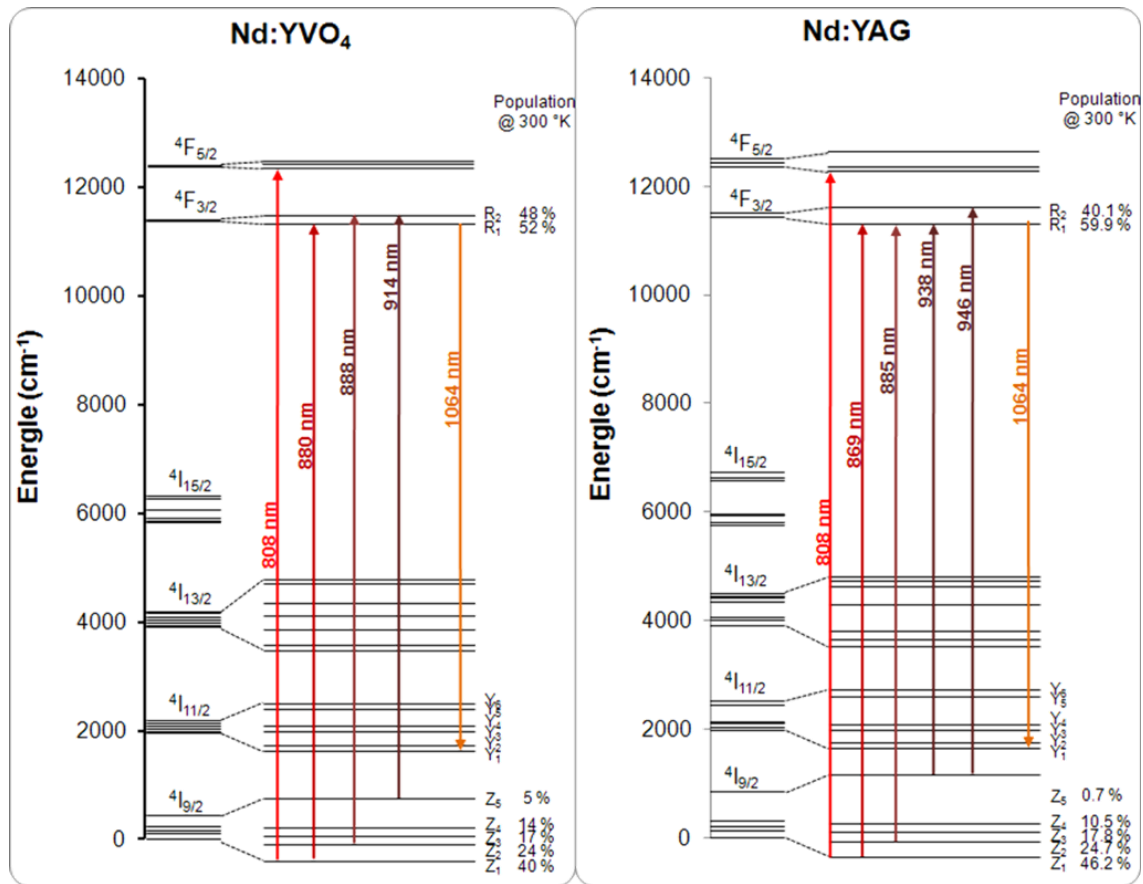


Figure 1-1 : Diagrammes d'énergie de l'ion Nd<sup>3+</sup> inséré dans le vanadate d'yttrium (à gauche) et dans le grenat d'yttrium (à droite), d'après [Kaminskii '90].

Pour simplifier, l'étude bibliographique est restreinte à des cristaux massifs pompés longitudinalement car il s'agit de la configuration la plus utilisée jusqu'à présent avec le concept de pompage direct. Cependant, il peut s'appliquer efficacement aux géométries de milieu que nous avons présentées dans la partie précédente au chapitre 1, comme les disques minces [Pavel '08] ou les slabs pompés longitudinalement [Zhu '08].

## 1.2 Le pompage classique à 808 nm

Bien que le premier laser composé d'un cristal de Nd:YAG pompé longitudinalement par diode ait été réalisée avec un pompage dans la bande d'émission à 869 nm [Rosenkrantz '72], les cristaux dopés à l'ion Nd<sup>3+</sup> sont pompés le plus fréquemment par des diodes laser à 808 nm. Cependant, les performances restent limitées avec ce type de pompage. En effet, sans précautions technologiques particulières, seule une dizaine de watts a été obtenue à partir d'un cristal de Nd:YAG [Kaneda '92]. Dans un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>, au cours d'une étude sur la montée en puissance, des puissances de 9,8 W à 1064 nm avec une émission monomode et 12,4 W avec une émission multimode spatiale ont été démontrées [Peng '02]. Par ailleurs, une puissance de plus de 20 W a été obtenue à l'aide d'un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> pompé des 2 côtés dans une cavité stabilisée par lentille thermique [Chen '00a]. Il est donc nécessaire de tenir compte de la lentille



thermique du cristal dans la conception de la cavité laser de façon à stabiliser le fonctionnement du système et pour obtenir une émission de bonne qualité spatiale. Pour la montée en puissance, des techniques sont développées afin d'améliorer la gestion de l'échauffement thermique, mais elles restent complexes et coûteuses à mettre en œuvre. Citons par exemple un procédé consistant à utiliser des cristaux composites où une partie non dopée du cristal fait office de dissipateur thermique. Toujours afin de réduire la charge thermique, des solutions élaborées de refroidissement ont également été étudiées [Weber '98].

Nul doute que la meilleure solution reste encore de limiter directement la source d'échauffement à l'aide du pompage direct dans la bande d'émission.

### **1.3 Le pompage direct par laser : faisabilité et premières démonstrations**

Ce concept a fait l'objet d'un dépôt de brevet par la société Spectra-Physics en 1991 [Jacobs '91]. Les premières expériences ont été publiées vers la fin des années 90. Ces travaux ont été menés dans un premier temps à l'aide d'un pompage par laser avant d'être adaptés pour le pompage par diode.

La configuration de pompage par laser présente des avantages indéniables pour la réalisation d'un oscillateur laser. La source privilégiée est généralement un laser continu accordable basé sur un cristal de saphir dopé au titane. Ainsi, l'expérimentateur a non seulement un choix précis en longueur d'onde, mais une telle source permet également de bénéficier d'une bonne qualité de faisceau de pompe et d'une bonne finesse spectrale (inférieure à 0,1 nm). Ces propriétés sont utiles pour favoriser le recouvrement spatial entre le volume excité et le mode laser et pour favoriser le recouvrement spectral entre la pompe et le spectre d'absorption des cristaux étudiés. Cela permet alors d'utiliser de longs cristaux faiblement dopés pour limiter les effets thermiques.

La première étude a été réalisée à la fois avec des cristaux de YAG et de vanadate à la fin des années 1990 par l'équipe de R. Lavi [Lavi '99]. Les pentes d'efficacités obtenues restent limitées à 45 % pour le YAG pompé à 869 nm et à 33 % pour le vanadate pompé à 880 nm. Toutefois, la comparaison avec un pompage à 808 nm dans des conditions expérimentales similaires montre que le concept de pompage direct permet une amélioration de l'efficacité d'environ 10 %. L'année suivante, ce même groupe de recherche utilise ce type de montage pour pomper un cristal de Nd:YAG directement à 885 nm [Lavi '00]. Plus récemment, différents travaux effectués sous l'impulsion de V. Lupei et N. Pavel ont permis d'atteindre des efficacités très proches du défaut quantique grâce à un dimensionnement approprié des cristaux et des paramètres de cavité [Lupei '03a-Lupei '03b-Sato '03]. Le détail de ces résultats obtenus pour des cristaux de Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:GdVO<sub>4</sub> et Nd:YAG est donné dans le Tableau 1-1 (à la page 171) : les pentes d'efficacités atteignent alors 80 %.

En 2008, la première démonstration de pompage d'un cristal de Nd:YAG à partir du sous-niveau le plus haut du multiplet fondamental a également été réalisée avec un

pompage par un laser Ti:Saphir accordé à 946 nm. A température ambiante, une puissance de 72 mW à 1064 nm est obtenue avec une pente d'efficacité de 42 % [Goldring '08]. Cependant, la pente reste loin de la valeur du défaut quantique qui vaut 89 %.

Le pompage par laser a également été utilisé pour pomper le cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> depuis le sous-niveau <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>(Z<sub>5</sub>) directement dans la bande d'émission dans une configuration reposant sur le principe de pompage intracavité (voir la Figure 1-2 ci-dessous). Une première cavité laser fonctionne sur la transition à quasi-trois niveaux d'un cristal de Nd:GdVO<sub>4</sub> à 912 nm (formée des miroirs M1, M2, M3 et M5). L'onde laser émise sert ensuite de pompe pour un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> inséré dans la première cavité. Une seconde cavité résonnante à 1064 nm est alors alignée (formée des miroirs M4 et M5) autour de ce cristal. Le pompage est très efficace non seulement grâce aux propriétés spatiale et spectrale du faisceau laser, mais également grâce à la forte puissance intracavité à 912 nm. Dans cet exemple, tous les miroirs sont traités de façon à favoriser les puissances intracavités à 912 nm et 1064 nm. Ce principe a permis d'obtenir efficacement une somme de fréquence dans un cristal non-linéaire de BiBO pour générer une puissance de plus de 300 mW à 491 nm [Hérault '08].

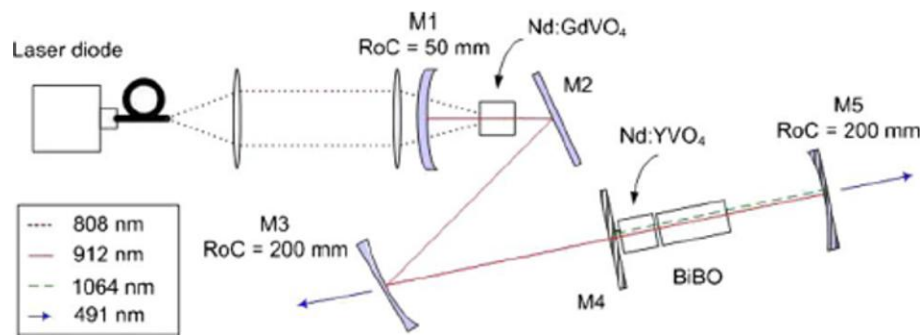


Figure 1-2 : Schéma de pompage intracavité d'un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> à 912 nm pour générer un signal à 491 nm.

Ces résultats obtenus à l'aide d'un pompage avec des faisceaux monomodes transverses et de faible largeur spectrale permettent de démontrer la faisabilité du concept de pompage direct. En pompage par diodes laser, l'émission spatiale est de moins bonne qualité et la largeur spectrale est plus importante (de l'ordre de 2 à 3 nm en général). Cela nécessite alors un dimensionnement soigné des cristaux et des cavités lasers.

## 1.4 Le pompage direct par diode

Dès les premières démonstrations de ce concept à l'aide d'un pompage par laser, l'intérêt d'utiliser des diodes lasers comme source de pompage a été évident afin d'augmenter la puissance de sortie des lasers à cristaux dopés néodyme et d'améliorer le rendement électrique-optique global de ces systèmes. Cependant, le développement des structures semiconductrices en arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) n'a permis la réalisation de diodes lasers émettant autour de 880 nm qu'au début des années 2000. Les premiers travaux de pompage par diode à 885 nm du Nd:YAG ont été fait à ce moment. Ces recherches ont abouti à une puissance de près de 14 W à 1064 nm dans un barreau

long et fin où la pompe est guidée par réflexions totales internes (selon le concept de laser à fibre cristalline présenté dans la partie I précédente) [Lavi '01]. Cette démonstration a été réalisée en pompant sur la transition à 885 nm ( ${}^4I_{9/2}(Z_2) \rightarrow {}^2F_{3/2}(R_2)$ ) et non sur la transition à 869 nm ( ${}^4I_{9/2}(Z_1) \rightarrow {}^2F_{3/2}(R_2)$ ) qui présente pourtant une meilleure absorption de par le peuplement plus important du sous-niveau  $Z_1$ . Cela peut s'expliquer par le fait que les diodes lasers n'existaient pas à la longueur d'onde de 869 nm.

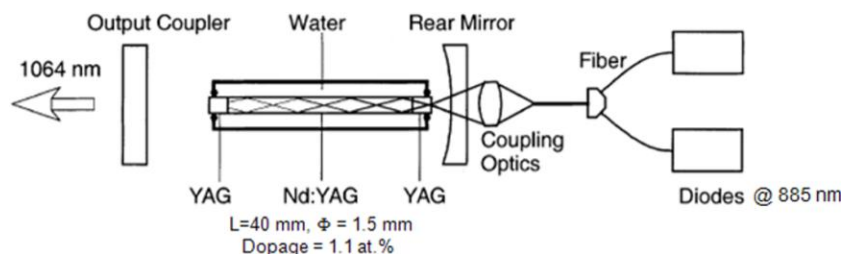


Figure 1-3 : Premier laser Nd:YAG pompé par diode laser à 885 nm [Lavi '01].

Dans le même temps, des travaux ont également été menés chez Spectra-Physics pour pomper directement le Nd:YVO<sub>4</sub> à 880 nm à l'aide d'une diode laser fibrée (dont le développement était réalisé dans la même entreprise) [Dudley '02]. Une puissance de 11 W à 1064 nm a été obtenue pour une puissance absorbée de 24 W.

Des développements technologiques récents dans le domaine des diodes lasers en AlGaAs ont permis de pomper efficacement le Nd:YVO<sub>4</sub> à 888 nm (donc sur la transition  ${}^4I_{9/2}(Z_2) \rightarrow {}^2F_{3/2}$ ). L'absorption étant plus faible qu'à 880 nm, un cristal de près de 30 mm de long a été utilisé et a permis d'obtenir une puissance de près de 60 W avec une émission monomode pour une puissance absorbée de 82,3 W [McDonagh '06b]. Ce concept de pompage a ensuite été appliqué pour la réalisation d'un oscillateur déclenché par *cavity-dumping* [McDonagh '06a], d'un amplificateur de forte puissance, d'un oscillateur fonctionnant en régime de verrouillage des modes en phase [McDonagh '07] ou encore pour la génération d'harmoniques élevées à 532 nm et 355 nm [McDonagh '08].

Utilisant de plus fortes puissances de pompe, l'équipe de D. Kracht du Laser Zentrum de Hanovre, a démontré la production d'une puissance de plus de 250 W à 1064 nm à partir d'un barreau de Nd:YAG de près de 55 mm de long pompé à l'aide d'un système de barrettes de diodes à 885 nm [Frede '06].

## 1.5 Bilan de l'état de l'art

Les différentes performances en pompage direct évoquées ici sont résumées dans le Tableau 1-1. Bien que cet état de l'art ne soit exhaustif, ce tableau montre que les puissances de sortie obtenues sont importantes avec des efficacités qui approchent le défaut quantique.

Source de pompage	Référence	Cristal utilisé	Longueur d'onde de pompe	Puissance de sortie maximale	Pente d'efficacité
Laser Ti:Saphir	[Lavi '99]	Nd:YAG	869 nm	70 mW	45 %
		Nd:YVO <sub>4</sub>	880 nm	82 mW	35 %
	[Lavi '00]	Nd:YAG	885 nm	125 mW	62 %
	[Lupei '03b]	Nd:YAG	885 nm	300 mW	79 %
	[Sato '03]	Nd:YVO <sub>4</sub>	880 nm	80 mW	80 %
	[Lupei '03a]	Nd :GdVO <sub>4</sub>	879 nm	1.3 W	80 %
	[Goldring '08]	Nd:YAG	946 nm	70 mW	42 %
Diode laser	[Kaneda '92]	Nd:YAG	808 nm	11 W	69 %
	[Peng '02]	Nd:YVO <sub>4</sub>	808 nm	12,4 W	46 %
	[Lavi '01]	Nd:YAG	885 nm	14 W	63 %
	[Dudley '02]	Nd:YVO <sub>4</sub>	880 nm	11 W	62 %
	[Sato '03]	Nd:YVO <sub>4</sub>	880 nm	1,1 W	75 %
	[Lupei '03a]	Nd :GdVO <sub>4</sub>	879 nm	2,4 W	60 %
	[McDonagh '06b]	Nd:YVO <sub>4</sub>	888 nm	60 W	76 %
	[Frede '06]	Nd:YAG	885 nm	250 W	76 %

Tableau 1-1 : Récapitulatif des performances présentées dans l'état de l'art du pompage dans la bande d'émission.

Comme le montre le Tableau 1-1, le pompage se fait majoritairement à partir des niveaux du bas les plus peuplés ( $Z_1$  ou  $Z_2$ ) à 880 nm ou 869 nm. Mais on peut pousser le concept à l'extrême et utiliser le dernier niveau peuplé du multiplet fondamental, ce qui conduit à un pompage entre 912 et 914 nm pour le Nd:YVO<sub>4</sub> et 938 ou 946 nm pour le Nd:YAG.

Ainsi la charge thermique peut encore être réduite de façon très significative comme le Tableau 1-2 ci-dessous.

Longueur d'onde de pompe Défaut quantique	808 nm	869 nm	880 nm	885 nm	888 nm	914 nm	938 nm	946 nm
	Nd:YVO <sub>4</sub>	24,1 %	-	17,3 %	-	16,5 %	14,1 %	-
Nd:YAG	24,1 %	18,3 %	-	16,8 %	-	-	11,8 %	11,1 %

Tableau 1-2 : Valeurs du défaut quantique en fonction de la longueur d'absorption pour une émission à 1064 nm.

Les démonstrations du principe de pompage à partir du dernier niveau du multiplet fondamental ont été faites uniquement avec un pompage par laser (Ti:Saphir ou par pompage intracavité). Aucune démonstration n'a été faite à partir d'un pompage par diode

laser. Nous nous proposons donc d'étudier la possibilité de pomper par diode deux cristaux dopés  $\text{Nd}^{3+}$  les plus connus : dans le cristal de  $\text{Nd:YVO}_4$  à 914 nm et dans le  $\text{Nd:YAG}$  à 938 nm ou à 946 nm. Nous allons donc pomper nos cristaux sur les transitions correspondant à la structure à quasi-trois niveaux<sup>i</sup> de l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ . La Figure 1-1 montre que les niveaux du bas mis en jeu pour le pompage sont très peu peuplés (de l'ordre de quelques pourcents de la population totale du niveau fondamental). L'absorption sera donc faible, ceci constitue un point critique à étudier en détail.

---

<sup>i</sup> Des systèmes pompés à 808 nm fonctionnent efficacement à ces longueurs d'onde grâce à une réabsorption nettement moins importante dans le YAG que dans l' $\text{YVO}_4$  à cause du peuplement du sous-niveau  $^4\text{I}_{9/2}$  ( $Z_5$ ) respectivement de 0.7 % et 5 % à température ambiante [Fan '87-Lutz '98-Zeller '00].

## 2. L'absorption : un paramètre clé pour le pompage direct

Dans ce chapitre, nous présentons en détail les propriétés spectroscopiques d'absorption des cristaux de Nd:YVO<sub>4</sub> et de Nd:YAG. Puis nous mènerons une analyse détaillée des paramètres influant sur l'absorption de la pompe afin de s'assurer de la faisabilité du pompage direct sur la transition  ${}^4I_{9/2}(Z_5) \rightarrow {}^2F_{3/2}$ .

### 2.1 Propriétés spectroscopiques

#### 2.1.1 Absorption du Nd:YAG

Les propriétés du cristal de YAG sont bien connues depuis plusieurs dizaines d'années. Les spectres du coefficient d'absorption sont reproduits sur la Figure 2-1 entre 780 et 840 nm d'après [NorthropGrumman] et entre 860 et 960 nm d'après une mesure réalisée au laboratoire de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris.

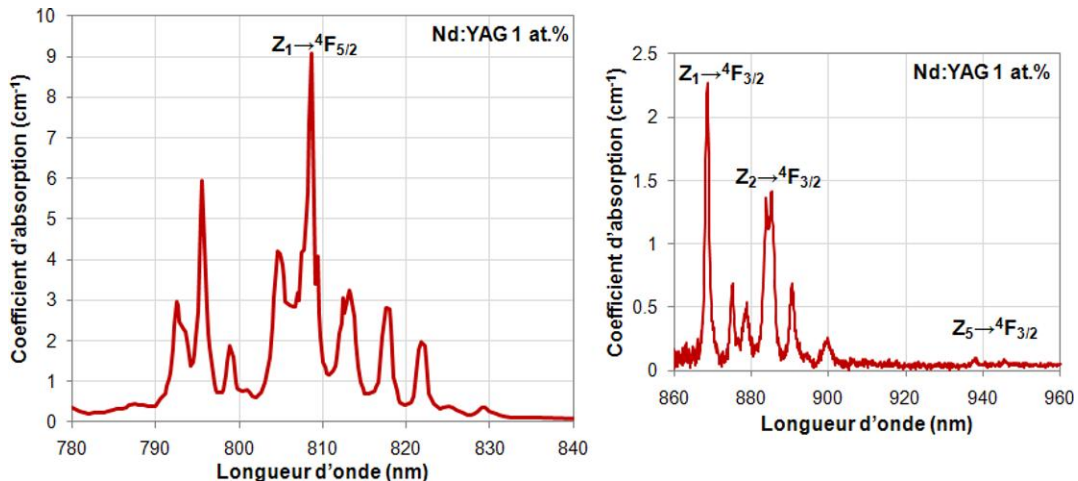


Figure 2-1 : Spectre d'absorption à température ambiante du Nd:YAG dopé à 1 at.% d'après [NorthropGrumman] et d'après une mesure réalisée à l'ENSCP.

On distingue la bande d'absorption autour de 808 nm sur la Figure 2-1 à gauche, utilisée pour le pompage par diode. Sur la figure à droite, apparaissent également les pics d'absorption à 869 nm et autour de 885 nm correspondant à l'absorption directement dans le niveau émetteur ( ${}^2F_{3/2}$ ). Il est également possible de deviner 2 pics d'absorption sortant du bruit de mesure à 938 et 946 nm correspondant respectivement aux transitions :  ${}^4I_{9/2}(Z_5) \rightarrow {}^2F_{3/2}(R_2)$  et  ${}^4I_{9/2}(Z_5) \rightarrow {}^2F_{3/2}(R_1)$ . Les coefficients d'absorption sont très faibles (0,104  $\text{cm}^{-1}$  et 0,055  $\text{cm}^{-1}$  respectivement) car le sous-niveau  $Z_5$  n'est peuplé qu'à 0,7 % à température ambiante.

#### 2.1.2 Absorption du Nd:YVO<sub>4</sub>

Bien que le cristal de vanadate soit dorénavant l'un des plus utilisés pour la réalisation des systèmes lasers commerciaux, ses principales propriétés spectroscopiques font toujours l'objet de controverses. Les premières études sur la spectroscopie du

Nd:YVO<sub>4</sub> datent pourtant de la fin des années 1970 [Yaney '76] mais des travaux plus récents [Peterson '02] avancent des valeurs de sections efficaces très différentes : jusqu'à deux fois plus importantes que dans la référence précédente ! Cela peut s'expliquer simplement par de fortes incertitudes pour mesurer des spectres très « piqués » et des valeurs de taux de dopage dont dépendent les valeurs de sections efficaces. Par conséquent, il est relativement courant de trouver dans la littérature des spectres d'absorption pour un cristal dopé à 1 at.% et mesurés en cm<sup>-1</sup> plutôt que des spectres de sections efficaces. Sur la Figure 2-2, nous reproduisons le résultat d'une mesure réalisée entre 800 nm et 900 nm [McDonagh '06b]. Celle-ci est complétée par une mesure faite par nos soins entre 870 nm et 930 nm. La courbe de gauche donne le coefficient d'absorption pour une excitation polarisée selon les axes cristallographiques **a** et **c** usuels du vanadate. Sur notre mesure, le spectre n'est pas polarisé, donc cela nous permet d'estimer l'absorption avec un pompage par diode laser non polarisée.

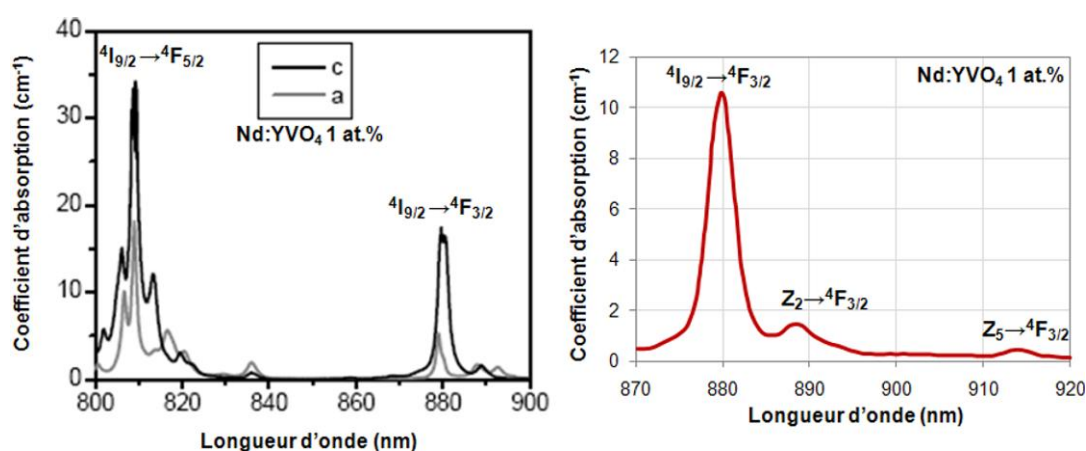


Figure 2-2 : Spectre d'absorption à température ambiante du Nd:YVO4 dopé 1 at.% (à gauche d'après [McDonagh '06b] et à droite d'après une mesure non polarisée).

Sur la Figure 2-2 à gauche, on distingue également la principale bande d'absorption autour de 808 nm qui est plus importante selon l'axe **c** du cristal. Toujours selon cet axe, l'absorption correspondant à la transition  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$  à 880 nm est bien marquée. Enfin, sur la Figure 2-2 à droite, on distingue également deux « traînes » d'absorption autour de 888 nm et autour de 914 nm qui sont plus faibles que les précédentes. En effet, le peuplement des sous-niveaux  $Z_2$  et  $Z_5$  est moins important que celui du niveau  $Z_1$  (respectivement 24 % et 5 % de la population totale du multiplet fondamental). Le coefficient d'absorption à 914 nm atteint une valeur de seulement 0.5 cm<sup>-1</sup> à température ambiante, ce qui est une valeur, là-aussi, relativement faible pour notre application.

La faible différence en énergie entre les deux sous-niveaux  ${}^2F_{3/2}(R_1)$  et  ${}^2F_{3/2}(R_2)$  (de l'ordre de 20 cm<sup>-1</sup>) pour le vanadate, entraîne l'élargissement des raies d'absorption par « combinaison » de deux transitions. A l'inverse, à température ambiante, l'écart entre  $R_1$  et  $R_2$  qui est supérieur à 80 cm<sup>-1</sup> pour le YAG est responsable de la présence de nombreux pics secondaires autour des pics principaux. Les différences sont clairement visibles entre la raie à 869 nm du YAG et celle à 880 nm du vanadate. C'est également le cas pour l'absorption à partir du sous-niveau  $Z_5$  : pour le YAG, il y a clairement 2 pics d'absorption

relativement fins ( $\Delta\lambda \sim 1$  nm) à 938 nm et 946 nm, alors que pour le vanadate d'yttrium, une seule raie à 914 nm apparaît dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 4 nm.

### 2.1.3 Récapitulatif

A titre de comparaison, les principales propriétés spectroscopiques d'absorption des deux cristaux sont résumées dans le tableau récapitulatif suivant.

Cristal		Nd:YAG			Nd:YVO <sub>4</sub>	
<b>Pompe</b>	Longueur d'onde d'absorption $\lambda_p$ (nm)	808	938	946	808	914
	Section efficace d'absorption $\sigma_{abs}$ ( $\times 10^{-20}$ cm <sup>2</sup> )	6,7	0,077	0,055	a : 14	c : 28 ( <i>non polarisé</i> )
	Coefficient d'absorption $\alpha_p$ (cm <sup>-1</sup> ) pour un taux de dopage de 1 at.% en ions Nd <sup>3+</sup>	9,2	0,105	0,075	a : 18	c : 35 ( <i>non polarisé</i> )
	Largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (nm)	< 1,7	~ 1	~ 1	~ 3	~ 4 ( <i>non polarisé</i> )

Tableau 2-1 : Propriétés spectroscopiques d'absorption du Nd:YAG et du Nd:YVO<sub>4</sub>.

Nous avons insisté précédemment sur la nécessité de favoriser l'absorption au sein du cristal pour parvenir à une démonstration concluante de pompage direct depuis le sous-niveau  $Z_5$ . Ces propriétés sont plus favorables pour le Nd:YVO<sub>4</sub> grâce au peuplement du sous-niveau de l'ordre de 5 %. Ce dernier assure une absorption 5 fois plus importante qu'à 938 nm dans le Nd:YAG qui est la transition privilégiée pour notre étude sur le Nd:YAG. De plus, la largeur spectrale de la bande d'absorption à 914 nm est également bien plus importante que celle à 938 nm. Elle est aussi supérieure à celle des diodes laser commerciales usuelles. Le pompage par diode du Nd:YAG à 938 nm représente donc un challenge délicat, mais il reste très intéressant car le défaut quantique sera alors plus réduit. Il est de 11,8 % pour le Nd:YAG au lieu de 14,1 % pour le Nd:YVO<sub>4</sub> (cf. Tableau 1-1).

La différence d'absorption entre un pompage classique à 808 nm et un pompage direct à 914 nm ou à 938 nm est donc énorme. Nous allons donc étudier comment favoriser l'absorption de la pompe à ces longueurs d'onde.

## 2.2 Comment favoriser l'absorption en pompage direct ?

Dans un premier temps, nous reprenons la démarche qui mène au calcul de l'absorption (notée  $A$ ). L'absorption dans un cristal est simplement donnée par l'expression I.2.2{1} suivante :

$$A = 1 - e^{-\alpha_p \cdot L}$$

I.2.2{1}

Avec  $\alpha_p$  le coefficient d'absorption et  $L$  la longueur du cristal.



Ainsi, étudier les propriétés d'absorption revient à se demander dans quelle mesure est-il possible d'augmenter le coefficient d'absorption  $\alpha_p$  et la longueur du milieu  $L$ . C'est l'objet des paragraphes suivants.

### 2.2.1 Augmenter le coefficient d'absorption

Avant la discussion, nous allons exprimer complètement le coefficient d'absorption  $\alpha_p$  en fonction des paramètres de notre système.

#### Expression du coefficient d'absorption

Pour déterminer le coefficient d'absorption  $\alpha_p$ , il faut revenir aux équations des débits dans le cas du concept de pompage direct. Il est défini par l'expression suivante :

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_f - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p) \cdot N_e \quad \text{I.2.2}\{2\}$$

Avec  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)$  la section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$ ,  $N_f$  la population du multiplet fondamental,  $\sigma_{\text{em}}(\lambda_p)$  la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe et  $N_e$  la population du niveau excité (niveau haut de la transition laser).

Pour la résolution, on détermine l'expression des densités de populations  $N_f$  et  $N_e$  et on obtient les expressions suivantes :

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t \cdot \frac{\sigma_{\text{em}} I + \frac{1}{\tau}}{(\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) + \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)) \cdot I_p + \sigma_{\text{em}} I + \frac{1}{\tau}} \quad \text{I.2.2}\{3\}$$

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t \cdot \frac{1 + \sigma_{\text{em}} \cdot \tau \cdot I}{1 + \frac{I_p}{I_{\text{PSat}}} + \frac{I}{I_{\text{Sat}}}} \quad \text{I.2.2}\{4\}$$

Avec  $\sigma_{\text{em}}$  la section efficace d'émission à 1064 nm,  $I$  l'intensité laser à 1064 nm,  $\tau$  le temps de fluorescence,  $I_p$  l'intensité de pompe et  $I_{\text{PSat}}$  l'intensité de saturation et  $I_{\text{Sat}}$  l'intensité de saturation laser. Ces deux dernières ont pour expression :

$$I_{\text{PSat}} = \frac{1}{\tau \cdot (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) + \sigma_{\text{em}}(\lambda_p))} \quad \text{I.2.2}\{5\}$$

$$I_{\text{Sat}} = \frac{1}{\tau \cdot (\sigma_{\text{em}}(\lambda_l))} \quad \text{I.2.2}\{6\}$$

L'intensité de saturation de la pompe peut donc être estimée pour nos deux cristaux à température ambiante. Nous avons calculé :

$$I_{\text{PSat}} = \left\{ \begin{array}{l} \sim 50 \text{ kW/cm}^2 \quad (\text{Nd:YVO}_4 \text{ pompé à } 914 \text{ nm}) \\ \text{et} \\ \sim 54 \text{ kW/cm}^2 \quad (\text{Nd:YAG pompé à } 938 \text{ nm}) \end{array} \right\} \quad \text{I.2.2}\{7\}$$

L'intensité de saturation de la pompe est donc très élevée par rapport aux conditions de pompage utilisées aux chapitres 3 et 4 suivants<sup>i</sup>. Nous pouvons alors négliger le terme  $I_p/I_{\text{PSat}}$  devant 1 dans la suite de ce travail. On supposera donc pour cette étude, qu'en l'absence d'effet laser, le coefficient d'absorption  $\alpha_p$  s'écrit simplement :

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t \quad \text{I.2.2}\{8\}$$

Le coefficient d'absorption dépend donc de la population totale et du facteur de population  $f_5$  du sous-niveau  $Z_5$  à partir duquel est réalisé le pompage qui est contenu dans l'expression de la section efficace effective d'absorption (d'après une formule similaire à celle donnée pour l'Yb:YAG en partie I (expression I.3.1{3}).

Ainsi, notre problème revient à étudier d'une part, les possibilités d'utiliser une forte concentration en ions actifs dans le milieu et d'autre part, les conséquences de l'augmentation de la température globale du cristal (pour favoriser la population du sous-niveau  $Z_5$  (d'après l'expression I.3.1{1}).

### Forte concentration de dopant et limitations

Contrairement au cristal d'Yb:YAG, les conditions de croissance sont relativement délicates à maîtriser dès que l'on souhaite doper fortement des cristaux avec l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ . Ce dernier est substitué difficilement à l'ion  $\text{Y}^{3+}$  à cause de la différence de rayons ioniques entre les deux espèces. Par conséquent, le dopage est limité à des taux inférieurs à 3 at.% environ.

De plus, des cristaux fortement dopés en ions  $\text{Nd}^{3+}$  ont des propriétés spectroscopiques et thermo-mécaniques moins bonnes que pour un taux de dopage typique de 1 at.%. En effet, le temps de vie diminue de façon importante à cause du phénomène d'extinction de fluorescence présenté précédemment en partie I, au chapitre 3. Ce phénomène a fait l'objet d'études complètes pour l'ion néodyme dans la littérature [García-Rubio '00].

Nous avons reproduit sur la Figure 2-3 suivante, l'évolution du temps de vie de fluorescence pour différentes concentrations d'après des résultats de la littérature

---

<sup>i</sup> Par exemple, pour une puissance de pompe de 30 W incident sur un diamètre de 400  $\mu\text{m}$ , l'intensité correspondante est de 15 kW/cm<sup>2</sup>.

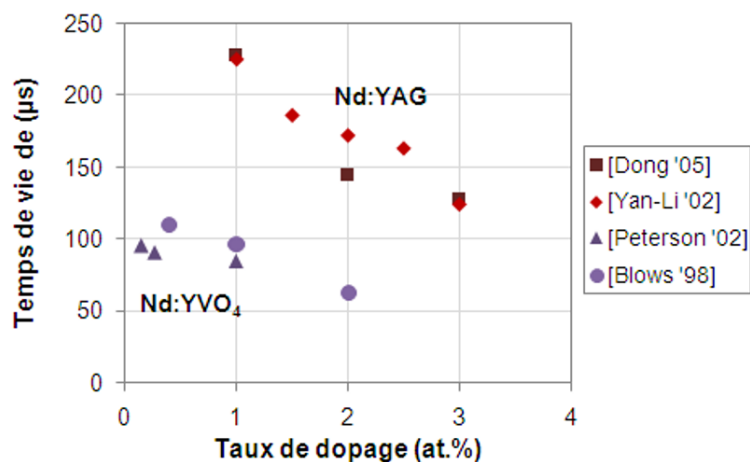


Figure 2-3 : Evolution du temps de vie du Nd:YAG et du Nd:YVO<sub>4</sub> avec le taux de dopage en ions Nd<sup>3+</sup> [Blows '98-Peterson '02-Yan-Li '02-Dong '05].

L'augmentation du taux de dopage se traduit également par l'augmentation des effets non radiatifs comme l'upconversion [Guyot '95] et les relaxations croisées [Guy '98]. (Ces effets et leurs conséquences thermiques sont décrits succinctement dans l'encadré suivant, pages 180-181). Par conséquent, pour une même géométrie et un taux de dopage supérieur, l'échauffement local sera accentué non seulement par l'effet d'une densité de puissance déposée plus importante (exprimé par le terme  $dP_p/dz$  dans l'équation I.3.1 {21}) mais également par une recrudescence de ces effets non-radiatifs (cf. encadré suivant). Des études montrent bien que les taux de désexcitations non radiatives (Auger ou relaxations croisées) ont tendance à augmenter de façon linéaire avec le taux de dopage [Ostroumov '98].

Enfin, comme dans le cas de l'Yb:YAG, une augmentation du taux de dopage se traduit par une diminution de la conductivité thermique, aussi bien dans le Nd:YAG que dans le Nd:YVO<sub>4</sub>. L'évolution calculée d'après le modèle de Romain Gaumé est reproduite sur la Figure 2-4 ci-dessous [Gaumé '02]. On remarque par ailleurs que le Nd:YVO<sub>4</sub> a une capacité à évacuer la chaleur qui est bien moins bonne que le Nd:YAG.

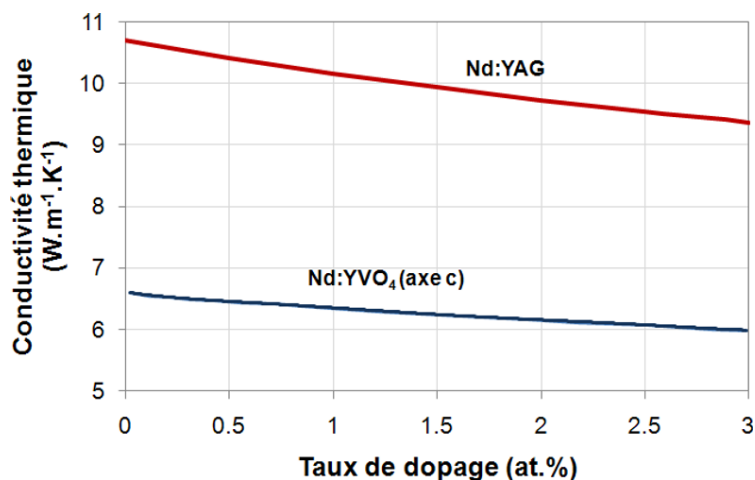


Figure 2-4 : Evolution des conductivités thermiques du Nd:YAG et du Nd:YVO<sub>4</sub> avec le taux de dopage.

Finalement, chercher à augmenter le taux de dopage peut être une voie à explorer, mais elle n'est pas sans contraintes.

### Augmenter la température moyenne dans le cristal et limitations

Améliorer le peuplement du sous-niveau  $Z_5$  peut également se faire en chauffant le cristal artificiellement<sup>i</sup>. En partie I, nous avons discuté en détails des conséquences de l'augmentation de la température sur les propriétés de l'Yb:YAG dues à la structure à quasi-trois niveaux. Dans le cas du Nd<sup>3+</sup>, a priori seul l'élargissement des raies d'émission peut avoir des conséquences sur les performances, car cela s'accompagne d'une chute des sections efficaces d'émissions. Des études ont été réalisées pour le Nd:YAG et confirme cette décroissance [Rapaport '02-Dong '05]. La loi empirique obtenue dans ces travaux est la suivante (la température T est °K) :

$$\sigma_{em}(T) = -3.7 \cdot 10^{-23} \cdot T + 3.37 \cdot 10^{-20} \quad (\text{en cm}^2) \quad \text{I.2.2}\{9\}$$

Comme on peut le voir sur la Figure 2-5 suivante, augmenter la température jusqu'à 150°C se traduit par une réduction de plus de 20 % de la section efficace d'émission par rapport à la valeur à température ambiante !

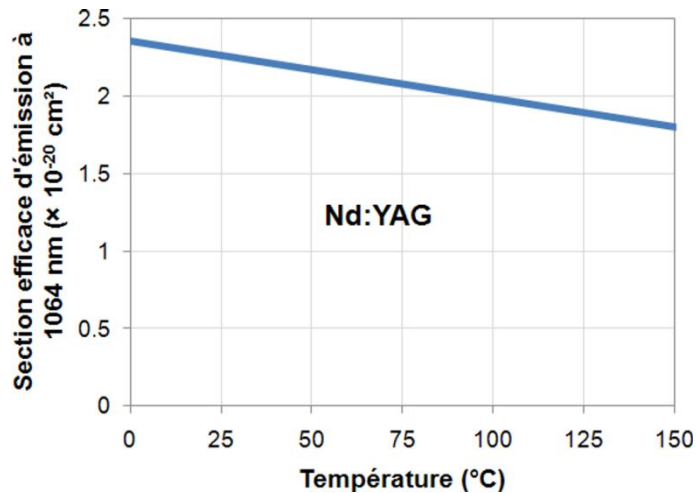


Figure 2-5 : Evolution de la section efficace d'émission du Nd:YAG à 1064 nm en fonction de la température (d'après [Rapaport '02]).

L'accroissement de la température se traduit également par une dégradation des propriétés thermo-mécaniques comme nous l'avons évoqué en partie I, au chapitre 3.

Ce concept « d'activation thermique de l'absorption » qui sera étudié expérimentalement au cours des chapitres suivants, n'est pas, lui non plus sans contreparties pour les propriétés du milieu.

<sup>i</sup> L'originalité de ce concept supposerait donc que pour réduire les effets thermiques sur le faisceau laser, il faille augmenter la température moyenne du milieu...

### Effets thermiques et désexcitations non radiatives dans l'ion Nd<sup>3+</sup>

Par rapport à l'ion ytterbium, le cristal néodyme est connu pour sa spectroscopie relativement complexe. Cela engendre l'existence d'effets parasites qui viennent accentuer la charge thermique totale. Un ion dans le niveau émetteur a alors plusieurs façons de se désexciter. On peut en distinguer deux types : les désexcitations radiatives (l'émission spontanée et l'émission stimulée) et les désexcitations non radiatives. Les désexcitations radiatives sont accompagnées du dégagement de chaleur lié au défaut quantique laser ou au défaut quantique de fluorescence. A l'inverse, les désexcitations non-radiatives sont des effets parasites qui augmentent la charge thermique. Une brève description est faite pour chacun d'eux en s'appuyant sur le schéma de principe représenté la Figure 2-6.

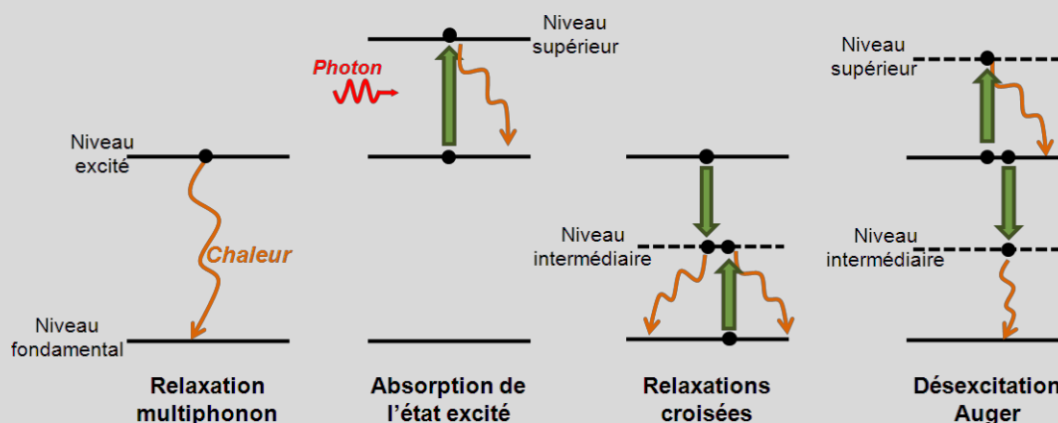


Figure 2-6 : Schémas des principales désexcitations non radiatives menant à la génération de chaleur dans le cristal.

La principale source de chaleur est la **relaxation multiphonon**. Comme le représente le schéma de la Figure 2-6, elle traduit la désexcitation d'un ion vers un niveau de plus basse énergie par transfert successif de l'énergie à des phonons de la matrice. Ces transferts conduisent alors à un dégagement de chaleur dans le cristal.

Nous avons déjà évoqué précédemment **l'extinction de fluorescence par effet de concentration** (cf. partie I, chapitre 3)<sup>i</sup>. Dans le cas de cristaux dopés Nd<sup>3+</sup> présentant des impuretés, il peut mener au transfert de l'énergie des ions excités en chaleur. Cet effet qui est d'autant plus présent que la concentration en ions et la température sont élevées [García-Rubio '00].

Les trois autres effets ne sont présents que dans le cas d'ions laser ayant une spectroscopie complexe (Nd<sup>3+</sup>, Er<sup>3+</sup>...). C'est le cas de **l'absorption de l'état excité** (ou ESA en anglais pour *Excited State Absorption*). Elle intervient quand un ion excité une première fois, peut l'être à nouveau vers un niveau supérieur grâce à l'absorption d'un photon de pompe (ou d'un photon laser). L'ion se désexcite ensuite de façon non radiative accompagné de dégagement de chaleur dans le milieu. De nombreuses études ont été faites sur divers matériaux dopés à l'ion Nd<sup>3+</sup> pour lequel cet effet est bien présent [Guyot '93-

<sup>i</sup> Il s'agit en effet d'une des seules sources de désexcitations non radiatives dans l'ytterbium.

Guyot '95]. Cependant en régime continu, ce phénomène est « court-circuité » par l'émission stimulée qui est prédominante [Fornasiero '98-Kuck '98].

Dans l'état excité, un ion peut perdre son énergie vers un niveau intermédiaire accompagné d'une excitation d'un ion initialement dans l'état fondamental vers ce même niveau intermédiaire. Cet effet porte le nom de **relaxations croisées**. Les deux ions dans le niveau intermédiaire se désexcitent alors vers le niveau fondamental sous forme non radiative [Guy '98].

Enfin, le phénomène de **désexcitation Auger** (ou « *upconversion* ») impliquent deux ions proches de l'état métastable : alors qu'un des ions transfère son énergie vers un niveau supérieur, le second rejoint un niveau intermédiaire de plus basse énergie avant d'atteindre le niveau fondamental (en perdant son énergie sous forme de chaleur par relaxation multiphonons). Cet effet est d'autant plus probable que le taux de dopage est important [Guyot '95-Guy '98]. L'upconversion a également fait l'objet d'études intéressantes cherchant en particulier à modéliser son influence dans les équations des débits [Chen '00b-Bjurshagen '04]. Cette dernière consiste à considérer que l'upconversion induit une réduction de l'inversion de population  $\Delta n$  par l'intermédiaire de l'expression différentielle suivante :

$$\boxed{\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma \cdot \Delta n^2} \quad \text{I.2.2}\{10\}$$

Avec  $\gamma$  la constante de désexcitation Auger.

La constante qui apparaît dans l'équation I.2.2{10} est propre à chaque cristal. Elle est de l'ordre de  $1.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  pour un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> dopé 0.5 at.% [Chen '00b] et entre  $1.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  [Chen '00b] et  $2.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  [Guyot '95] pour un cristal de Nd:YAG dopé 1 at.%. Les variations entre ces mesures expérimentales s'expliquent probablement par le fait que ce modèle soit trop simpliste pour rendre compte correctement de tous les phénomènes présents (voir l'article d'Ostroumov et al. sur le sujet [Ostroumov '98]). Cette modélisation a cependant le mérite de rendre compte des conséquences de ce phénomène de désexcitation. En effet, d'après l'équation I.2.2{10}, on remarque que plus l'inversion de population est importante plus l'upconversion aura un effet négatif. C'est particulièrement vrai en régime impulsif ou en amplificateur où l'on recherche à conserver une forte inversion dans le milieu à gain.

## 2.2.2 Augmenter la longueur du cristal

Dans ce paragraphe, nous allons étudier les possibilités d'augmentation de la longueur du cristal afin de favoriser l'absorption de la pompe. Nous verrons alors les conséquences qui en découlent pour le dimensionnement du système complet.

### 2.2.2.1 Croissance cristalline et limitations

Les spécifications géométriques des cristaux sont soumises à des contraintes de croissance cristalline pour parvenir à conserver une qualité utilisable dans des conditions laser. Le Tableau 2-2 résume les spécifications qu'il est possible d'avoir commercialement avec des barreaux de Nd:YAG et de Nd:YVO<sub>4</sub> (avec un diamètre compris entre 1 mm et 10 mm) s'ils sont fabriqués par une méthode de croissance industrielle bien maîtrisée.

Cristal	Nd:YAG	Nd:YVO <sub>4</sub>
Structure cristallographique	Cubique	Tétraгонаle
Longueur maximale disponible	150 mm	30 mm
Dopage maximal	2,5 at. %	3 at. %

Tableau 2-2 : Principales spécifications disponibles commercialement (d'après [FEE]).

La longueur n'est pas limitante dans le cas du Nd:YAG : les barreaux pompés par flash peuvent avoir une longueur jusqu'à 150 mm. A l'inverse, dans le cas du Nd:YVO<sub>4</sub>, au-delà de 30 mm, la qualité cristalline et l'homogénéité du dopage sont fortement dégradées.

### 2.2.2.2 Le pompage longitudinal : une nécessité

Bien que les systèmes pompés transversalement permettent de s'adapter aisément à la montée en puissance, cette géométrie ne convient pas si l'absorption est faible. Dans le cas du pompage longitudinal, la longueur du milieu parcouru par le faisceau de pompe est en générale plus importante. Ce type de pompage convient donc mieux pour des milieux peu absorbants. Il faut cependant tenir compte du recouvrement entre les faisceaux pompe et signal. De par sa mauvaise qualité spatiale, la divergence du faisceau de la diode de pompe est plus importante que celle du signal et si le cristal est trop long, le recouvrement reste limité (comme dans l'exemple de la figure Figure 2-7 suivante). Le paragraphe suivant est donc consacré aux conséquences des propriétés de propagation du faisceau de pompe pour notre application.

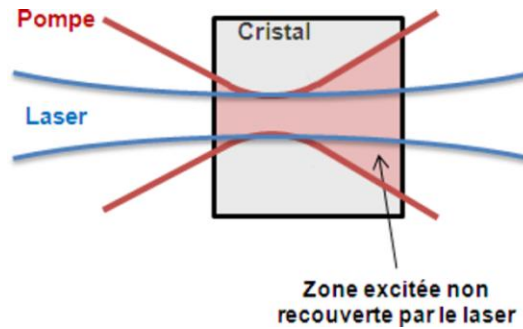


Figure 2-7 : Exemple de propagation des faisceaux de pompe et laser dans un cristal massif pour lequel l'extraction est limitée par la divergence de la pompe.

### 2.2.2.3 Propagation libre de la pompe

#### Conséquences géométriques

Pour cette étude, nous nous sommes basés sur deux critères de dimensionnement qui ont pour but de limiter la divergence du faisceau de pompe et de favoriser le recouvrement entre la zone pompée du cristal et le faisceau laser.

#### - Limitation de la longueur du cristal :

Pour éviter une trop grande divergence de la pompe, on fixe la longueur du cristal au maximum à la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe  $Z_{RP}$  :

$$L = Z_{RP} \quad \text{I.2.2}\{11\}$$

Rappelons que pour un faisceau multimode (caractérisé par son facteur de qualité  $M^2$ ), la longueur de Rayleigh est telle que :

$$Z_{RP} = \frac{\pi \cdot W_{p0}^2}{\lambda \cdot M^2} \quad \text{I.2.2}\{12\}$$

Avec  $W_{p0}$  la taille du waist de pompe,  $\lambda$  la longueur d'onde de pompe et  $M^2$  le facteur de qualité du faisceau de pompe.

#### - Optimisation du recouvrement :

Nous supposons pour simplifier que seul le faisceau de pompe va diverger dans le cristal. Le rayon du faisceau laser, quant à lui, reste constant sur toute la longueur du cristal<sup>i</sup>. Pour que le recouvrement spatial soit bon, on peut fixer une relation entre la **taille du faisceau de pompe  $W_p$**  et la **taille du faisceau laser  $W_l$**  de sorte que le faisceau laser reste toujours supérieur ou égal au faisceau de pompe dans le cristal. Cela s'exprime par la relation suivante :

<sup>i</sup> Le faisceau laser de facteur  $M^2 \sim 1$  diverge «  $M^2$  fois » moins que le faisceau de pompe dont le facteur  $M^2$  reste supérieur à 20 (environ pour une fibre de 100  $\mu\text{m}$  d'ouverture numérique égale à 0,22)



$$W_1 = W_p \left( \frac{L}{2} \right) \quad \text{I.2.2}\{13\}$$

Or l'évolution longitudinale du rayon  $W_p$  du faisceau de pompe est donnée par la relation I.2.2{14} suivante :

$$W_p(z) = \sqrt{W_{p0}^2 \cdot \left( 1 + \left( \frac{z}{Z_{RP}} \right)^2 \right)} \quad \text{I.2.2}\{14\}$$

Avec  $W_{p0}$  la taille du waist de pompe et  $Z_{RP}$  la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe.

En utilisant le critère précédent ( $L < Z_{RP}$ ), on en déduit la relation I.2.2{15} entre la taille du waist de pompe et la taille du faisceau laser. Si  $z = Z_{RP}/2$  et que  $W_p(L/2) = W_1$ , alors on trouve :

$$W_{p0} = 0,9 \cdot W_1 \quad \text{I.2.2}\{15\}$$

En remplaçant  $W_{p0}$  par sa valeur dans l'expression I.2.2{12}, on obtient immédiatement une relation entre la taille du mode laser et la longueur du cristal utilisé :

$$W_1 > \frac{1}{0,9} \sqrt{\frac{\lambda \cdot M^2 \cdot L}{\pi}} \quad \text{I.2.2}\{16\}$$

Les conditions requises pour favoriser le recouvrement spatial sont donc résumées sur la Figure 2-8. Elles imposent une relation entre la taille du waist de pompe  $W_{p0}$  et du waist laser  $W_1$  avec la longueur  $L$  du cristal. Le recouvrement spatial est assuré parce que la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe est limitée (par la longueur du cristal) et parce que le faisceau laser est moins divergent que le faisceau de pompe (car supposé monomode transverse).

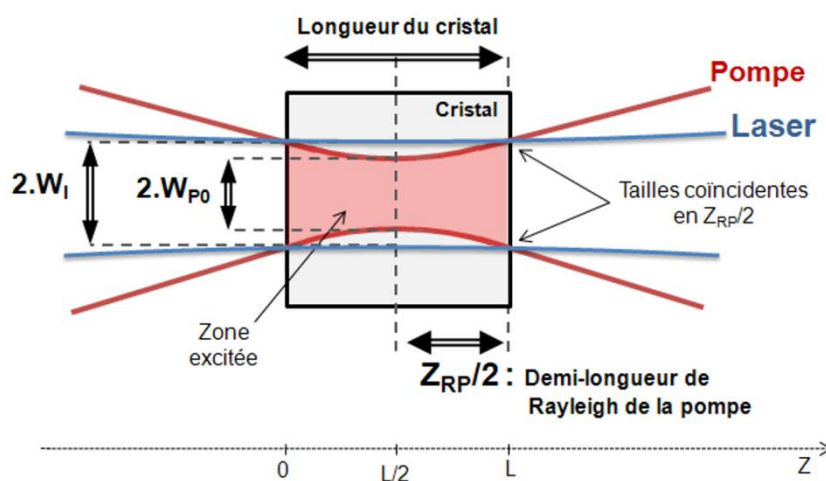


Figure 2-8 : Schéma de principe des contraintes choisies pour limiter la divergence de la pompe dans le cristal.

Nous avons donc un ensemble de valeurs du couple {rayon du mode laser ; longueur du cristal} pour lesquels il sera possible de favoriser au mieux de l'extraction grâce aux critères géométriques précédents. Pour une qualité de faisceau de pompe donnée, les couples qui conviennent se trouvent dans la zone située au-dessus de la courbe tracée sur la Figure 2-9.

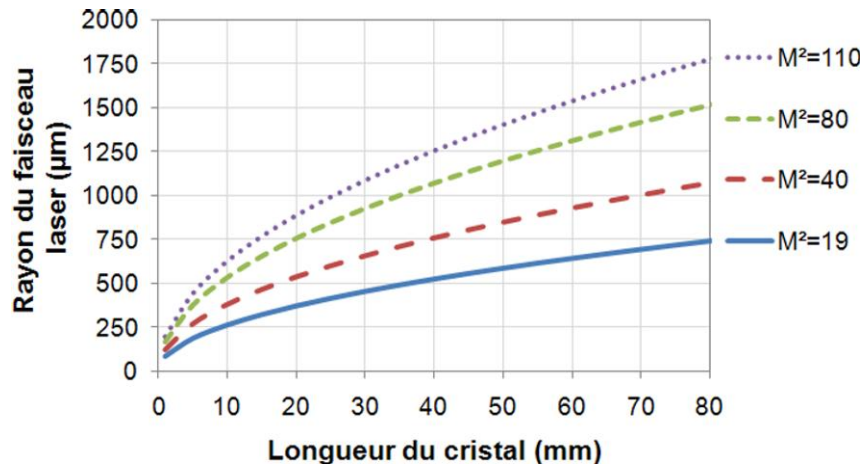


Figure 2-9 : Evolution de la taille du rayon en fonction de la longueur du cristal pour favoriser (a priori) une bonne extraction pour différents facteurs de qualité du faisceau de pompe.

Par exemple, avec une diode de pompe fibrée sur un diamètre de 100 μm (soit un facteur  $M^2$  égal à 19) et pour un cristal de 10 mm de long, il sera nécessaire d'imposer un mode laser d'au-moins 250 μm dans le cristal (d'après la Figure 2-9) et de focaliser la pompe sur un rayon d'environ 225 μm (d'après la relation I.2.2{15}). La tendance nous pousse donc à imposer des faisceaux laser ayant un rayon relativement important et surtout à privilégier l'utilisation d'une diode laser de bonne qualité de faisceau (donc de forte luminance).

### Conséquences sur le gain $G_0$ dans les cristaux

Toutefois, utiliser des rayons importants pour le faisceau laser est un facteur limitant le gain au sein des cristaux. Afin de vérifier cela, nous avons calculé l'évolution du gain en fonction de la taille du faisceau laser pour chaque cristal. Celui-ci passe par le calcul préalable de l'inversion de population.

#### Inversion de population

La détermination de l'inversion de population se fait en résolvant l'équation différentielle I.2.2{17} suivante. Ce calcul est relativement simple de par la structure de l'ion  $Nd^{3+}$  (à trois niveaux « inverse »).

<sup>i</sup> La structure est différente de celle des lasers à trois-niveaux pour lesquels, le niveau fondamental est aussi le niveau bas de la transition laser. Dans ce cas, l'intensité de pompe doit être importante pour atteindre la transparence du milieu. La structure à trois niveaux « inverse » du  $Nd^{3+}$  est moins exigeante.

$$\frac{d\Delta n(z,t)}{dt} = \alpha_p I_p(z,t) - \frac{\Delta n(z,t)}{\tau} \quad \text{I.2.2}\{17\}$$

Avec  $\alpha_p$  le coefficient d'absorption de la pompe,  $I_p$  l'intensité de pompe dans le cristal et  $\tau$  le temps de vie de fluorescence. Remarque : on néglige le phénomène de désexcitation Auger qui est très peu influent lorsque l'inversion de population reste limitée. C'est le cas ici car les faisceaux sont de diamètres élevés.

Remarque: dans la partie I (au chapitre 3), l'inversion de population n'était pas déterminée et on calculait directement le gain linéique (avec l'expression I.3.1.{10}).

L'intensité de pompe dans le cristal s'exprime simplement par la relation I.2.2{18} puisque l'on suppose que le faisceau de pompe ne diverge pas dans le cristal (conformément à la condition I.2.2{11}) :

$$I_p(z) = \frac{P_p(z)}{\pi \cdot W_{p0}^2} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_p} \quad \text{I.2.2}\{18\}$$

Avec  $P_p(z)$  la puissance de pompe le long du cristal,  $W_p$  la taille du rayon de pompage,  $h$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide et  $\lambda_p$  la longueur d'onde de pompage.

En régime stationnaire, l'inversion de population s'écrit donc :

$$\Delta n(z) = N_t \cdot \frac{\sigma_{AbsP} \cdot I_p(z) \cdot \tau}{1 + \sigma_{AbsP} \cdot I_p(z) \cdot \tau} \quad \text{I.2.2}\{19\}$$

Avec  $N_t$  la densité totale de population dans le cristal (en  $m^{-3}$ ) et  $\sigma_{AbsP}$  la section efficace d'absorption de la pompe et  $\tau$  le temps de vie de l'état excité.

### Calcul du gain $G_0$

A partir de la connaissance de l'évolution longitudinale de l'inversion de population dans le milieu, nous pouvons alors déterminer le gain linéique petit signal  $g_0$  puis le gain net intégré petit signal  $G_0$  à partir des expressions suivantes :

$$g_0(z) = \sigma_{em} \cdot \Delta n(z) \quad \text{I.2.2}\{20\}$$

$$G_0 = \text{Exp} \left[ \int_0^{L_c} g_0(z) \cdot dz \right] = \text{Exp} \left[ \sigma_{em} \cdot \int_0^L \Delta n(z) \cdot dz \right] \quad \text{I.2.2}\{21\}$$

Avec  $L$  la longueur du cristal et  $\sigma_{em}$  la section efficace d'émission à 1064 nm.

Pour ces calculs, le choix du couple {longueur - taux de dopage} a été fait de façon à ce que les deux tiers de la puissance de pompe incidente soient absorbés<sup>i</sup>. Nous avons donc simulé un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> de 20 mm et dopé 1 at.%, et un cristal de Nd:YAG de

<sup>i</sup> Etant donné les faibles valeurs de coefficients d'absorption, nous avons limité l'absorption à 2/3 de la puissance incidente de façon à ne pas être contraignants et pouvoir faire la discussion qui suit.

50 mm et dopé 2 at.%. La puissance incidente a été fixée à 20 W. La puissance absorbée dépasse donc 13 W (ce qui est une valeur cohérente par rapport à ce que l'on utilisera dans les chapitres expérimentaux suivants). La longueur étant fixée, la taille du waist de pompe a été ajustée pour respecter la contrainte I.2.2{15}. Les paramètres utilisés pour le calcul sont reproduits sur le Tableau 2-3 ci-dessous.

	Paramètres	Nd:YAG	Nd:YVO <sub>4</sub>
<b>Cristal</b>	Taux de dopage	2 at.%	1 at.%
	Densité de population totale $N_t$	$2,74 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$
	Longueur (L)	52 mm	20 mm
<b>Emission</b>	Temps de fluorescence ( $\tau$ )	160 $\mu\text{s}$	90 $\mu\text{s}$
	Section efficace d'émission $\sigma_{em}$	$2,8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$	$120 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
<b>Pompe</b>	Longueur d'onde ( $\lambda_p$ )	938 nm	914 nm
	Section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda_p)$	$0,077 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$0,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
	Coefficient d'absorption ( $\alpha_p$ )	$0,21 \text{ cm}^{-1}$	$0,5 \text{ cm}^{-1}$
	Puissance incidente ( $P_p$ )	20 W	20 W
	Puissance absorbée	13,3 W	13,3 W

Tableau 2-3 : Récapitulatif des conditions utilisées pour le calcul du gain  $G_0$ .

Le résultat des calculs est reproduit sur la Figure 2-10 suivante.

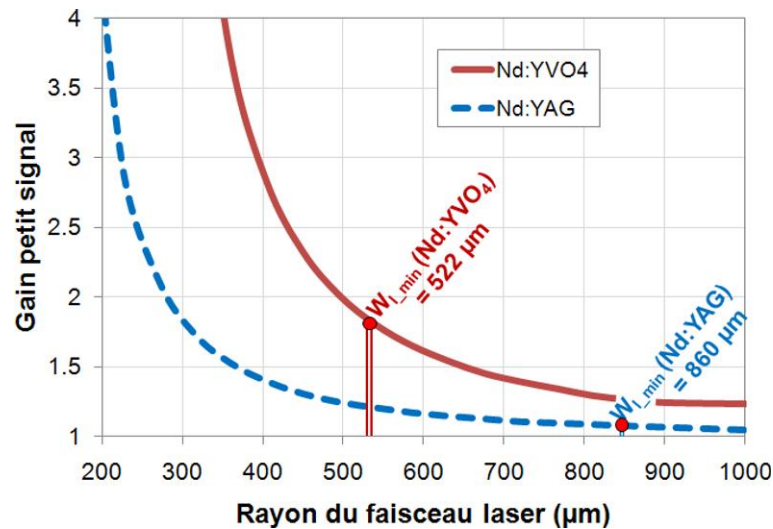


Figure 2-10 : Evolution du gain en fonction de la taille du rayon du faisceau laser. Les tailles  $W_{l,min}$  sont obtenus pour un facteur  $M^2$  de pompe de 40 à l'aide de l'expression I.2.2{16}.

Comme nous l'attendions, le gain disponible décroît fortement lorsque la taille du mode laser augmente. Cependant, grâce à la différence de section efficace d'émission, cette chute est bien plus importante dans le cas du Nd:YAG que dans le cas du Nd:YVO<sub>4</sub>. Pour

pomper le cristal de Nd:YAG en propagation libre à 938 nm, il sera nécessaire d'augmenter fortement la longueur du milieu et donc d'imposer de très gros faisceaux, ce qui est problématique pour obtenir un gain suffisant. Par exemple, si l'on souhaite utiliser un faisceau de pompe qui a un facteur  $M^2$  égal à 40, cela nécessite un rayon du faisceau laser  $W_{l_{\min}}$  de 860  $\mu\text{m}$  (d'après l'expression I.2.2{16}) et cela donne un gain  $G_0$  d'à peine 1,07 (voir sur la Figure 2-10). Avec la même qualité de faisceau de pompe à 914 nm, la même démarche mène à un rayon du faisceau laser  $W_{l_{\min}}$  de 522  $\mu\text{m}$  et un gain de plus de 1,8 dans le Nd:YVO<sub>4</sub> (voir sur la Figure 2-10).

#### 2.2.2.4 Choix des configurations de pompage

Finalement, pour le Nd:YVO<sub>4</sub> nous avons pu privilégier le bon recouvrement spatial et utiliser une configuration de pompage en propagation libre à l'aide d'un système de forte luminance à 914 nm produisant une puissance de 35 W couplée dans une fibre de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'étude expérimentale sera développée au chapitre 4.

Pour le Nd:YAG, le pompage en propagation libre n'est pas adapté. Nous avons donc décidé de nous appuyer sur le concept que nous avons présenté dans la première partie : nous allons utiliser le guidage du faisceau de pompe afin d'assurer une longueur suffisante d'absorption et un bon confinement. Cette solution avait été privilégiée pour la première étude expérimentale sur le Nd:YAG pompé par diode à 885 nm afin de favoriser l'absorption [Lavi '01].

### 2.3 Conclusions sur l'absorption

Nous avons donc démontré que les propriétés d'absorption des cristaux dopés Nd<sup>3+</sup> n'étaient pas propices, a priori, pour la mise en œuvre de notre concept. Nous avons passé en revue l'ensemble des moyens possibles pour améliorer l'absorption dans le milieu laser. Il ressort que pour chaque amélioration envisagée, il y a d'importantes contreparties à payer : augmenter le dopage induit des effets parasites, augmenter la température réduit les sections efficaces d'émission. Accroître la longueur limite le recouvrement, et pour optimiser ce dernier, augmenter la longueur revient à augmenter la taille des faisceaux et donc à limiter le gain. Une chose est claire : il est nécessaire d'utiliser des systèmes de pompage de forte luminance et de facteur  $M^2$  le plus faible possible. Cependant, malgré ces contraintes, nous avons souhaité relever le « défi » qui est l'objet des deux chapitres expérimentaux suivants. Le chapitre 3 est consacré à l'étude d'un barreau de Nd:YAG qui a une structure guidante pour le faisceau de pompe à 938 nm. Le chapitre 4 est consacré quant à lui à l'étude du Nd:YVO<sub>4</sub> pompé avec un faisceau se propageant librement dans le cristal.

### 3. Etude expérimentale du Nd:YAG pompé par diode laser à 938 nm

Pour cette étude expérimentale, nous avons utilisé un barreau de Nd:YAG de 1 mm de diamètre, de 35 mm de long et dopé à 0.7 at.% en ions  $\text{Nd}^{3+}$  élaboré par une méthode de croissance Czochralski qui offrait le meilleur produit « longueur  $\times$  concentration » parmi ceux que nous avons à notre disposition. Nous avons vérifié que nous parvenions à obtenir un gain petit signal suffisant pour obtenir un effet laser. A l'aide d'un modèle de calcul très proche de celui introduit dans la partie I, et en imposant un rayon pour le faisceau laser de 150  $\mu\text{m}$  comme ce sera le cas par la suite, le gain disponible est de plus de 1,2. Cette valeur est donc plus favorable pour réaliser notre système que celle obtenue dans le cas d'une propagation libre de la pompe et de larges faisceaux dans le cristal. Afin d'assurer une propagation efficace du faisceau de pompe dans le barreau, sa surface extérieure a été polie permettant d'atteindre une efficacité de guidage supérieure à 95 %.

Dans ce chapitre, nous étudions la mise en œuvre du concept de pompage direct à travers des mesures d'absorption et des caractérisations thermiques, avant de réaliser les essais en cavité laser. Enfin, des simulations numériques nous permettront de discuter des résultats obtenus.

#### 3.1 Etude de l'absorption

##### 3.1.1 Recouvrement spectral

Nous l'avons présenté précédemment, l'absorption à partir de la transition  ${}^4\text{I}_{9/2}(\text{Z}_5) \rightarrow {}^4\text{F}_{3/2}$  peut se faire à deux longueurs d'onde : à 938 nm ou à 946 nm (comme il a été démontré par un pompage par un laser Ti:Saphir [Goldring '08]). Nous avons choisi de pomper à 938 nm pour deux raisons. La première est que la valeur de la section efficace d'absorption à 938 nm est quasiment 2 fois plus importante qu'à 946 nm (cf. § 2.1.1). De plus, 938 nm est une longueur d'onde proche de 940 nm, et nous avons à notre disposition la diode laser utilisée pour l'étude sur l'Yb:YAG qui émet une puissance de 200 W. En la refroidissant à une température de près de 15°C, nous sommes parvenus à obtenir une puissance jusqu'à 120 W à 938 nm. Au-delà, la longueur d'onde centrale d'émission était trop décalée par rapport à la bande d'absorption.

Le spectre d'émission de notre diode de pompe a été enregistré à l'aide d'un spectromètre de marque Ocean Optics dont la résolution est de 0,25 nm. Sur la Figure 3-1, on remarque que le spectre d'émission de la source est bien plus large ( $\sim 3$  nm) que le spectre d'absorption à 938 nm qui fait une largeur à mi-hauteur de 1 nm d'après un calcul issu de mesures faites par Goldring et al. [Goldring '08]. De plus, le fait de refroidir la diode décale la longueur d'onde d'émission de certains émetteurs qui composent la diode, autour de 933 nm, ce qui est bien au-delà de 938 nm. Par conséquent, nous perdons un pourcentage non négligeable de la puissance disponible.

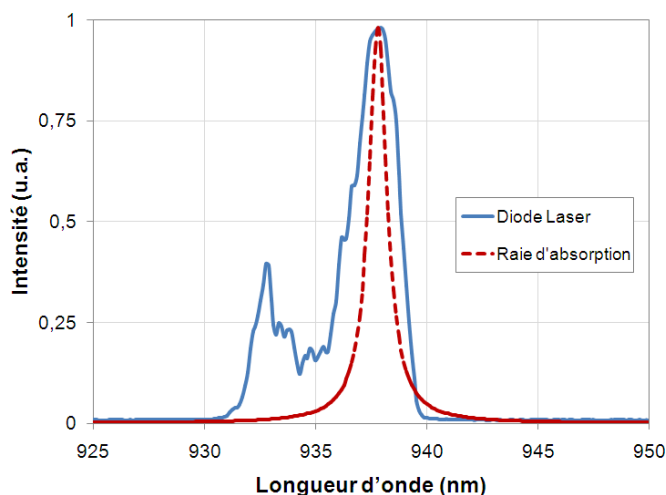


Figure 3-1 : Recouvrement spectral entre le spectre d'émission de la diode laser (mesuré) et la transition à 938 nm du Nd:YAG à température ambiante (spectre calculé).

Ainsi, à température ambiante, nous avons calculé un recouvrement spectral de l'ordre de **30 %**. Nous avons mesuré une absorption correspondante autour de **18 %** pour une puissance incidente de 120 W à 938 nm. Par conséquent, avec une absorption globale si limitée, nous avons étudié la dépendance avec la température de l'absorption pour bénéficier d'un peuplement thermique du sous-niveau  $Z_5$  plus important. C'est l'objet du paragraphe suivant.

### 3.1.2 Influence de la température moyenne

Notre barreau est monté sur une monture en cuivre munie de 2 rainures en « V ». La monture est posée sur un élément Peltier permettant de chauffer l'ensemble du barreau à une température contrôlée. Pour assurer le contact entre le cuivre et le barreau et l'homogénéisation de la température, celui-ci est plongé dans la graisse thermique. Pour mesurer précisément la température du barreau, nous avons choisi d'effectuer une mesure à l'aide du banc de cartographie thermique (décrit en partie I, au chapitre 4 et dont le schéma est reproduit sur la Figure 3-2).

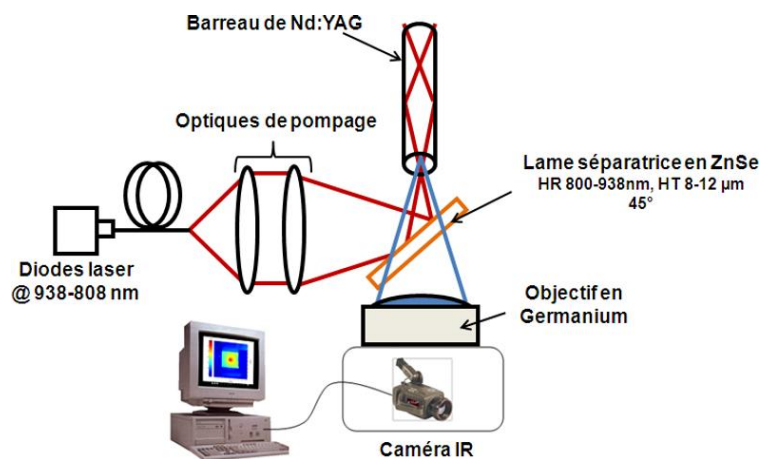


Figure 3-2 : Schéma expérimental de la mesure de température et de d'absorption.

Pour la mesure, la puissance de pompe est fixée à 120 W et nous avons fait varier la température jusqu'à environ 150°C de température moyenne sur la face d'entrée du barreau. Au-delà, la graisse thermique commençait à se dégrader. Le résultat de la mesure d'absorption est reproduit sur la Figure 3-3 ci-dessous :

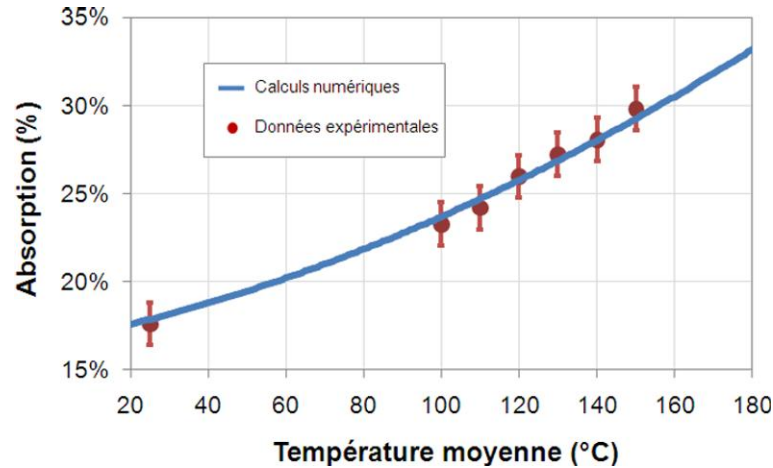


Figure 3-3 : Evolution du pourcentage d'absorption dans le barreau de Nd:YAG pompé à 120 W à 938 nm.

Comme on le voit, augmenter la température permet bien de favoriser l'absorption jusqu'à une valeur d'environ **30 %** à la température maximale de 150°C. Les résultats expérimentaux sont en accord avec le résultat d'un calcul numérique pour lequel nous avons tenu compte à la fois de l'évolution de la section efficace d'absorption avec la température et du recouvrement spectral correspondant pour chaque température. A 150°C, le recouvrement spectral atteint près de **42 %**. Le facteur de population du sous-niveau  $Z_5$  est alors de **2,2 %** à 150°C alors qu'il n'est que **0,7 %** à température ambiante. Cette valeur relativement faible malgré tout, mais grâce à la forte puissance de pompe disponible et le niveau d'absorption d'environ 30 %, la puissance absorbée dans notre barreau atteint tout de même 28 W. Compte tenu de cette valeur relativement importante, nous devrions être en mesure d'obtenir un gain laser suffisant pour la réalisation des tests en cavités. Le paragraphe suivant est consacré à cette étude.

### 3.2 Réalisation laser en régime continu

La cavité laser que nous avons utilisée est très proche de celle conçue pour la réalisation du laser à fibre cristalline dopée  $\text{Yb}^{3+}$  que nous avons présenté dans la partie I. Ainsi, le faisceau de pompe est imagé dans le barreau de Nd:YAG avec deux doublets de 50 et 160 mm de focales pour parvenir à imposer un diamètre sur la face d'entrée de 640  $\mu\text{m}$ . La cavité est composée d'un ménisque de 50 mm de rayon de courbure qui est traité de façon à être hautement réfléchissant (HR) à 1064 nm et hautement transparent (HT) à 938 nm et d'un miroir concave de 100 mm de rayon de courbure faisant office de coupleur de sortie. Le schéma expérimental global est représenté sur la Figure 3-4 ci-dessous.



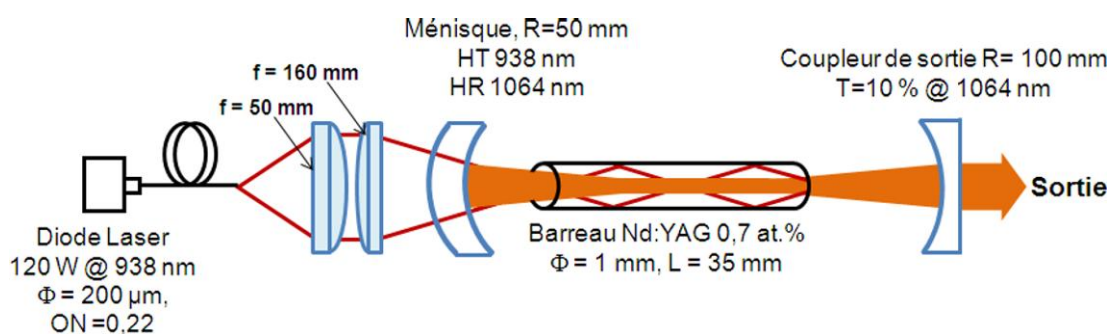


Figure 3-4 : Schéma de la cavité laser.

Nous avons optimisé la distance entre les miroirs et nous avons ajusté la transmission du miroir de sortie de façon à obtenir le maximum de puissance à 1064 nm. Enfin, nous avons fixé la température de notre échantillon à 150°C pour avoir le maximum d'absorption au moyen du module thermoélectrique situé sous la monture en cuivre du barreau laser. Dans cette configuration, nous avons obtenu les résultats représentés sur la Figure 3-5.

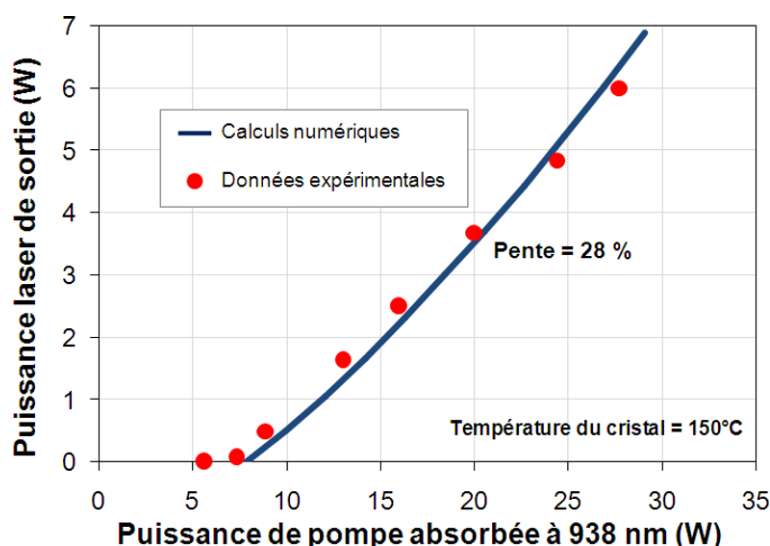


Figure 3-5 : Courbe d'efficacité laser à une température fixée à 150°C

La puissance maximale obtenue atteint **6 W à 1064 nm** pour une puissance absorbée de **28 W à 938 nm**. La pente d'efficacité obtenue est de **28 %**. Nous avons évalué le facteur  $M^2$  obtenu avec ce système à une valeur de l'ordre 7. La faible efficacité et le caractère multimode de l'émission s'expliquent par l'utilisation du concept de fibre cristalline qui souffre d'un recouvrement limité entre le volume pompé (tout le barreau) et le volume effectivement sondé par le faisceau laser.

A notre connaissance, il s'agit de la première démonstration laser à partir d'un cristal de YAG dopé  $Nd^{3+}$  et pompé par diode à 938 nm [Sangla '09b]. Par ailleurs, afin de valider notre concept, nous avons mené une étude thermique complémentaire. En effet, étant donné les niveaux de puissances absorbées mis en jeu, nous devrions observer des différences significatives entre ce pompage à 938 nm et un pompage à 808 nm. Le paragraphe suivant est consacré à cette comparaison.

### 3.3 Comparaison de l'échauffement thermique entre un pompage à 808 nm et à 938 nm

Après avoir démontré la faisabilité de notre concept en cavité laser, nous avons évalué l'échauffement thermique dans notre barreau induit par un pompage classique à 808 nm et à 938 nm. Nous nous sommes placés dans les mêmes conditions d'absorption locales pour la comparaison ait un sens. Notre mesure permet en effet de comparer dans des conditions de densité d'absorption locale similaire ( $dP_p/dz$ ) le gradient thermique sur la face pompée du cristal. Pour cela, nous reprenons la formule analytique de la température introduite précédemment dans la partie I (Expressions I.3.1 {21} et I.3.1 {22})

$$T(r,z) - T(r_0,z) = -\frac{\eta_H}{4\pi K_c} \frac{dP_p}{dz}(z) \cdot f(r,z) \quad \text{I.3.3\{1\}}$$

Avec  $T(r,z)$  et  $T(r_0,z)$  les températures aux points de coordonnées  $(r,z)$  et  $(r_0,z)$ ,  $r_0$  est le rayon maximal du milieu (égal à 1 mm),  $\eta_H$  la fraction thermique,  $dP/dz$  est l'évolution de la puissance de pompe selon l'axe  $z$ ,  $K_c$  la conductivité thermique du cristal ( $K_c=10.5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) et enfin  $f(r,z)$  est une fonction géométrique dépendante du rayon  $w_p$  du mode de pompe et du rayon du milieu laser  $r_0$  telle que :

$$f(r,z) = \begin{cases} \ln\left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)}\right) + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & \text{si } r \leq w_p(z) \\ \ln\left(\frac{r_0^2}{r^2}\right) & \text{si } r > w_p(z) \end{cases} \quad \text{I.3.3\{2\}}$$

La source de pompe à 808 nm était une diode laser d'une puissance de 35 W couplés dans une fibre de 100  $\mu\text{m}$ . Nous avons focalisé la pompe sur un même diamètre de 640  $\mu\text{m}$  à l'entrée du barreau. Pour que les gradients observés soient comparables et que seule la différence de fractions thermiques  $\eta_H$  n'intervienne, nous avons imposé la même densité de puissance de pompe sur la face d'entrée ( $dP_p/dz$ ). Cette grandeur est obtenue en faisant varier le produit du coefficient d'absorption  $\alpha$  et la puissance incidente  $P_{inc}$ . Le Tableau 3-1 ci-dessous résume les conditions expérimentales choisies :

Longueurs d'onde de pompe	$\alpha$ (cm <sup>-1</sup> )	$P_{inc}$ (W)	$\alpha \cdot P_{inc} = dP/dz$ (W/m)
808 nm	1.19	6.5	773.5
938 nm	0.079	97.5	770.3

Tableau 3-1 : Conditions expérimentales de pompage imposées pour la comparaison.

Les images obtenues par cartographie thermique sont reproduites sur la Figure 3-6 suivante.

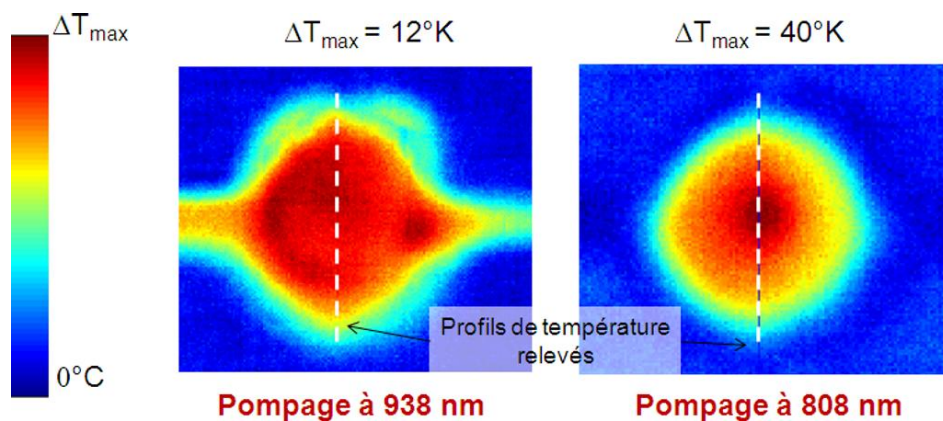


Figure 3-6 : Cartes de température de la face pompée à 938 nm (à gauche) et à 808 nm (à droite).

Les profils de température relevés dans chaque cas sont comparés sur la Figure 3-7 ci-dessous. On distingue clairement le fort gradient induit par le pompage à 808 nm ( $\sim 40^\circ\text{K}$ ), alors que l'échauffement à 938 nm est bien plus homogène ( $\sim 12^\circ\text{K}$ ). Il est certain que l'absence de gradient de température réduit intrinsèquement la variation locale de l'indice de réfraction du matériau et permet donc de réduire le phénomène de lentille thermique grâce au pompage à 938 nm.

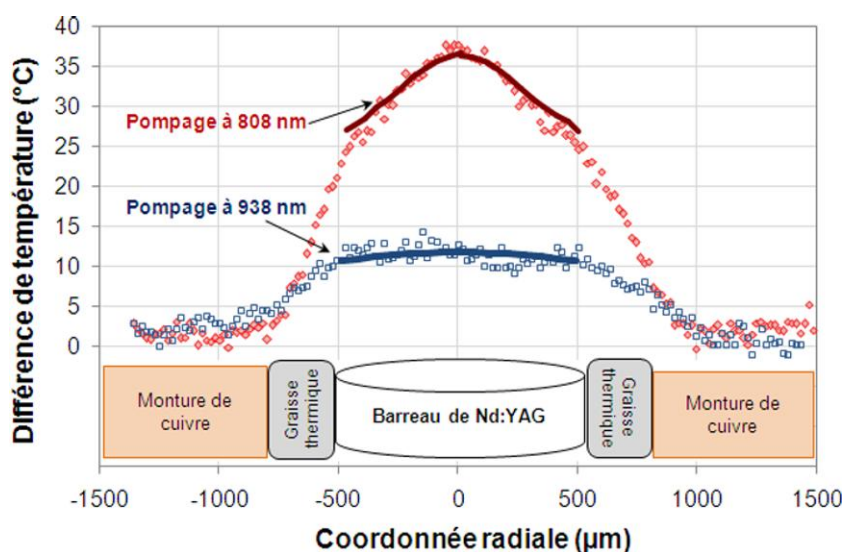


Figure 3-7 : Profils de température sur la face du barreau pompée à 808 nm et à 938 nm obtenus expérimentalement (*points*) et par une simulation par éléments finis (*ligne*). La référence de température est prise à  $0^\circ\text{C}$  sur la monture en cuivre.

Cette étude expérimentale est complétée par quelques simulations numériques par la méthode des éléments finis. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel Lascad qui a permis de mettre en évidence les mêmes tendances sur les gradients thermiques induits. C'est que l'on peut observer sur la Figure 3-7 où les simulations sont ajustées à l'expérience en faisant varier la valeur de la fraction thermique  $\eta_{\text{th}}$ . Les valeurs utilisées étaient respectivement de 40 % à 808 nm et de 12 % à 938 nm. On retrouve donc une valeur typique de fraction thermique dans le cas du Nd:YAG pompé à 808 nm et en l'absence d'effet laser [Didierjean '07]. Dans le cas du pompage à 938 nm, même en l'absence d'extraction laser,

la fraction thermique est très proche de sa valeur limite (qui est égale au défaut quantique de 11,8 %). Cela prouve bien la très faible génération d'effets thermiques dus aux effets parasites qui est responsable de l'augmentation de la fraction thermique en l'absence d'effets laser à 808 nm [Blows '99]. C'est donc un des avantages fondamentaux de ce concept.

L'intérêt de ce type de pompage direct dans la bande d'émission a donc été démontré. Pour aller au-delà, nous consacrons le paragraphe suivant aux possibilités d'améliorations des performances laser.

### 3.4 Peut-on améliorer les performances ?

Dans le paragraphe 3.1.2, nous sommes parvenus à ajuster nos calculs numériques avec la courbe expérimentale d'absorption en fonction de la température. De même, sur la courbe d'efficacité laser (Figure 3-5), nous retrouvons numériquement l'évolution de la puissance laser de sortie en fonction de la puissance absorbée. Pour ces calculs de puissance laser, nous avons tenu compte du facteur  $M^2$  mesuré et du rayon du faisceau laser de 300  $\mu\text{m}$  (déterminé à l'aide du logiciel Lascad). Comme nous travaillons à 150°C, nous avons également pris en compte la diminution de la section efficace d'émission à 1064 nm avec la température que nous avons présentée au paragraphe 2.2.1 précédent. Comme le montre la Figure 3-8 ci-dessous, si l'on fait varier la température de notre système entre la valeur maximale permise de 150°C et une température de 100°C, on retrouve également le fait que plus l'absorption augmente, plus la puissance laser mesurée en sortie est importante. A nouveau, l'accord entre nos simulations et les résultats expérimentaux est bon. Les simulations étant validées, on peut les utiliser pour explorer des pistes d'amélioration.

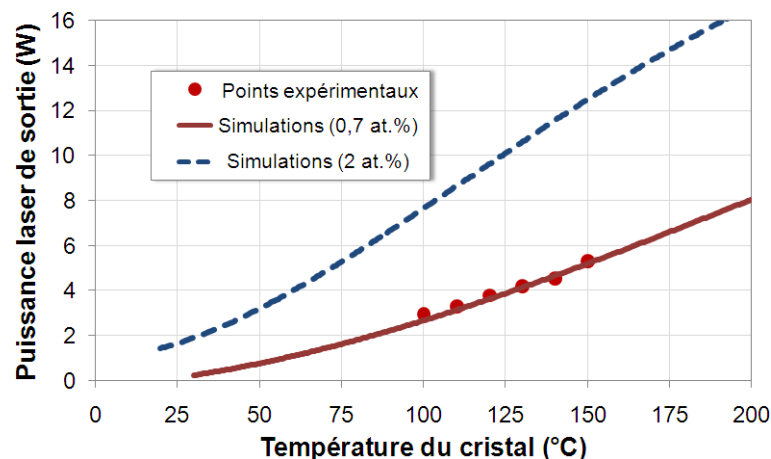


Figure 3-8 : Evolution de la puissance laser à 1064 nm mesurée (*points*) en fonction de la température pour un taux de dopage de 0,7 at.% et calculée (*ligne continue*). Le calcul est fait également pour un barreau dopé 2 at.% (*pointillés*)

La piste étudiée ici est l'augmentation du taux de dopage en remplaçant le barreau de 0,7 at.% par un barreau dont le dopage serait de 2 at.% et l'augmentation de la température du milieu. En effet, un barreau plus dopé permet d'accroître l'absorption

intrinsèque de la pompe. Pour le calcul, nous avons tenu compte de la réduction du temps de vie de fluorescence avec le taux de dopage (à cause du phénomène d'extinction de fluorescence). Pour un taux de dopage de 2 at.%, celui-ci n'est plus que de 160  $\mu$ s environ [Yan-Li '02-Dong '05].

Pour une température de 150°C, la puissance laser de sortie serait alors supérieure à 12 W pour une puissance absorbée de 72 W (pour une puissance incidente de 120 W à 938 nm). On pourrait donc faire légèrement mieux en termes de performances, mais les principales limitations restent une absorption encore faible (de 60 % environ) et un recouvrement spatial insuffisant entre le volume pompé et le faisceau laser pour favoriser l'extraction laser.

### 3.5 Conclusions sur le Nd:YAG

Finalement, nous avons étudié pour la première fois la problématique du pompage direct par diode laser dans les niveaux émetteurs à l'aide d'un banc de mesure direct de la température. Cela nous a permis de mettre en évidence l'importante réduction des effets thermiques dans un cristal de Nd:YAG en pompant à 938 nm. Nous avons également prouvé que ce concept de pompage direct permettait la réalisation d'un laser à partir d'un cristal de Nd:YAG pompé par diode à 938 nm. De plus, par rapport à un pompage à 808 nm, très peu d'effets parasites ont été observés, puisque la fraction thermique  $\eta_H$  sans extraction laser est égale au défaut quantique. Enfin, des calculs numériques complémentaires ont démontré qu'il était possible d'augmenter les performances en augmentant la température moyenne du cristal et en utilisant un dopage plus important. Nul doute enfin, que notre système pourrait bénéficier efficacement du recyclage de la pompe non absorbée et de l'utilisation de systèmes de diodes laser asservies en longueur d'onde (par exemple par des technologies utilisant des réseaux de Bragg réduisant également la largeur spectrale d'émission).

Cette étude est finalement très prometteuse pour l'étude consacrée au cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> car ce dernier présente des propriétés d'absorption bien plus intéressantes que le Nd:YAG.

## 4. Etude expérimentale du Nd:YVO<sub>4</sub> pompé par diode laser à 914 nm

Pour cette étude, nous avons utilisé un cristal taillé suivant l'axe **a**, de 4×4 mm<sup>2</sup> de section, de 10 mm de long et dopé à 1,5 at.% en ions Nd<sup>3+</sup>. Il constituait le meilleur compromis disponible commercialement pour bénéficier d'un produit longueur/taux de dopage élevé. De plus, ce choix de dopage paraît cohérent pour limiter a priori les effets parasites dans le cristal que nous avons évoqué précédemment (dans l'encadré au paragraphe 2.) et la réduction du temps de vie (avec ce dopage, sa valeur est de l'ordre de 75 μs). Nous avons souhaité d'abord étudier l'absorption qui un point critique pour notre système. Les résultats en cavité laser sont ensuite décrits. Enfin, nous avons fait une étude thermique afin de caractériser complètement notre système.

### 4.1 Etude de l'absorption

#### 4.1.1 Recouvrement spectral

Nous avons à notre disposition une diode laser de pompe émettant près de 35 W à 915 nm couplés dans une fibre de 100 μm de diamètre et d'ouverture numérique égale à 0,22. Il s'agit du système Cygnus<sup>®</sup> commercialisé par la société Spectra-Physics. La température de refroidissement de la diode a été légèrement diminuée afin d'obtenir une émission centrée sur la bande d'absorption à 914 nm. La largeur à mi-hauteur était typiquement de 2,5 nm. Ainsi, grâce à la largeur de la bande d'absorption de 4 nm à 914 nm, nous avons pu assurer convenablement le recouvrement spectral. C'est ce qui est illustré sur la Figure 4-1 sur laquelle nous avons reproduit les deux spectres normalisés. L'ensemble des composantes spectrales de la diode laser est bien contenu dans la bande d'absorption.

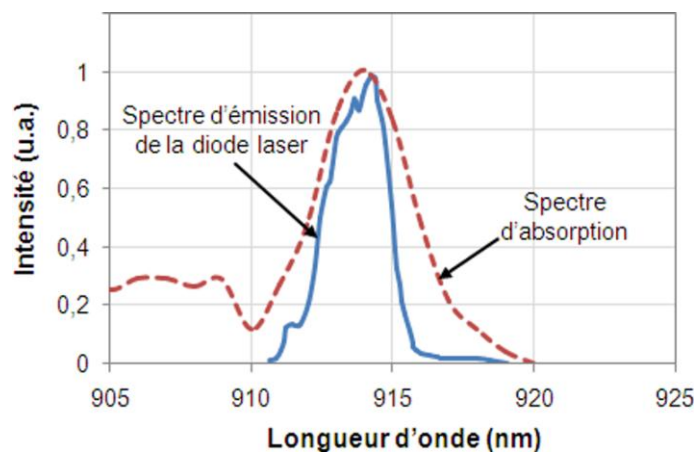


Figure 4-1 : Recouvrement spectral entre la diode laser à 914 nm et l'absorption du Nd:YVO<sub>4</sub> à température ambiante.

### 4.1.2 Polarisation de l'absorption

Afin de vérifier la possibilité de pomper convenablement notre cristal, nous avons évalué les propriétés d'absorption en fonction de la polarisation. Pour cela, nous avons mis en place le schéma expérimental reproduit sur la Figure 4-2. L'émission de notre diode n'étant pas polarisée à cause de la propagation du faisceau dans la fibre multimode, nous avons utilisé un cube séparateur de polarisation inséré dans le banc de pompage. Puis nous avons mesuré l'absorption avec une excitation polarisée selon les deux axes a et c du cristal en le tournant dans sa monture. La longueur d'onde de pompage est fixée à 914 nm pour la mesure. Afin de s'affranchir de l'incertitude liée à la présence éventuelle du phénomène de saturation de l'absorption, nous avons fait cette mesure en limitant le flux de pompe à l'aide d'un diaphragme entre les optiques de pompage.

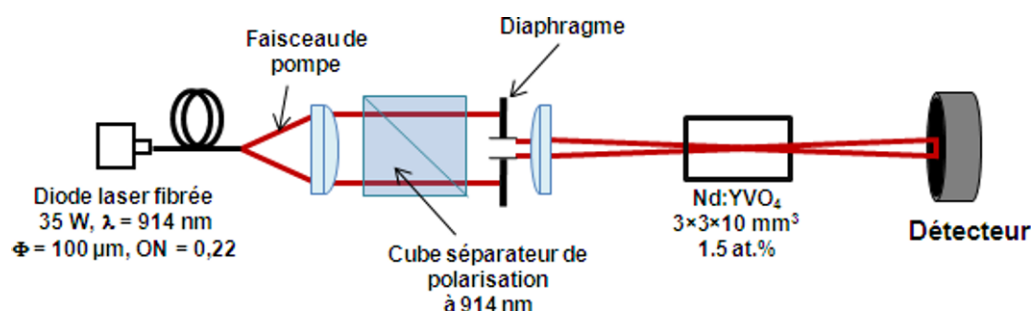


Figure 4-2 : Schéma expérimental pour la mesure de l'absorption du Nd:YVO<sub>4</sub>.

Les résultats des mesures sont reproduits dans le Tableau 4-1 ci-dessous.

	Axe c	Axe a	Absorption non polarisée
Coefficient d'absorption	0,65 cm <sup>-1</sup>	0,46 cm <sup>-1</sup>	0,58 cm <sup>-1</sup>
Pourcentage absorbé à 914 nm	48 %	37 %	44 %

Tableau 4-1 : Résultats des mesures d'absorption à 914 nm effectuées à température ambiante en fonction de l'axe cristallographique du cristal.

La dépendance en polarisation est similaire à celle observée en pompant à 888 nm [McDonagh '06b]. Contrairement à 808 ou 880 nm (cf. Figure 2-2), l'absorption ne dépend que très faiblement de l'axe cristallographique. Ceci est très avantageux pour la réalisation de notre système, car le pompage ne nécessite pas de contrôle de la polarisation du signal de pompe. L'utilisation d'une diode laser fibrée est donc parfaitement adaptée.

### 4.1.3 Augmentation de la température moyenne

Enfin, dans l'idée d'améliorer l'absorption dans notre cristal comme ça avait été le cas pour le Nd:YAG, nous avons étudié l'influence de la température moyenne sur l'absorption. Afin de vérifier le comportement pour ce cristal, nous avons monté notre cristal sur un module Peltier. L'effet Peltier (ou thermo-électrique) étant réversible, nous avons imposé un courant de façon à faire varier la température moyenne du cristal entre la

température ambiante et une température maximale de 100°C. La mesure de cette température moyenne a été réalisée à l'aide d'une thermistance collée sur une face non refroidie sur cristal. Comme le montre la Figure 4-3, cela induit bien une augmentation de l'absorption de l'ordre de 10 % à 100°C. Cependant, celle-ci reste bien moins significative que dans le cas du Nd:YAG. En effet, entre la température ambiante et 100°C, le facteur de population n'augmente que de 40 % pour le Nd:YVO<sub>4</sub> (en passant de 5 % à 7 % de la population totale du niveau fondamental). Dans le cas du Nd:YAG, l'augmentation est de plus de 170 % (en passant de 0,7 % à 1,9 % de la population totale du niveau fondamental). L'amélioration est donc moins intéressante pour ce cristal que pour le Nd:YAG. Compte tenu de la difficulté à travailler température élevée, nous avons préféré poursuivre l'étude laser à température ambiante.

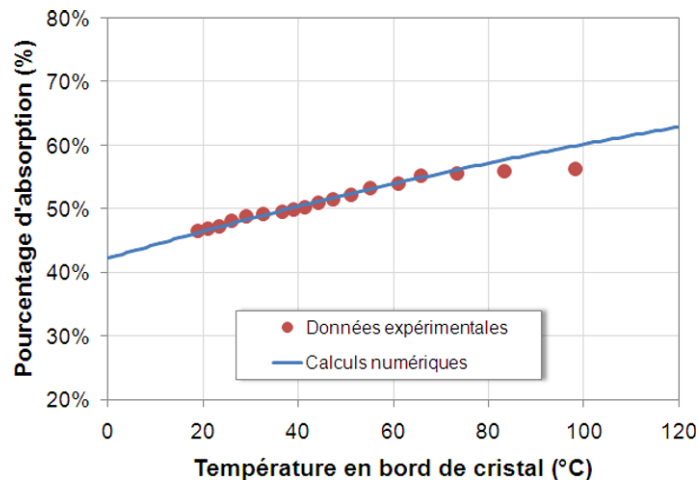


Figure 4-3 : Evolution du pourcentage d'absorption mesuré (*points*) et calculés (*ligne*) en fonction de la température moyenne du cristal.

## 4.2 Réalisation laser en régime continu

### 4.2.1 Choix de la cavité

Nous avons conçu une cavité permettant de favoriser au maximum le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le faisceau laser afin d'obtenir une forte efficacité et de bénéficier du faible défaut quantique. Ainsi, nous avons choisi de pomper le cristal avec un diamètre de 500  $\mu\text{m}$ , ce qui permet de fortement limiter la divergence du faisceau de pompe grâce à la qualité de l'émission de notre diode laser (le  $M^2$  est estimé à 19 d'après la formule I.3.2{7} donnée dans la partie I, au chapitre 3). Comme le montre la Figure 4-4, le diamètre du faisceau de pompe varie de seulement quelques  $\mu\text{m}$  sur toute la longueur du cristal. Cette dimension de faisceau permet également de limiter la densité locale de puissance dans le cristal. (Nous reviendrons en détail sur cet aspect au paragraphe 4.3.3). Le système de pompage était composé de deux doublets respectivement de 50 et 250 mm de focales pour parvenir au grandissement souhaité égal à 5.



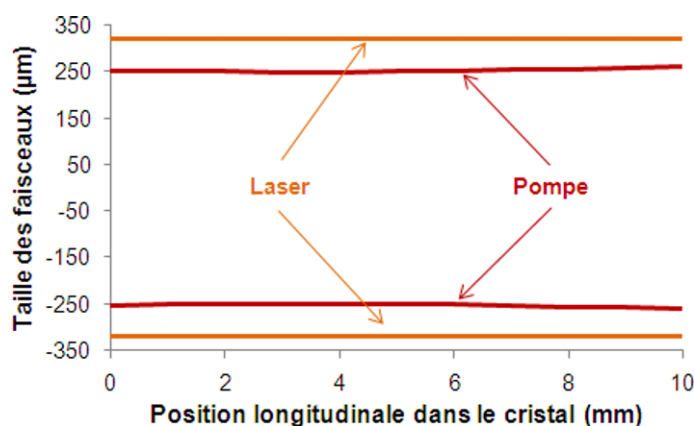


Figure 4-4 : Evolution des faisceaux de pompe et laser dans le cristal.

La cavité laser a été dimensionnée de façon à obtenir un faisceau collimaté dans le cristal. Le schéma expérimental utilisé est reproduit sur la Figure 4-5 suivante. Nous avons donc opté pour une cavité à 3 miroirs composée de la face d'entrée du cristal sur laquelle un traitement hautement réfléchissant (HR) à 1064 nm et hautement transparent (HT) à 914 nm a été déposé sur le cristal laser (M1), d'un miroir de repli HR à 1064 nm de rayon de courbure égal à 50 mm (M2) et d'un coupleur de sortie plan (M3).

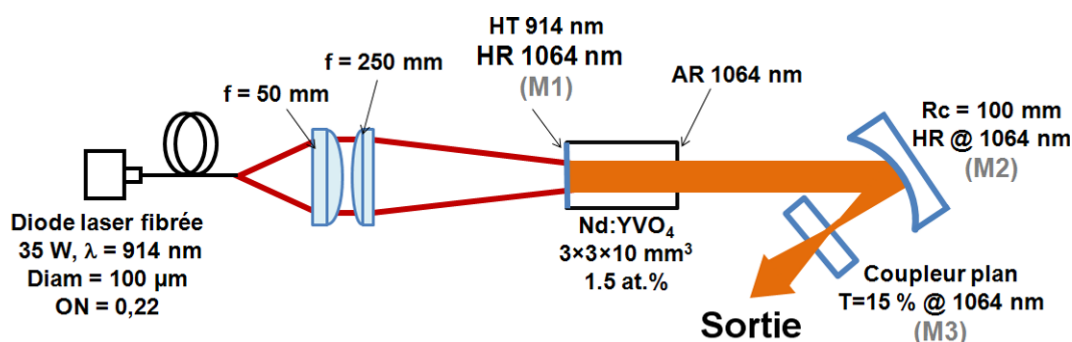


Figure 4-5 : Schéma de la cavité laser.

Cette cavité présentait l'avantage d'assurer un ajustement fin de la dimension du faisceau laser dans le cristal en faisant varier la distance entre le miroir de repli M2 et le coupleur plan M3. Expérimentalement, la meilleure performance a été obtenue avec une distance d'environ 53 mm. Nous en avons déduit que le faisceau laser (supposé monomode transverse) avait un rayon de 320 µm dans le cristal. Comme il est illustré par la Figure 4-4 précédente, le recouvrement entre les deux faisceaux est donc quasiment parfait.

#### 4.2.2 Résultats obtenus

A partir de cette cavité, nous avons cherché à optimiser la puissance de sortie en régime continu. Nous avons donc optimisé la transmission du coupleur de sortie (voir la Figure 4-6 suivante). La meilleure performance a été obtenue avec une transmission de 15 %.

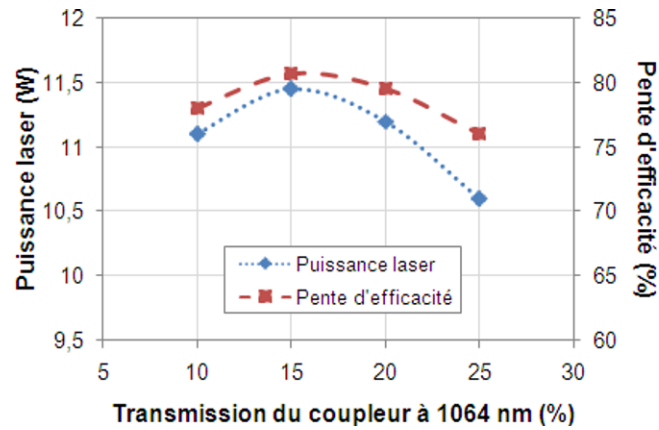


Figure 4-6 : Optimisation du coupleur de sortie à 1064 nm.

Les courbes d'efficacité laser et d'efficacité optique-optique<sup>i</sup> correspondante sont reproduites sur la Figure 4-7 en fonction de la puissance absorbée.

Le seuil laser est atteint pour une puissance absorbée de seulement **100 mW** à 914 nm. Nous avons obtenu une puissance maximale de **11,5 W** à 1064 nm pour une puissance de pompe absorbée de **14,6 W**. Cela correspond donc à une pente d'efficacité de **80,7 %**. Cette valeur est donc très proche de la valeur du défaut quantique de 85,6 % qui constitue la limite ultime d'un tel système. L'efficacité optique-optique atteint quant à elle une valeur de près de **79 %**. Ces efficacités constituent à notre connaissance, les meilleures performances jamais démontrées avec un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> pompé par diode [Sangla '09c].

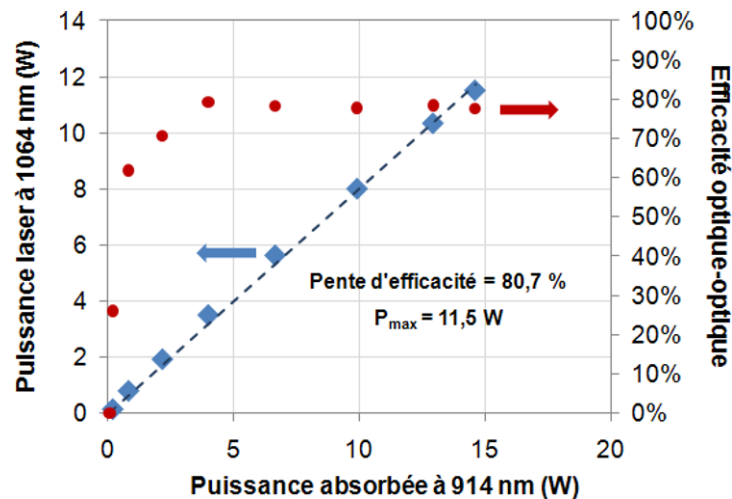


Figure 4-7 : Courbes d'efficacité laser à température ambiante.  
Les points correspondent aux résultats expérimentaux et la droite en pointillés est un fit linéaire.

Au maximum de puissance laser, nous avons également évalué le paramètre  $M^2$  du faisceau émis. Le résultat de cette mesure est reproduit sur la Figure 4-8 ci-dessous.

<sup>i</sup> Définie comme le rapport entre la puissance laser obtenue et la puissance absorbée.

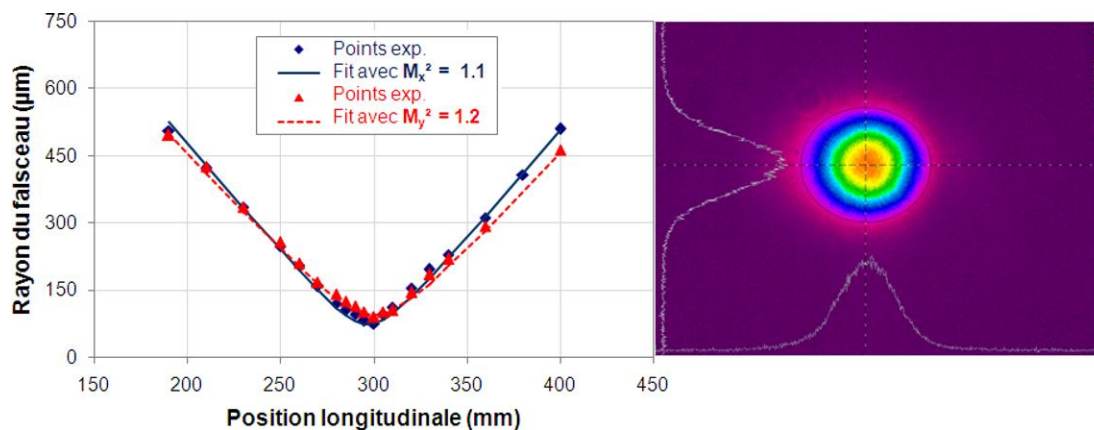


Figure 4-8 : Mesure du paramètre  $M^2$  (à gauche) et profil d'intensité pour 11,5 W de laser.

Nous avons mesuré une valeur de 1,1 dans une direction transverse et 1,2 dans l'autre. Ces valeurs, qui sont limitées par les incertitudes de mesures, démontrent que l'émission laser était parfaitement monomode transverse. L'angle du miroir M2 a été réduit au maximum (moins de  $10^\circ$ ). Des calculs de propagation de matrices ABCD montrent que l'astigmatisme introduit sur le faisceau de la cavité est alors négligeable, comme le montre le profil du faisceau mesuré en sortie. La légère dissymétrie sur le paramètre  $M^2$  provient probablement de l'inhomogénéité du refroidissement du cristal (pour lequel seules les faces supérieures et inférieures étaient en contact avec le cuivre).

Ces résultats sont très intéressants, car ils ont été obtenus à partir d'une cavité qui n'est pas stabilisée par lentille thermique contrairement à ce qui est fait généralement avec des cristaux de Nd:YVO<sub>4</sub>, même avec un pompage à plus de 100 W à 888 nm [McDonagh '06b]. Les systèmes utilisant un pompage à 808 nm ne sont optimisés que pour un unique point de fonctionnement. Notre système permet quant à lui de bénéficier d'une plus grande souplesse pour fonctionner sur l'ensemble de la gamme de puissance de pompe absorbée, comme le montre la linéarité de la courbe d'efficacité reproduite sur la Figure 4-7. Cela laisse supposer que pour des puissances de pompe supérieures à la dizaine de watts, le cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> pompé à 914 nm est très peu sensible aux phénomènes thermiques. Pour confirmer cette supposition, le paragraphe suivant est consacré à l'étude de ces phénomènes.

## 4.3 Etude des effets thermiques

### 4.3.1 Evaluation du gradient thermique sur la face pompée

Afin d'estimer expérimentalement l'influence des phénomènes parasites décrits dans l'encadré pages 180-181, nous avons mesuré la température réelle de la face pompée à l'aide du banc de cartographique infrarouge. Les images obtenues sont reproduites sur la Figure 4-9. On remarque bien l'inhomogénéité du refroidissement due à la structure de la monture du cristal utilisé : seules les faces supérieures et inférieures sont en contact avec du cuivre maintenu à 25°C par un système de circulation d'eau.

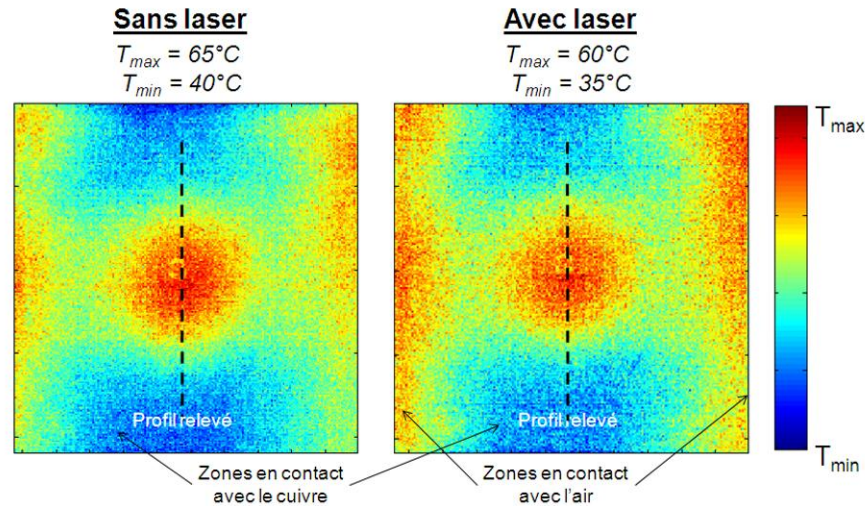


Figure 4-9 : Images de la face pompée du cristal avec et sans laser pour une puissance absorbée de 14 W.

La mesure a été faite avec et sans effet laser. Nous l'avons dit précédemment, en régime d'extraction laser, les phénomènes parasites sont négligeables car l'inversion de population est maintenue à sa valeur au seuil laser. Dans le cas contraire, l'inversion de population est bien supérieure et les désexcitations non radiatives sont favorisées. Cela se traduit par une température réelle plus importante en l'absence d'effet laser qu'en cas d'extraction. Ceci est clairement visible sur les profils de température tracés sur la Figure 4-10 suivante : avec laser, la différence entre le bord du cristal refroidi et le centre est de **15°K** alors qu'en l'absence d'effet laser cette valeur est de l'ordre de **25°K**.

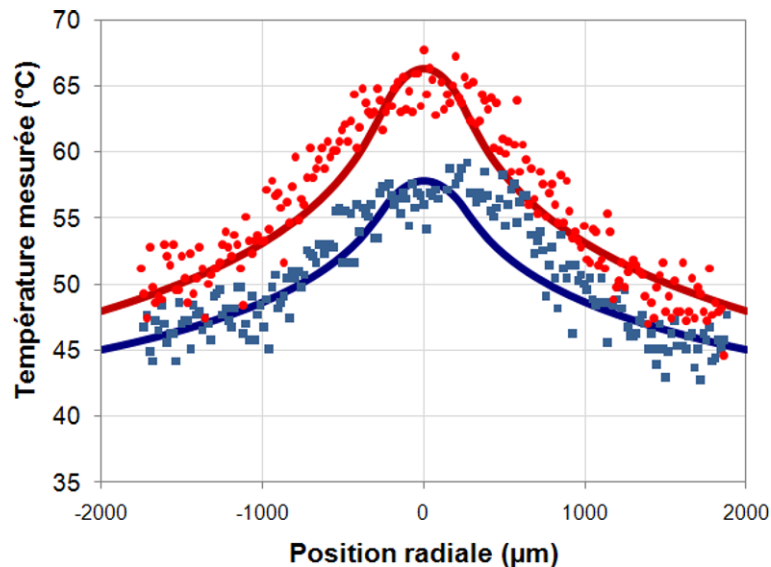


Figure 4-10 : Profils de température extraits des images de la Figure 4-9 (points) et calculés numériquement (ligne).

Les profils expérimentaux sont superposés à des profils calculés numériquement à l'aide de la formule donnant l'expression de la température en fonction de la position radiale rappelée dans le chapitre précédent (expression I.3.3{1}).

Dans cette formule, l'unique paramètre d'ajustement est la valeur de la fraction thermique  $\eta_H$  car les autres sont données par les conditions expérimentales. Comme précédemment, on utilise la relation  $\alpha_p \cdot P_{inc} = dP/dz$  car étant donné la taille du faisceau de pompe, il n'y a pas de saturation d'absorption (voir également la Figure 4-13). En présence d'effet laser, la fraction thermique permettant de coller aux données expérimentales est égale au défaut quantique soit **14 %**. Par conséquent, la puissance thermique générée dans le cristal est uniquement due à la différence d'énergie intrinsèque entre un photon absorbé et un photon laser. En revanche, sans effet laser, la valeur utilisée pour la fraction thermique est de **20 %**. Cette valeur est supérieure en raison des effets parasites supplémentaires.

### 4.3.2 Evaluation de la lentille thermique

Nous avons souhaité vérifier par ailleurs que le cristal ainsi pompé n'induisait qu'une très faible lentille thermique comme le laissent supposer les très faibles valeurs de gradients thermiques mesurés par cartographique de la face d'entrée. Pour cette mesure, nous avons utilisé le fait que notre cavité était très sensible à la lentille thermique puisque le cristal est dans un bras collimaté. Nous avons donc relevé l'évolution du diamètre du faisceau laser à l'aide d'une caméra CCD en fonction de la puissance absorbée. La variation de la taille du faisceau est reproduite sur la Figure 4-11. Sur notre plage de puissance, elle n'est que de l'ordre de 15 %. D'après cette évolution, nous avons ensuite réalisé des calculs de propagation de faisceau gaussien en utilisant les matrices ABCD pour déterminer la puissance dioptrique correspondante au sein du cristal. De même, le résultat de cette mesure est également reproduit sur la Figure 4-11.

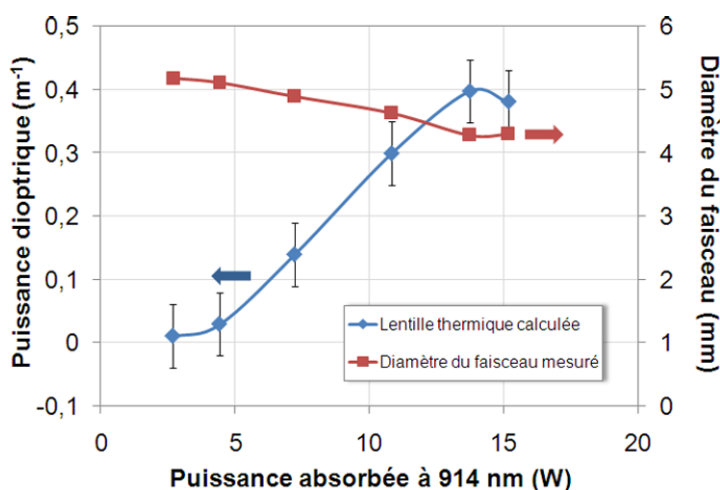


Figure 4-11 : Evaluation de la lentille thermique en fonction de la puissance absorbée à 915 nm.

Finalement, pour une puissance absorbée de l'ordre de 15 W, la puissance dioptrique induite dans le cristal est de l'ordre de  $400 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui est une valeur très faible. A nouveau, nous bénéficions de la faible charge thermique induite lors du pompage à 915 nm pour limiter la lentille thermique à une valeur très faible.

### 4.3.3 Comparaison avec un pompage à 808 nm

Comme dans le cas du Nd:YAG, la comparaison avec un pompage à 808 nm permet d'évaluer tout le bénéfice d'un pompage direct à 914 nm. Nous réalisons cette étude pour une puissance de pompe absorbée identique (alors que pour le Nd:YAG, la densité locale était identique). Cela permet d'aller plus loin et de comparer le comportement de notre système à celui d'un système qui pourrait être conçu en pompant à 808 nm.

#### Densité de population et phénomènes parasites

Dans la mesure de cartographie thermique précédente, nous retrouvons ce qui a été mis en évidence à l'aide d'une mesure de lentille thermique par Blows et al. en pompant à 808 nm [Blows '98] : des effets thermiques supérieurs sans effet laser qu'avec effet laser. Dans cette étude, ils déterminent le rapport de charges thermiques avec et sans laser. Ils ont mesuré un rapport égal à 0,5 pour une puissance absorbée inférieure à 1 W à 808 nm. Dans notre cas, nous avons un rapport égal à 0,75 pour plus de 14 W absorbé à 914 nm, ce qui montre que nous avons des effets non radiatifs bien moins importants.

Pour comprendre l'origine de cela, nous avons mené une brève étude numérique afin d'estimer la répartition de l'inversion de population dans le cristal pompé à 914 nm. A titre de comparaison, nous avons fait les mêmes calculs pour un cristal de même section de  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  et absorbant une puissance de pompe identique de 15 W mais à 808 nm. Sa longueur est de 5 mm et est dopé à 0,5 at.%. Il est pompé par une puissance de 16 W à 808 nm (sans contrôle de la polarisation). Le pourcentage d'absorption est alors respectivement de plus de 93 % à 808 nm alors qu'il n'est que de 44 % à 914 nm (conformément à notre mesure précédente). De façon à reproduire des conditions expérimentales typiques, nous supposons que les cristaux sont pompés avec un rayon  $W_p$  égal à  $250 \mu\text{m}$ . La pompe est modélisée par un faisceau non divergent (ce qui est une hypothèse raisonnable au vue de la Figure 4-4). L'évolution de la puissance de pompe  $P_p$  normalisée par sa valeur maximale est reproduite sur la Figure 4-12.

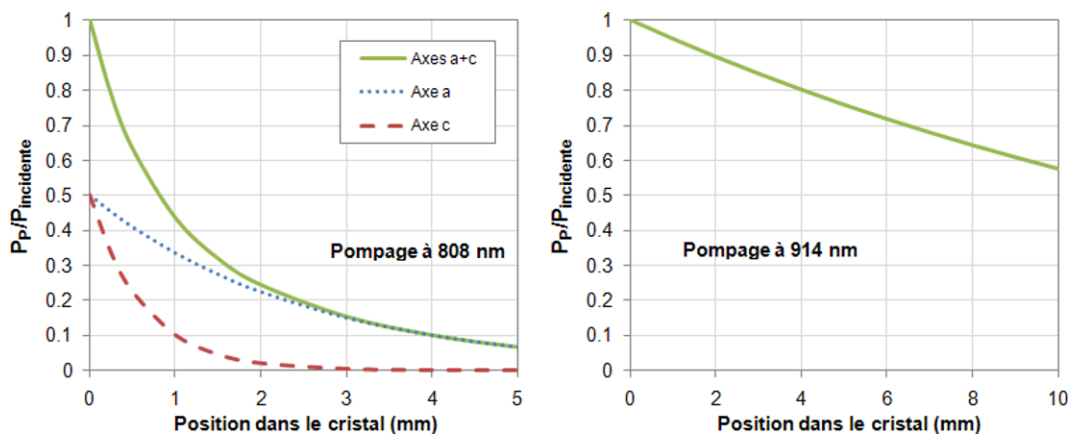


Figure 4-12 : Evolution de la pompe à 808 nm dans un cristal dopé 0,5 at.% (à gauche) et à 914 nm dans un cristal dopé 1,5 at.%(à droite).

La densité de pompe à l'intérieur du cristal variait bien plus fortement dans le cas d'une absorption à 808 nm, en particulier le long de l'axe c car tout est absorbé en seulement 4 mm. A l'inverse, dans le cristal pompé à 914 nm, l'absorption est nettement mieux répartie sur toute la longueur du milieu.

Le résultat du calcul d'inversion de population (d'après l'expression I.2.2{19}) est reproduit sur la Figure 4-13 ci-dessous. Précisons que dans le cas du pompage à 808 nm pour lequel la pompe est absorbée selon les 2 axes de polarisations, on a la relation :

$$\sigma_{\text{AbsP}} \cdot I_{\text{P}} = \sigma_{\text{AbsP}}^{(\text{axe c})} \cdot I_{\text{P}}^{(\text{axe c})} + \sigma_{\text{AbsP}}^{(\text{axe a})} \cdot I_{\text{P}}^{(\text{axe a})}.$$

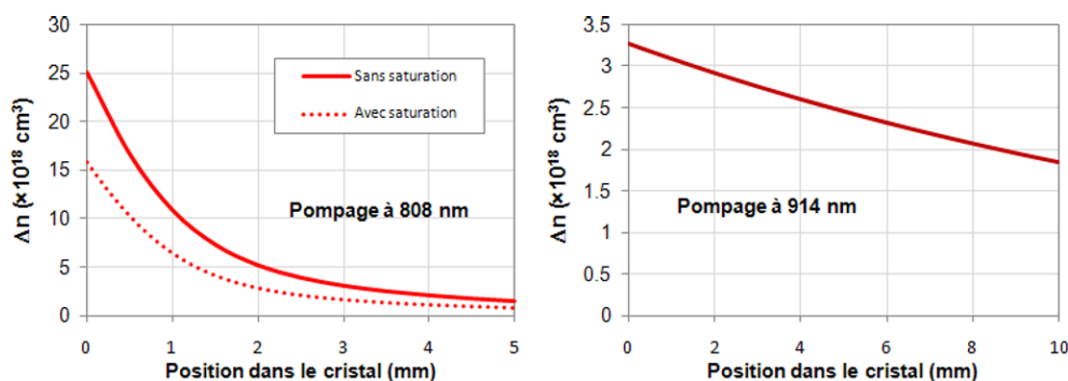


Figure 4-13 : Evolution de l'inversion de population  $\Delta n$  dans le cristal pompé à 808 nm (à gauche) et à 914 nm (à droite).

#### Remarque :

*Afin de voir l'effet de la saturation de l'absorption, on trace les courbes en prenant en compte ou non le terme  $\sigma_{\text{AbsP}} \cdot I_{\text{P}}$  dans l'équation I.2.2{19}. Ainsi, le taux de pompage à 808 nm est tel que la déplétion de la population du niveau fondamental est importante. Cette forte excitation des ions  $\text{Nd}^{3+}$  engendre donc une réduction de l'absorption locale et induit une forte inversion de population dans le milieu. Il n'y a pas cet effet à 914 nm.*

Si l'on compare avec les deux graphiques de la Figure 4-13, on remarque que l'inversion de population est mieux répartie et que la densité locale de population reste à un niveau inférieur dans le cas du pompage à 914 nm. Sur la face d'entrée, il y a quasiment un facteur 5 entre les deux valeurs d'inversion de population calculées (avec la saturation de l'absorption). Cette importante différence implique la réduction des effets non radiatifs avec le pompage direct, en particulier en l'absence d'extraction laser (comme l'effet Auger qui dépend fortement du taux d'excitation des ions).

En définitive, avec un pompage direct à 914 nm, la contribution des mécanismes parasites est donc nettement moins importante qu'à 808 nm grâce à une densité d'absorption locale réduite dans le cristal.

### **Température et contraintes thermo-mécaniques**

A l'aide du logiciel Lascad, nous nous sommes intéressés à l'échauffement thermique ainsi qu'aux contraintes thermo-mécaniques induits par le pompage. Nous les avons étudiés pour notre système pompé à 914 nm et pour le cristal pompé à 808 nm décrit précédemment.

Nous supposons ici que les cristaux sont refroidis de la même façon que lors de nos expériences : ils sont en contact avec une monture de cuivre uniquement par les faces supérieures et inférieures. Les faces latérales restent libres et en contact avec l'air ambiant. La fraction thermique dans chaque cas est prise égale à 40 % pour le pompage à 808 nm et égale à 20 % pour le pompage à 914 nm (donc en l'absence d'effet laser). Nous avons utilisé les constantes thermo-mécaniques reproduites dans le Tableau 4-2 ci-dessous :

Propriétés structurales	Nd:YVO <sub>4</sub>	
Structure cristallographique	Tétragonale	
Conductivité thermique Kc pour un cristal non dopé (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	a : 5,5	c : 6,5
Coefficient thermo-optique dn/dT (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	a : 8,5	c : 3,0
Module d'Young (N/mm <sup>2</sup> )	133 000	
Dilatation thermique (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	a : 4,4	c : 11,4

Tableau 4-2 : Propriétés thermo-optiques et mécaniques du Nd:YVO<sub>4</sub> (d'après [Casix]).

La répartition de charge thermique dans les cristaux est montrée sur la Figure 4-14. A 808 nm, la densité maximale sur la face d'entrée du cristal est plus de 7 fois supérieure à celle simulée pour un pompage à 914 nm.

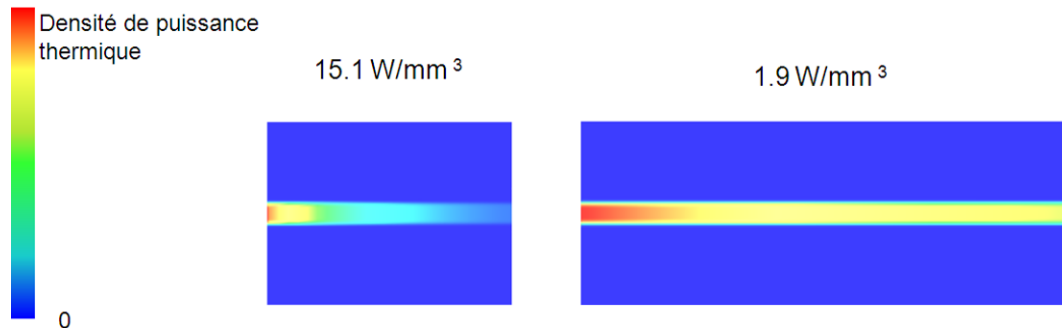


Figure 4-14 : Distribution de densité de puissance thermique dans le plan ac du cristal pompé à 808 nm (à gauche) et à 914 nm (à droite).

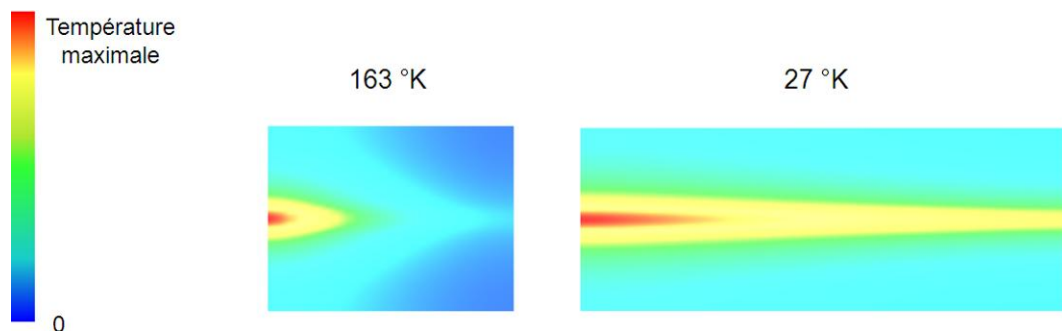


Figure 4-15 : Distribution de température dans le plan ac du cristal pompé à 808 nm (à gauche) et à 914 nm (à droite).



La Figure 4-15 reporte la distribution locale de température calculée par la méthode des éléments finis. Pour la même puissance absorbée, la différence de température maximale est remarquable avec une valeur de plus de 163°K à 808 nm et de 27°K pour le pompage dans la bande d'émission. On retrouve la valeur de l'échauffement mesurée expérimentalement (de l'ordre de 25°C sur la Figure 4-10). Ces calculs rendent bien compte des faibles gradients induits par le pompage à 914 nm.

L'intensité maximale de contraintes thermo-mécaniques correspondante est alors de 56 MPa pour le cristal pompé à 808 nm et de seulement 11,4 MPa pour celui pompé à 914 nm. Dans la littérature, la limite de fracture du Nd:YVO<sub>4</sub> est située aux alentours de 50 MPa [Chen '99-Peng '01], donc cette valeur serait dépassée pour le cristal pompé à 808 nm.

#### 4.4 Conclusions sur le Nd:YVO<sub>4</sub>

Cette étude a permis de réaliser pour la première fois un laser à 1064 nm à partir d'un cristal de Nd:YVO<sub>4</sub> pompé directement par diode à 914 nm dans les niveaux émetteurs. Grâce à une importante réduction du défaut quantique (à seulement 14 %) et à un dimensionnement de la cavité adapté, nous avons pu atteindre une **efficacité optique-optique** qui avoisine les **80 %** par rapport à la puissance absorbée, ce qui constitue une valeur record pour le cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>. A travers une étude thermique alliant une mesure de température réelle par cartographie infrarouge, une mesure de lentille thermique et des résultats de calculs numériques, nous avons montré que ce concept permettait une **importante réduction des effets thermiques** par rapport au pompage classique à 808 nm. Ainsi, notre système en l'état peut fonctionner sur l'ensemble de sa gamme de puissance, contrairement aux systèmes commerciaux pompés à 808 nm optimisés pour un unique point de fonctionnement.

Ces observations sont très encourageantes pour étudier la montée en puissance de systèmes lasers utilisant des cristaux de vanadate d'yttrium dopé néodyme. Pour notre système en particulier, celle-ci pourrait être réalisée en **augmentant l'absorption** dans le cristal, qui n'est que de l'ordre de 50 % actuellement. Ainsi, nous pourrions simplement utiliser une **longueur de cristal plus importante, un taux de dopage supérieur**, et/ou mettre en place un système de **recyclage du faisceau de pompe**.

## 5. Conclusions et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons démontré à la fois l'intérêt et la faisabilité du pompage direct dans la bande d'émission des cristaux dopés  $\text{Nd}^{3+}$  à partir du sous-niveau le plus haut du multiplet fondamental ( ${}^4\text{I}_{9/2}(\text{Z}_5)$ ). Selon ce concept, la charge thermique imposée est alors respectivement de 14 % pour le  $\text{Nd:YVO}_4$  et de 11 % pour le  $\text{Nd:YAG}$ . Cela représente donc une réduction de près de 41 % pour le  $\text{Nd:YVO}_4$  et de plus de 51 % pour le YAG par rapport à un pompage classique à 808 nm. Ainsi, ces cristaux dopés  $\text{Nd}^{3+}$  deviennent aussi intéressants que les cristaux dopés  $\text{Yb}^{3+}$  en terme de charge thermique, avec en plus des valeurs de sections efficaces bien plus grandes. La réduction des effets thermiques a été démontrée à l'aide de calculs numériques et vérifiée expérimentalement.

Dans la perspective de développement d'un produit industriel, ce concept est très attrayant afin de réduire le prix de revient du système global. En effet, à l'heure actuelle, ce prix est intrinsèquement lié à celui de la diode laser de pompe. Ainsi, pour atteindre des puissances lasers équivalentes à celles obtenues avec un pompage à 808 nm, la puissance de pompe nécessaire est moins importante parce l'efficacité du système est meilleure (en supposant que tout est absorbé). Cependant, il me semble que cela est bien plus intéressant et plus facile à réaliser avec le cristal de  $\text{Nd:YVO}_4$ . Le pompage à 938 nm du  $\text{Nd:YAG}$  est à mon sens une curiosité scientifique plutôt qu'une solution viable commercialement étant donné la très faible absorption à cette longueur d'onde.

Prenons l'exemple d'un système utilisant un cristal de  $\text{Nd:YVO}_4$ . Dimensionner un système émettant 20 W en régime continu à 1064 nm nécessite au moins une puissance de pompe 40 W à 808 nm, soit une puissance électrique consommée d'au moins 80 W uniquement pour le système de pompe. Dans le même cas, obtenir 20 W de 1064 nm nécessiterait seulement 25 W de puissance de pompe à 914 nm, soit 50 W de puissance électrique (en supposant qu'on absorbe toute la puissance de pompe). La réduction globale est très intéressante (près de 40 %). A cela, il faut ajouter également le gain de consommation du système de refroidissement pour lequel les exigences seront moindres en pompant à 914 nm. De plus, l'efficacité intrinsèque des structures semiconductrices en arséniure de gallium-indium ( $\text{InGaAs}$ ) émettant autour de 915 nm ou 940 nm reste supérieure à celle des structures en  $\text{AlGaAs}$  (utilisées pour atteindre les longueurs d'onde de 808 nm, 880 nm ou 885 nm). Enfin, les diodes lasers émettant autour de 915 nm sont bien établies sur le marché pour pomper les fibres de verre dopées à l'ion ytterbium, alors que les diodes lasers à 888 nm commencent à peine à être commercialisées suite aux démonstrations faites par Louis McDonagh [LIMO].

Finalement, il nous semble qu'un champ de recherches est ouvert pour le développement de sources de fortes puissances. En effet, les cristaux de  $\text{Nd:YVO}_4$  pourraient être pompés efficacement avec des systèmes de forte puissance à 914 nm de forte luminance. Le recouvrement spatial, qui est la grandeur clé n'en serait pas pénalisé. On peut envisager par exemple d'utiliser un système de 200 W de puissance couplés dans une fibre de 200  $\mu\text{m}$  et obtenir près de 150 W de laser en régime continu avec une efficacité tout à fait comparable à celles des systèmes à fibres dopées. L'intérêt serait alors

d'étudier bien sûr la génération d'impulsions nanosecondes en régime déclenché à haute cadence, mais également en régime picoseconde qui est le domaine de prédilection d'industriels du laser comme Coherent ou Lumera à partir des cristaux de Nd:YVO<sub>4</sub>. Ces systèmes, éventuellement couplés à des amplificateurs pompés aussi dans la bande d'émission permettraient d'atteindre des nouvelles gammes de performances.

Par ailleurs, les cristaux de Nd:YAG et de Nd:YVO<sub>4</sub> ne sont pas les seuls à pouvoir être pompés par diode à partir du sous-niveau Z<sub>5</sub>. Nous avons cité précédemment des études menées sur le Nd:GdVO<sub>4</sub>. Ce dernier bénéficierait également de notre concept car le sous-niveau Z<sub>5</sub> est davantage peuplé dans le vanadate de gadolinium que dans le vanadate d'yttrium (~ 6% au lieu de 5 %). Citons également l'exemple du verre dopé néodyme. Bien que ce matériau souffre d'importantes limitations thermiques liées à la faible valeur de conductivité thermique (de l'ordre de 1 W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>), il est très utilisé dans des systèmes fonctionnant en régime femtoseconde grâce à sa large bande d'émission à 1,06 μm. C'est le cas par exemple dans des systèmes commerciaux pour des applications biomédicales (comme l'opération du LASIK) ou dans des chaînes de fortes énergies pour des applications scientifiques [Ple '07] (comme la chaîne d'amplificateurs du Laser Mégajoule [LMJ]). Enfin, la croissance de nouveaux cristaux dopés néodyme continue d'être étudiée. Ceux-ci pourraient être d'excellents candidats pour le pompage direct par diode laser. Par exemple, dans la famille des vanadates, le vanadate de lutétium présentent des propriétés spectroscopiques remarquables par rapport à celle du vanadate d'yttrium [Maunier '02]. L'utilisation des céramiques lasers transparentes me semble être également une voie déterminante pour l'application de ce concept. En effet, les céramiques de YAG par exemple supportent des taux de dopage nettement plus importants que les cristaux massifs (jusqu'à 5 at.%), ce qui permettraient d'améliorer les efficacités d'absorption et tout en réduisant l'impact des effets thermiques par le pompage direct [Lupei '09].

Enfin, citons l'intérêt évident de réduire le défaut quantique dans les systèmes fonctionnant sur la raie d'émission autour de 1,3 μm dans les cristaux dopés néodyme. Ils souffrent en effet d'un défaut quantique très important qui est responsable en majeure partie des limitations de ces systèmes.

Ainsi, un vaste champ d'applications et de développement laser pourrait exploiter le concept dont nous avons démontré la faisabilité au cours de ces travaux.

# **Conclusions générales et perspectives**



## Conclusions générales et perspectives

Ces travaux ont été menés dans le cadre de la montée en puissance des sources lasers solides pompés par diode. Nous avons concentré notre étude sur des milieux cristallins dopés aux ions  $\text{Yb}^{3+}$  et  $\text{Nd}^{3+}$  pour bénéficier de leurs excellentes propriétés d'émission autour de  $1\ \mu\text{m}$ . Nous avons tiré parti des dernières avancées sur les diodes laser de puissance et de forte luminance émettant dans les bandes d'absorption des cristaux dopés néodyme et ytterbium.

Afin d'explorer les possibilités de mises en œuvre de nouveaux concepts pour la réalisation de sources lasers de fortes puissances, nous avons suivies deux voies :

- D'une part, **étudier la réalisation de sources lasers impulsives à partir d'une nouvelle géométrie de cristal massif : les fibres cristallines dopées  $\text{Yb}^{3+}$ .**
- D'autre part, **étudier la faisabilité de sources laser à partir de cristaux massifs dopés  $\text{Nd}^{3+}$  pompé par diode directement dans le niveau émetteur en réduisant au maximum le défaut quantique.**

La première partie de ce travail a donc porté sur l'étude théorique et expérimentale de fibres cristallines en  $\text{Yb}:\text{YAG}$ . Ce milieu à gain a une géométrie hybride entre celle des cristaux massifs et celle des fibres dopées. Sa composition est identique à celle d'un cristal massif donc, par rapport au verre, il bénéficie d'excellentes propriétés spectroscopiques et thermo-mécaniques. Ses propriétés de guidage du faisceau de pompe permettent de répartir avantageusement la charge thermique et comme c'est le cas pour les fibres dopées, la longueur du milieu de plusieurs dizaines de millimètres de long assure une surface d'échange importante avec l'extérieur. Son diamètre compris entre  $400\ \mu\text{m}$  et  $1\ \text{mm}$  permet en outre de confiner fortement la pompe et d'atteindre des niveaux de gains importants. Un état de l'art des sources de forte puissance à base de matériaux  $\text{Yb}^{3+}$  nous a permis de comparer les différentes solutions technologiques avec le concept de laser à fibre cristalline. Les propriétés de ce milieu rendent cette géométrie très avantageuse pour la réalisation de sources de forte puissance, en particulier dans une gamme de fonctionnement où les autres solutions sont limitées. Nous avons ainsi visé la réalisation d'un système alliant forte énergie, forte puissance moyenne avec des impulsions inférieures à  $20\ \text{ns}$ . Munis de cette « feuille de route », nous avons constaté que parmi les techniques de réalisations, la méthode micro-pulling down était la mieux adaptée. En effet, les compétences acquises au sein du Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents et de l'entreprise Fibercryst ont permis d'obtenir récemment d'excellents résultats laser obtenus avec des fibres cristallines en  $\text{Nd}:\text{YAG}$  au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. L'étape suivante de notre projet a consisté à réaliser une étude théorique pour le dimensionnement de notre objet laser. Ainsi, nous avons tenu compte de la structure à quasi-trois niveaux de l' $\text{Yb}^{3+}$  et des contraintes thermiques inhérentes à la réalisation de sources de forte puissance. Puis, nous avons modélisé les grandeurs liées au fonctionnement laser et souligné l'importance de combiner une zone de propagation libre

et une zone de propagation guidée pour le faisceau de pompe. Cette combinaison permet de favoriser l'extraction de la puissance stockée en conservant une bonne qualité d'émission. Cette étude a mené à un cahier des charges complet pour notre système. Nous avons donc choisi d'utiliser une source de pompage dotée d'une forte luminance : une diode laser de 200 W avec une sortie fibrée de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre et dont l'ouverture numérique était de 0,22. Le milieu laser avait quant à lui un diamètre de 1 mm, une longueur de 40 mm et avait un taux de dopage de 1 at.% en ions  $\text{Yb}^{3+}$ . Pour son élaboration, nous avons contribué au développement de la technique micro-pulling down. Ainsi, la réalisation des fibres a été optimisée par l'intermédiaire d'un cycle de caractérisations structurales et optiques menant à des analyses et à des discussions entre les différents partenaires. Cela a abouti à la croissance de fibres cristallines d'excellente qualité optique : une **transmission intrinsèque de plus de 99 %** sans affecter ni la polarisation ni la qualité d'un faisceau laser transmis. La qualité de surface des échantillons a permis d'atteindre des **efficacités de guidage supérieures à 90 %**. Ainsi, en régime continu, nous avons pu montrer que la qualité cristalline des fibres obtenues par la méthode micro-pulling down était identique à celle d'un barreau de mêmes dimensions élaboré par croissance Czochralski et dans les mêmes conditions de fonctionnement laser. Dans la perspective d'étude du régime de forte puissance, nous avons également mis en évidence le faible échauffement dans le milieu grâce à des caractérisations thermiques. La **température maximale** atteinte était **inférieure à 80°C** pour une puissance de pompe incidente supérieure à 180 W à 940 nm. Après optimisation, nous avons obtenu au maximum une puissance laser de plus de **65 W** à 1030 nm pour une puissance incidente de 180 W à 940 nm. A notre connaissance, ce résultat représente la plus forte puissance laser obtenue à partir d'une fibre cristalline élaborée par une technique de croissance directe. En régime impulsif, nous avons démontré la réalisation d'impulsions de plus de **1,1 mJ** à des cadences supérieures à **20 kHz** et avec des durées **inférieures à 20 ns**. A une cadence de fonctionnement réduite à 5 kHz, nous avons obtenu des impulsions de près de **2 mJ avec une durée de seulement 13 ns**. Cela correspond donc à une **puissance crête supérieure à 135 kW**. Pour toutes ces performances, le **facteur de qualité  $M^2$**  de l'émission laser était inférieur à **2,5**. Ces résultats, bien que préliminaires, démontrent le fort potentiel de cette géométrie avec un milieu dopé  $\text{Yb}^{3+}$ .

Ces démonstrations constituent un point de départ en vue de la réalisation de systèmes capables d'extraire davantage d'énergie et de puissance moyenne avec des durées inférieures à 5 ns, dans une architecture relativement simple et robuste. Cette géométrie pourrait également être idéale pour la réalisation de systèmes lasers de puissances en configurations « Master Oscillator Power Amplifier » et pouvant s'appliquer aussi bien à un régime nanoseconde que femtoseconde. D'importantes améliorations pourraient alors contribuer à rendre cette géométrie innovante pour les systèmes lasers de nouvelles générations. Nous pensons en particulier aux prometteuses structures cœur/gaine qui ont vu le jour durant ce projet. Par ailleurs, divers projets sont à l'étude pour développer la croissance de nouveaux types de matériaux lasers en fibres cristallines : comme le LuAG, le  $\text{CaF}_2$ , le CALGO (tous dopés à l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ ) ou encore l'Er:YAG qui constitue le cœur du travail de thèse d'Igor Martial qui poursuivra le travail sur les fibres cristallines.

La seconde partie de cette thèse était consacré à l'étude d'un concept plus fondamental afin de réduire la charge thermique au sein d'un milieu laser. L'objectif était de démontrer la faisabilité d'un système laser à base de **cristaux massifs dopés Nd<sup>3+</sup> pompés par diode directement dans le niveau émetteur en réduisant « à l'extrême » le défaut quantique**. En effet, un bref état de l'art du pompage direct de cet ion a montré qu'il était possible d'aller au-delà des solutions utilisées jusqu'alors et de pomper directement par diode sur la transition entre le niveau laser et le sous-niveau le plus haut du multiplet fondamental. Cela revient à utiliser des sources à **914 nm pour le Nd:YVO<sub>4</sub> et 938 nm ou 946 nm dans le Nd:YAG**. Cela permet de **réduire de près de 50 % la charge thermique** au sein du cristal par rapport à un pompage à 808 nm. Le sous-niveau bas de la transition de pompage étant faiblement peuplé thermiquement à température ambiante, l'absorption est relativement faible à ces longueurs d'onde et constitue une des clés de la mise en œuvre de ce concept. Nous avons donc cherché les moyens à notre disposition pour parvenir à absorber suffisamment la pompe dans le milieu. Il en est ressorti qu'un des moyens les plus efficaces était, dans le cas du Nd:YAG, d'utiliser le concept de milieu à structure guidante (avec un barreau de 1 mm de diamètre et de 35 mm de long). Le second moyen qui a été mis en avant était de fonctionner à une température moyenne supérieure à la température ambiante. A 150°C, nous avons obtenu une puissance laser de **6 W à 1064 nm** avec une puissance absorbée de 28 W. Pour le Nd:YVO<sub>4</sub> qui présente des propriétés d'absorption plus favorables, nous avons utilisé une géométrie de pompage longitudinal classique. Nous avons obtenu une puissance de **11,5 W à 1064 nm** pour une **puissance absorbée de 14,6 W**. Cela correspond à une **efficacité optique-optique de près de 80 %**, ce qui constitue, à notre connaissance, la meilleure performance jamais atteinte avec ce cristal. Nous avons donc fait les premières démonstrations expérimentales de ce concept en pompage longitudinal. Par ailleurs, au moyen d'analyses numériques et de caractérisations expérimentales, nous avons mis en évidence que la génération d'effets thermiques reste bien très limitée.

Cette première étape de démonstration pourrait permettre d'étendre considérablement les performances lasers obtenues avec des cristaux. De nombreuses déclinaisons de cette configuration de pompage sont envisageables pour la réalisation de sources impulsionnelles et d'amplificateurs de nouvelle génération...





# **Annexes**



## Annexe A

### Particularités du fonctionnement à quasi-trois niveaux dans une fibre cristalline

Cette annexe résume quelques particularités de dimensionnement sur lesquelles il est possible de mettre l'accent. Celles-ci ont une incidence non négligeable sur l'ensemble des choix effectués dans le chapitre 3 de la partie 1.

Les calculs présentés ci-dessous ont été effectués à l'aide d'un modèle plus simpliste que celui utilisé dans le dimensionnement théorique (au paragraphe 0) mais qui tient compte de l'ensemble des approximations et des équations introduites précédemment.

#### Présentation du modèle :

Nous pouvons supposer que ce faisceau de pompe est uniformément réparti sur l'ensemble du volume de la fibre. La propagation du rayon  $\omega_p(z)$  du faisceau de pompe selon l'axe optique  $z$  à partir de la formule suivante :

$$\omega_p(z) = R_0 \quad \text{Eq.A.}\{1\}$$

Avec  $R_0$  le rayon maximal de la fibre cristalline.

Bien que cette représentation soit simpliste, elle permet de mettre en évidence simplement l'influence des différents paramètres sur le gain linéique.

#### **Intérêt de la puissance de pompe :**

A titre d'exemple, il est possible de calculer l'évolution du gain linéique disponible en chaque position longitudinale pour une fibre cristalline de 1 mm de diamètre, 30 mm de long et un taux de dopage de 0.5 at.% en ion ytterbium arbitrairement choisis. Le résultat du calcul est donné pour différentes valeurs de puissance de pompe sur la

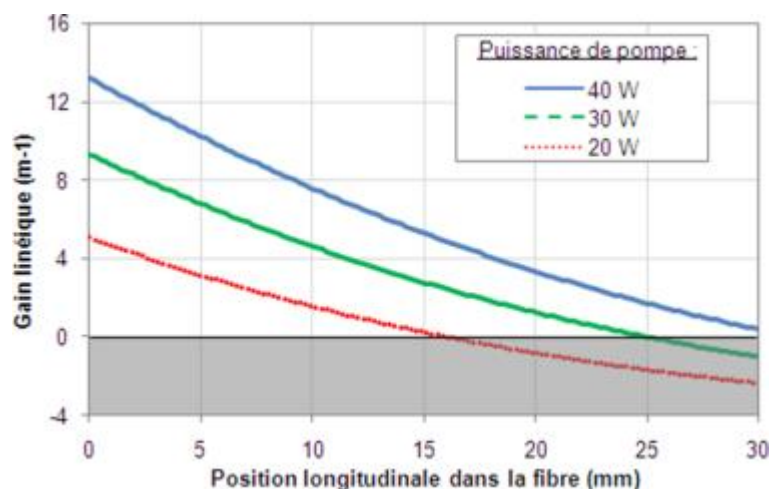


Figure A - 1 : Evolution du gain linéique pour différentes puissances de pompe en fonction de la position longitudinale dans une fibre cristalline de 1 mm de diamètre, 30 mm de long et dopée à 0.5 at.% en ion ytterbium.

Cet exemple montre bien d'une part, qu'à chaque puissance de pompe correspond une longueur de fibre maximale. Au-delà, la fin du milieu devient absorbante car le gain linéique devient négatif. Ainsi, pour 20 W de puissance de pompe incidente, la longueur critique est de l'ordre de 16 mm, alors qu'une puissance de pompe de 30 W permettrait d'utiliser dans ces conditions une longueur de fibre de 25 mm sans souffrir de réabsorption à la longueur d'onde laser.

Nous pouvons également en déduire qu'un paramètre important pour le dimensionnement d'un milieu laser dopé ytterbium est **la puissance de pompe incidente**. A chaque point de fonctionnement (une puissance de pompe donnée), il existe un optimum de longueur et de taux de dopage : ces deux grandeurs sont effectivement déterminantes pour la réabsorption à la longueur d'onde laser.

### Effet de la saturation de l'absorption de la pompe :

Nous pouvons insister également sur un effet corolaire à l'augmentation de la puissance de pompe. La transparence peut être favorisée grâce à la saturation de l'absorption. Il s'agit d'une propriété importante qui s'avère être très utile dans les cristaux dopés ytterbium dont les dimensions et le taux de dopage s'y prêtent bien car les faisceaux sont en général très focalisés, donc les intensités très importantes. C'est ce qui est montré clairement dans les thèses de Sébastien Chénais ou de Mathieu Jacquemet qui utilisent des cristaux pompés sur la raie à zéro phonon dont la section efficace d'absorption est très importante [Chénais '02-Jacquemet '05a]. Il en est de même dans les fibres classiques dopées du fait du fort confinement du faisceau de pompe.

Afin de mettre cela en évidence dans le cadre d'une géométrie à fibre cristalline, nous nous sommes placés dans des conditions qui permettent d'en rendre compte de façon claire. Ainsi, nous avons simulé une fibre de 800  $\mu\text{m}$  de diamètre, de 30 mm de long et dopée à 0,5 at.% avec la même répartition homogène de pompe que dans l'exemple précédent. Pour rendre compte de la saturation, nous avons tracé sur la Figure A - 2 l'évolution de l'intensité de pompe et du gain linéique au cours de la propagation dans la fibre cristalline. Pour comparer deux régimes bien distincts, ces deux grandeurs sont normalisées par leur valeur maximale. Enfin, les résultats ci-dessous sont donnés en supposant qu'il n'y a pas d'effet laser donc que l'intensité laser intracavité est nulle. Cette hypothèse permet de simplifier l'expression du coefficient d'absorption Eq.A. {2} de la façon suivante :

$$\text{Coefficient d'absorption sans laser : } \alpha_p = \frac{\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t}{1 + \frac{I_p}{I_{\text{pSat}}}} \quad \text{Eq.A. \{2\}}$$

#### Cas d'absorption non saturée sans laser :

Lorsque l'absorption n'est pas saturée, c'est-à-dire que  $I_p \ll I_{\text{psat}}$ , l'expression Eq.A. {2} devient l'expression Eq.A. {3}. (C'est le cas par exemple pour une puissance de pompe de 10 W, l'intensité incidente de pompe vaut  $\sim 2 \text{ kW/cm}^2$ , et  $I_{\text{psat}}$  est de l'ordre de  $25 \text{ kW/cm}^2$ .)

$$\alpha_{P_{\text{non saturé}}} \approx \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t \quad \text{Eq.A. \{3\}}$$

Dans ce cas, l'équation de propagation de l'intensité de pompe I.3.2{1} s'intègre simplement et l'absorption a alors une évolution exponentielle classique<sup>i</sup>. Par conséquent, l'intensité en z vaut :

$$I_p(z) = I_p(0) \cdot e^{-\alpha_{P_{\text{non saturé}}} \cdot z} = I_p(z) = I_{P_{\text{max}}} \cdot e^{-\alpha_{P_{\text{non saturé}}} \cdot z} \quad \text{Eq.A. \{4\}}$$

L'évolution de l'intensité de pompe est représentée sur la courbe de gauche de la Figure A - 2. Sur la figure de droite, le gain linéique normalisé à sa valeur en z=0 décroît alors fortement et ne permet pas d'atteindre la transparence sur l'ensemble de la fibre.

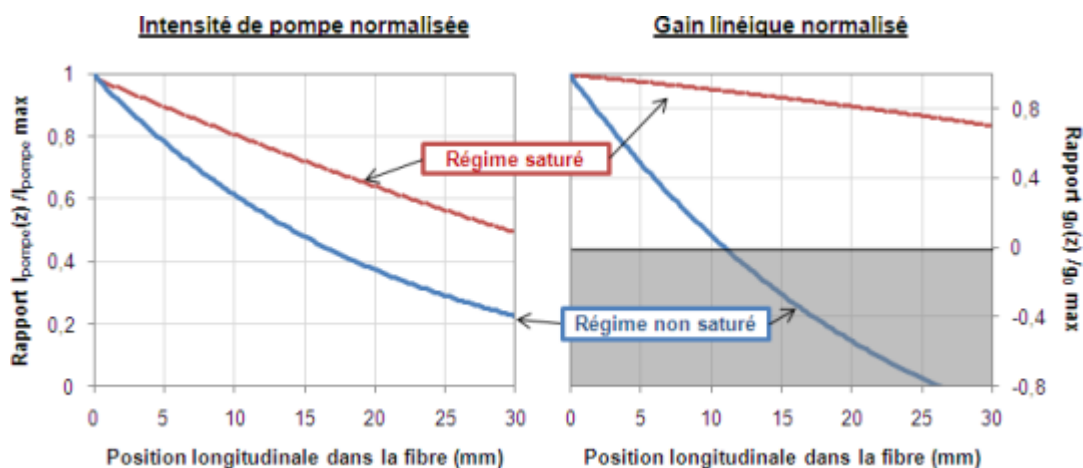


Figure A - 2 : Influence de la saturation de l'absorption sur la propagation de l'intensité de pompe (à gauche) et sur le gain linéique (à droite). Régime non saturé : puissance de pompe incidente = 10 W. Régime saturé : Puissance de pompe incidente = 200 W.

#### Cas d'absorption saturée sans effet laser :

En supposant que  $I_p \gg I_{P_{\text{sat}}}$  sur toute la longueur de la fibre, l'expression Eq.A. {2} devient alors (c'est le cas avec 200 W de pompe incident en z=0 avec  $I_p \sim 40 \text{ kW/cm}^2$ ) :

$$\alpha_p = \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t \frac{I_{P_{\text{Sat}}}}{I_p} \quad \text{Eq.A. \{5\}}$$

Donc l'équation Eq.A. {5} s'intègre alors facilement et l'intensité de pompe évolue de la façon suivante :

$$I_p(z) = I_p(0) - \sigma_{\text{abs}}(\lambda_p) \cdot N_t I_{P_{\text{Sat}}} \cdot z \quad \text{Eq.A. \{6\}}$$

On retrouve clairement ce comportement linéaire sur la Figure A - 2 à gauche. Cela se traduit alors par une évolution beaucoup plus lente du gain linéique normalisé, ce qui permet donc d'atteindre la transparence sur de bien plus grandes longueurs de milieu à gain.

<sup>i</sup> L'absorption suit alors la loi de Beer-Lambert.

Nous retrouvons donc là une propriété bien connue du fonctionnement des lasers à quasi-trois niveaux : **il est préférable de saturer fortement l'absorption pour optimiser le fonctionnement.** La différence est bien visible si l'on compare les régimes saturé et non saturé sur la Figure A - 2.

Il existe également le régime intermédiaire où l'intégration de l'équation de propagation n'est pas simple. La présence d'effet laser dans la cavité complique également la détermination de l'évolution de l'intensité de pompe.

### Intérêt de la densité de puissance de pompe :

Un second point clé pour le dimensionnement sera le confinement de la pompe au sein du milieu. On peut également parler l'importance de la densité de puissance de pompe. Cela est clairement visible en faisant varier le diamètre de la fibre, ce qui revient à « diluer » plus ou moins la puissance de pompe dans le volume de la fibre. Les résultats des calculs sont montrés sur la Figure A - 3.

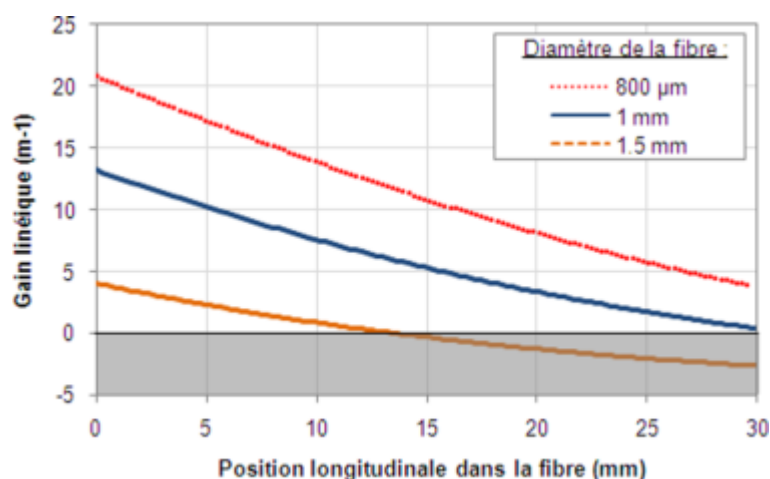


Figure A - 3 : Evolution du gain linéique pour différents diamètres de fibre cristalline en fonction de la coordonnée longitudinale dans une fibre cristalline de 30 mm de long, dopée à 0.5 at.% en ion ytterbium et pompée par une puissance fixée à 40 W.

Il apparaît donc clairement que même pour une puissance de pompe incidente de 40 W à 940 nm, utiliser une fibre de 1.5 mm diamètre ne permet d'atteindre la transparence que sur les 14 premiers millimètres de fibre. Au-delà, la réabsorption est importante. A contrario, utiliser une fibre de 800 µm de diamètre génère un fort confinement de la puissance de pompe, et provoque une augmentation de la densité de puissance. Cela permet d'atteindre des valeurs de gains linéiques plus importantes qu'avec un milieu à gain d'1 mm de diamètre.

## **Annexe B**

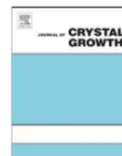
**Copie de l'article sur la croissance et les caractérisations des  
fibres cristallines en Yb:LuAG**





Contents lists available at ScienceDirect

Journal of Crystal Growth

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/jcrysgro](http://www.elsevier.com/locate/jcrysgro)

## Yb-doped $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ fibers single crystals grown under stationary stable state for laser application

D. Sangla<sup>a,b</sup>, N. Aubry<sup>a,c</sup>, A. Nehari<sup>a</sup>, A. Brenier<sup>a</sup>, O. Tillement<sup>a</sup>, K. Lebbou<sup>a,\*</sup>, F. Balembois<sup>b</sup>, P. Georges<sup>b</sup>, D. Perrodin<sup>c</sup>, J. Didierjean<sup>c</sup>, J.M. Fourmigue<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Université de Lyon, Université Lyon 1, CNRS, UMR5620, Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, F-69622 Villeurbanne Cedex, France

<sup>b</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, F-91127 Palaiseau, France

<sup>c</sup> Fibercryst SAS, La Doua, Bâtiment l'ATRIUM, Boulevard Latarjet, F-69616 Villeurbanne Cedex, France

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 15 July 2009

Received in revised form

18 September 2009

Accepted 23 September 2009

Communicated by M. Schieber

#### PACS:

42.62.-b

78.20.-e

81.10.Fq

#### Keywords:

A1. Characterization

A2. Fibers growth

A2. Single-crystal growth

A2. Micro-pulling-down method

B1. Yb:LuAG

B3. Lasers

### ABSTRACT

Undoped and Yb-doped  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  fibers single crystals have been grown by micro-pulling-down ( $\mu$ -PD) technique. The crystals fibers diameter is determined by the melt meniscus section formed by the crystallization surface. Melt behaviours in the molten zone, meniscus length and thermal gradient have been studied by Ircon optical pyrometer and CCD camera. The longitudinal segregation coefficient ( $k$ ) of the dopant ( $\text{Yb}^{3+}$ ) was measured by optical fluorescence and inductively coupled plasma (ICP). For laser measurement, the crystal fiber is longitudinally pumped by a fiber-coupled laser diode emitting a maximum output power of 100 W at 940 nm and the obtained result is encouraging.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

Recently, there has been intense interest in fibers single crystal grown by micro-pulling down for a wide variety of domains, especially for laser application [1–8]. As shown in Fig. 1, in spite of the great effort done by single-crystal fibers communities and different families of inorganic oxide fibers already grown by the micro-pulling-down method, the fibers research program compared to other growth technology (bulk crystals and thin film) is relatively poor. The demand on fiber crystals of high optical quality for applications as active source made the growth of single-crystal fibers one of the most demanding manufacturing technologies. To progress in fiber crystals utilisation as active elements in component for any application and especially laser, it is necessary that the crystal fibers used have a uniform reproducible quality. To reach this target, it is important to

control the growth process, it must be relatively rapid and free in controlling numerous growth parameters. Since the improvement in the quality of the pulled YAG:Nd fibers [1–3] and recent YAG:Yb fibers [9], we believe these results could have a large impact on the improvement of the single-crystal fibers to increase power lasers and efficiency. So, we are working to looking for the best laser host to be used to develop laser component based on fibers configuration. The material selection is based on the chemical composition of the host and the possibilities to substitute the cation host by  $\text{Yb}^{3+}$  as active luminescent ion. The reasons for choosing  $\text{Yb}^{3+}$  is related to quantum defect energy difference between a pump photon (940 nm) and the signal photon (1030 nm) is only 8.7%. The  $\text{Yb}^{3+}$  ion has several advantages compared to  $\text{Nd}^{3+}$  due to its very simple energy-level scheme, being composed of only two levels. This makes it possible to avoid upconversion, excited-state absorption and concentration quenching within a large concentration domain, so it is comfortable to use  $\text{Yb}^{3+}$ . The crystal field splits the 4f manifolds by approximately  $700\text{ cm}^{-1}$ , with the result that  $\text{Yb}^{3+}$  lasers are quasi-three level systems at room temperature. Another strategic

\* Corresponding author.

E-mail address: [lebbou@pcm1.univ-lyon1.fr](mailto:lebbou@pcm1.univ-lyon1.fr) (K. Lebbou).

point, it is necessary to control crystal growth process by the utilisation of congruent melt without phase or structure transition during crystallization process. Among inorganic oxides materials,  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ -LuAG (lutetium aluminium garnet) has a garnet cubic-type structure  $(\text{A}_3^{\text{III}})(\text{B}_2^{\text{III}})(\text{C}_3^{\text{III}})\text{O}_{12}$  with space group Ia3d, which can be a good candidate in this research program. This material belongs to the phase diagram of  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  system [10]. The garnet phase,  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  is the most stable in the binary system. It can be easily obtained as single phase by sintering at  $1500^\circ\text{C}$ , similar behaviour is known for  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG) and  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG). It was been reported by Petrosyan et al. [11], in order to obtain high-quality  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  single crystals; the starting melts must contain an excess of  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  oxide to compensate the octahedral site occupancy by lutetium ions. One reservation concerning the utilisation of LuAG crystals with high-purity  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  powders is related to the price of  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ , which is very expensive and can be an obstacle for the industrial single-crystal production. But this material is considered as a promising laser host. Using LuAG crystal, it is possible to provide high efficiency diode pumped laser [12–14]. Moreover,  $\text{Yb}^{3+}$ -doped LuAG is suitable for Q-switched and amplifiers systems, thanks to its emission cross-section at 1030 nm, which is one third higher than in Yb:YAG. (Table 1). Moreover, in comparison to  $\text{Yb}^{3+}$ -doped glass fibers, single-crystal fibers have better thermo-mechanical and spectroscopic properties with a higher damage threshold to laser intensity (Table 1). In spite of the big advantage of the utilisation of LuAG crystal for a large variety of applications, many properties as melt behaviour, turbulent fluid convection, shape of liquid/solid interface, temperature gradient effect on crystal

perfection, segregation properties and optical properties are not well established. In this work, we first use micro-pulling-down technique for fibers crystal growth, characterize the obtained crystals and check the laser performance of the grown fibers.

## 2. Experimental

### 2.1. Starting material preparation

Chemical compounds, which are used where  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  (5 N),  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (5 N) and  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  (5 N).

The single-phase preparation is described by the following reaction:



Chemicals materials are mixed thoroughly for a long time to get a homogeneous mixture. Then the raw material are cold pressed under  $1\text{ kgf cm}^{-2}$  into discs of 15 mm diameter, which were placed into an alumina crucible. The pellets were sintered at  $1400^\circ\text{C}$  for 30 h in air atmosphere. The formation of LuAG phase was confirmed by the X-ray powder diffraction analysis at room temperature. The nominal composition of Lu, Yb and Al was determined by the plasma emission spectroscopy.

### 2.2. Crystal growth by the $\mu$ -PD technique

We use RF  $\mu$ -PD technique (Fig. 2) for pulling undoped and  $\text{Yb}^{3+}$ -doped LuAG fibers from the melt. The system consists of a crucible, which contains the charge material to be crystallized and induction heating arrangement to heat the crucible and charge above the melting point. The generator operates at 34 KHz and 25 kW. The frequency units have good skin depth of currents penetration in the crucible. High-density and high-purity (99.7%) alumina was used as ceramic construction around the crucible for

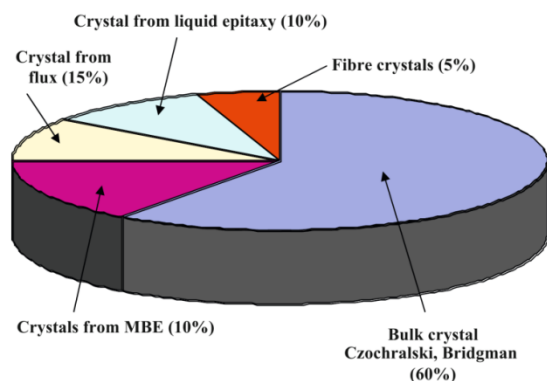


Fig. 1. Crystal growth using different technologies. The data are obtained from reference according to science-directed international patents data base. The research is focused on data obtained from 1985.

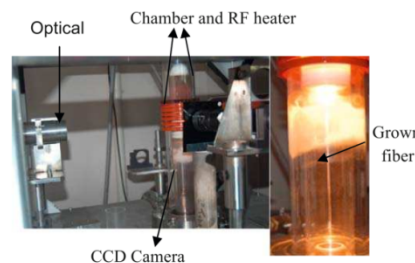


Fig. 2. Radio frequency (RF) micro-pulling-down machine and LuAG fiber crystal growth.

Table 1

LuAG and YAG-doped Yb properties including laser performance compared to Yb glass.

	Crystal	Yb:LuAG	Yb:YAG	Yb:Glass
Thermo-mechanical properties	Thermal conductivity of undoped crystal ( $\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ )	~8	10.5	1
Spectroscopic properties	Fluorescence lifetime (ms)	1	0.95	0.95
	Typical absorption wavelength (nm)	940	940	978
	Absorption cross-section ( $\times 10^{-20}\text{ cm}^2$ )	0.73	0.75	2.1
	Absorption bandwidth (FWHM) (nm)	20	18	2.5
	Typical emission wavelength (nm)	1030	1030	1043
	Emission cross-section ( $\times 10^{-20}\text{ cm}^2$ )	2.7	2.1	0.7
Laser properties	Intensity laser damage ( $\text{W}/\mu\text{m}^2$ )	~15	~15	1
	Intrinsic losses ( $\% \text{ cm}^{-1}$ )	< 1.6	< 0.4	< 0.01
	Maximum laser power	3.3 W [this work]	11 W Ref. [7]	> 1 kW Ref. [22]

Please cite this article as: D. Sangla, et al., J. Crystal Growth (2009), doi:10.1016/j.jcrysgro.2009.09.030

the thermal insulation. The program heating and cooling is automatically controlled using special software. Iridium crucible is used as charge container and crystals are grown under argon atmosphere to prevent iridium oxidation. The (111) LuAG seed crystal is dipped in the melt at the bottom of the crucible in the capillary die and the melt temperature is adjusted until a meniscus is supported. The molten zone and meniscus length are controlled by careful adjustment of the heater power. The whole assembly is maintained in quartz envelope, which permits control of the ambient gas and enables visualisation of the grown crystal by CCD camera.

### 3. Results and discussion

Stoichiometric LuAG charge is loaded into iridium crucible. Melt temperature inside the crucible is an important data, because it is directly connected to the driving force of the melt flow, which is the reason for our interest to know about this information. It was measured by optical pyrometer ( $\pm 2^\circ\text{C}$ ). To surmount the emissivity LuAG problem, which is different than YAG ( $\varepsilon=0.96$ ), we have chosen the value ( $\varepsilon=0.87$ ) reported for  $\text{Yb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  garnet in good agreement with ionic radii (Vegard law) and the atomic numbers for Lu and Yb [15]. Melting temperature of undoped LuAG is  $2000^\circ\text{C}$  (this work), different than YAG reported at  $1970^\circ\text{C}$  [16]. In spite of the congruent melt behaviour, melt overheating to  $2015^\circ\text{C}$  causes important boiling; the melt over flow the crucible walls and become distant from the capillary die. Thermal gradient in the melt was  $3^\circ\text{C}/\text{cm}$ . In spite of the low mass charge inside the crucible (1 g), high radiation is observed. Because of the high melting temperature and the crucible diameter ( $\phi=16\text{ mm}$ ), an exact study of the mechanism of the flow in the melt is difficult. We have observed a symmetric flow in the crucible. By overheating the melt, the LuAG fluid is rotating more rapidly until the flow become more turbulent. The nature of this melt instability is not well understood, and the research is under progress. Even if the crucible is stable and does not rotate, the high temperature tends to mean a low undercooling at the liquid-gas interface. Fig. 3 shows different growing steps of LuAG fiber crystal pulled by the  $\mu$ -PD technique. Undoped LuAG  $\langle 111 \rangle$ -oriented seed of 1 mm diameter was used for pulling undoped and  $\text{Yb}^{3+}$  LuAG fibers single crystals. The seed connection to the crucible orifice is made slowly with low pulling rate ( $0.08\text{ mm}/\text{min}$ ) and controlled seed melting (seed length melted= $20\mu\text{m}$ ) is generally made before the growth process.

The shape and the location of the crystallization interface and the molten zone are the most important parameters determining the quality and uniformity of the obtained crystals. This is the reason why an important effort was done to control these parameters to detect fluctuation temperature gradient in the vicinity of the phase boundary.

The growth process was controlled manually by changing pulling rate and heating power, using as a guide the ratio of meniscus height ( $h$ ), defined as the height of the bright region

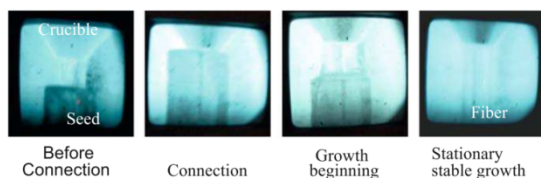


Fig. 3. The different intermediary steps before growing LuAG fibers under stationary regime.

under the crucible, to fiber diameter (Fig. 3). Experimentally, in the case of LuAG melt, under stationary state, this ratio was found to be 1: 5–10 (meniscus height: fiber diameter) depending on the growth parameters, crucible design (shape factor) and the starting composition. During the growth of LuAG fiber crystal under stationary stable state, we do not see any change in the solidification volume; in this case the growth angle ( $\theta$ ) (Fig. 4) of the crystal is equal to the contact angle ( $\alpha$ ) of the meniscus. For LuAG-doped  $\text{Yb}^{3+}$  (0.9 at%), the obtained picture by CCD camera is not perfectly asymmetric and the contact angle measurement is estimated to be  $(13^\circ \pm 5^\circ)$ . This angle is measured for only few materials such as  $\text{LiNbO}_3$  [17],  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [18] and Si [19]. Any change in the pulling rate or the RF power during the crystal growth under stationary stable state will cause a perturbation in the molten zone, which will be accompanied by modification of meniscus height. Such behaviour will cause an important diameter modification given by Eq. (1), followed by fiber disconnection from the melt.

$$(dR/dt) = v \tan(\theta - \theta_0) \quad (1)$$

$R$ : fiber radius,  $v$ : pulling rate,  $\theta$ : growth angle.

The behaviour of materials, which are wetted by their liquid is not well studied and less well understood especially in the case of fibers crystals growth. Following our results, we have found that the LuAG melt does not over flow the crucible, which corresponds to similar behaviours as YAG and saphir and opposite phenomena in the case of BGO and  $\text{LiNbO}_3$  fiber crystal growth. This behaviour allows us to control the surfaces of the crucible/liquid, crystal/liquid surface and fiber diameter by RF power adjustment. As shown in Fig. 3, by using iridium crucible of orifice of about  $0.4\text{ mm}$  and outer diameter  $1\text{ mm}$ , it was possible to allow LuAG

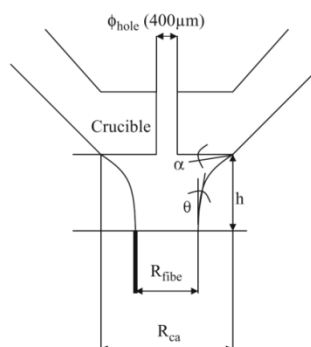


Fig. 4. Illustration of growth condition under stationary state showing the contact angle ( $\alpha$ ) and the growth angle, which can be equal in the case of stationary regime.



Fig. 5. Undoped and Yb-doped LuAG fibers grown under stationary state.

## ARTICLE IN PRESS

4

D. Sangla et al. / Journal of Crystal Growth ■■■■■ ■■■■■

melt to flow in the direction of solid/liquid interface without wetting the crucible periphery. The temperature gradient inside the after heater was about 55 °C/mm. In spite of the molten zone size, the convection phenomena play an important part in the crystallization dynamic and the steady state. It is difficult to elucidate the convection LuAG melt in the molten zone. High melting temperature and the high thermal gradient are the driving force for the convection phenomena obtained in the molten zone. Lan [20] has shown the existence of different convection modes in the molten zone during Ge fibers crystal grown by  $\mu$ -PD. But, up to now, because of the unknown LuAG data such high temperature viscosity, melt density, surface tension and others physical parameters necessary to calculate the field of convection modes is difficult to realize a complete convection study related to this unknown system.

The crystals were grown at a pulling down rate belonging to the range [0.3–1 mm/min] and were 800  $\mu$ m in diameter, close to the diameter of the crucible opening. They were transparent, colourless and smooth surface. The typical length of the molten zone corresponding to the stationary state was about 110  $\mu$ m and the crystallization interface was flat and stable. The length of crystals was up to 800 mm, and 100% of the liquid was crystallized into the fibers. Whatever may be the starting composition prepared in this work ( $\text{Yb}^{3+} \leq 0.9\text{at}\%$ ), we had not seen any composition evolution resulting in a second-phase formation. Disconnection of the fiber growing from the molten zone was

never observed even in the case of changing growth parameters such as the pulling rate. We had not seen any different behaviour between undoped and Yb-doped LuAG melt. Fig. 5 shows the undoped and Yb-doped LuAG grown fibers under stationary stable state corresponding to the flat interface. The diameter is stable (Fig. 6) with high reproducibility and the grown LuAG fibers were faceted with hexagonal cross-section (Fig. 7) well known for the  $\langle 111 \rangle$  growth direction. Because of its flat solid/liquid growth interface, LuAG fibers were free from scattering and faceted core region. The fibers developed in the frame of this project will be used as active medium for laser sources with high surface–volume ratio. It is not necessary to have high  $\text{Yb}^{3+}$  concentration in the fibers. In order to design them carefully, we developed a numerical model giving the simple-pass small signal gain  $G_0$  in the fibers, regarding our pumping scheme, the rate equations and the effective absorption and emission cross-sections calculated with the Boltzmann population factors [21]. In fact, the quasi-three level structure of  $\text{Yb}^{3+}$  requires a careful design of the gain medium to take into account the reabsorption losses at the lasing wavelength induced by thermal population of the lower level at room temperature. Key parameters are the doping concentration and the length of the gain medium. Following our simulation results shown on Fig. 8, a length of 50 mm and a doping rate of 0.9 at% of  $\text{Yb}^{3+}$  will be sufficient for this application, therefore, it was not necessary to grow fibers with high  $\text{Yb}^{3+}$  concentration larger than 1 at%. The crystal grown from 0.9 at%  $\text{Yb}^{3+}$ -doped LuAG along  $\langle 111 \rangle$  direction were analyzed by ICP for different solidification fractions, but we have not seen  $\text{Yb}^{3+}$  variation. In addition,  $\text{Yb}^{3+}$  concentration along the crystal fiber was estimated

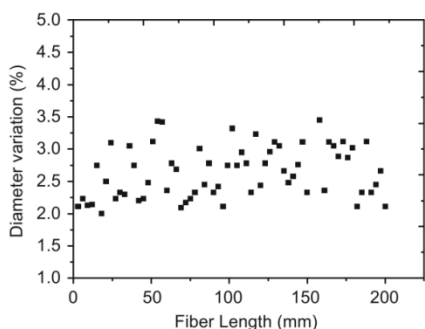


Fig. 6. Diameter variation along the growth direction.



Fig. 7. Fiber cross-section showing the LuAG facets.

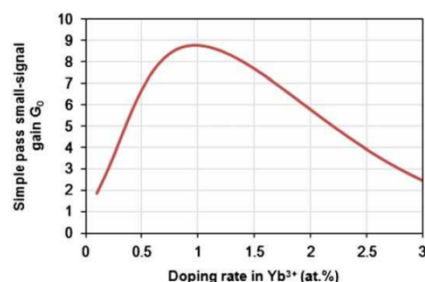


Fig. 8. Simple pass small-signal gain calculated for a Yb:LuAG crystal fiber of 0.8 mm in diameter and 50 mm long. The incident pump power was 100 W at 940 nm.

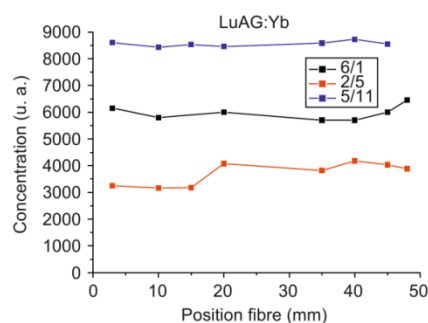


Fig. 9. The Yb concentration analysis by fluorescence measurement performed on three different fibers using continuous laser diode at 970 nm.

Please cite this article as: D. Sangla, et al., J. Crystal Growth (2009), doi:10.1016/j.jcrysgro.2009.09.030

by monitoring its luminescence collected perpendicularly to the crystal fiber and excited also perpendicularly with a continuous laser diode at 970 nm. As shown in Fig. 9, the composition distribution in the grown crystal was found to be of high uniformity and effective distribution coefficients  $k_{\text{eff}}$  close to 1. In order to estimate LuAG fibers grade and to evaluate the intrinsic qualities such as stress, we used a focused beam of a helium–neon laser emitting at 633 nm, which is sent through the fiber along the [111] axial direction. The output beam intensity was recorded with a CCD camera. The best fibers gave a nearly Gaussian beam profile (Fig. 10) under transmitted He/Ne laser beam, which confirmed that the fibers were defect free. Growing crystals with high pulling rate (1.5 mm/min) causes an important increase in the meniscus length ( $h$ ) to 220  $\mu\text{m}$ , allowing reduction in the diameter fiber  $\approx 600 \mu\text{m}$  accompanied by a high thermal stress density apparition along the grown fibers (Fig. 11). We measured an average transmission of 92% and a guidance efficiency of 90%. These results allowed us to realize laser emission in  $\text{Yb}^{3+}$ -doped LuAG fibers with length of 50 mm and diameter 0.8 mm. Preliminary laser tests were lead using the experimental setup shown in Fig. 12. The crystal fiber is longitudinally pumped by a fiber-coupled laser diode with a maximum output power of 100 W at 940 nm. The pump is guided by the total internal reflections at the fiber surface. Laser emission was achieved inside a two concave mirrors cavity. In CW regime and with an optimal output

coupler of 50% transmission, we achieved a maximum output power of 3.3 W at 1030 nm for an incident pump power of 90 W. The laser efficiency is shown in Fig. 13. The laser beam that remained unguided inside the single-crystal fiber had an estimated waist size of 120  $\mu\text{m}$  diameter. Thus, it was very low compared to the 800  $\mu\text{m}$  diameter of the whole pumped single-crystal fiber. We believed that the efficiency was limited by the weak overlap between the pumped volume and the laser mode and by the limited intrinsic transmission of only 92% (see on Table 1). Moreover, the laser beam experienced important diffraction losses at the crystal fiber extremities, which might have affected the efficiency of our system. Even if complementary laser experiments will improve the efficiency, the first preliminary results on Yb:LuAG fibers presented here are very encouraging for the realization of new laser systems based on  $\text{Yb}^{3+}$ -doped  $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  single-crystal fibers. These systems will benefit from its higher emission cross-section at the lasing wavelength compared to the one of Yb:YAG (Table 1).

#### 4. Conclusion

Undoped and Yb–LuAG high-quality single-crystal fibers have been grown by micro-pulling-down technique. The LuAG melting temperature has been measured and the growth process has been well controlled and optimised as a function of the growth parameters. Under stationary stable regime, the growth interface was flat and the obtained fibers was of high quality. The  $\text{Yb}^{3+}$  dopant is substituted to  $\text{Lu}^{3+}$  with homogeneous distribution along the growth axis. The different complex thermal phenomena and the convection in the molten zone do not affect the dopant distribution in the grown fiber, and  $\text{Yb}^{3+}$  segregation is close to one. To our knowledge, we realized the first laser demonstration obtained with Yb:LuAG crystal fibers obtained directly from the growing process. These results on this inorganic oxide family

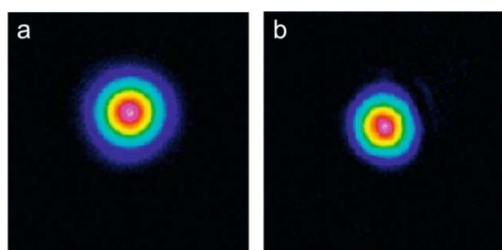


Fig. 10. He/Ne laser beam emitting at 633 nm ( $P=0.95 \text{ mW}$ ) in air and through the fiber. (a) Beam passing in air and (b) beam passing through LuAG-Yb (0.9 at%) fiber.

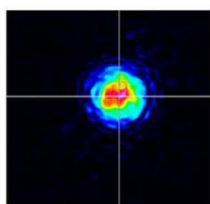


Fig. 11. He/Ne laser beam through LuAG-Yb (0.9 at%) (fiber contain high stress density).

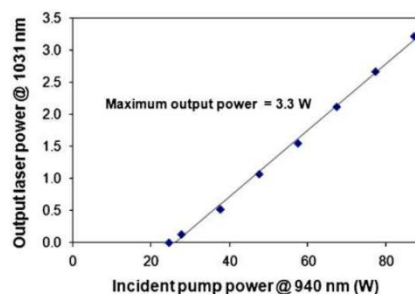


Fig. 13. Laser efficiency with a Yb:LuAG single-crystal fiber (0.8 mm in diameter, 50 mm long and 0.9 at% doping rate).

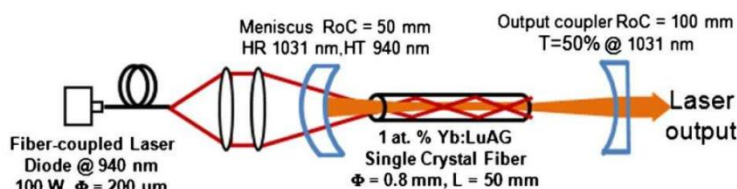


Fig. 12. Setup for laser experiments.

## ARTICLE IN PRESS

6

D. Sangla et al. / Journal of Crystal Growth ■■■■■ ■■■■■

indicate that Yb-LuAG fiber crystals are a potential candidate as active laser fibers.

#### Acknowledgements

This work is supported by ANR Ideal laser project under contract no ANR-06-BLAN-0364. We would like to thank RSA le Rubis Company for providing us high purity and fast reacted  $\text{Al}_2\text{O}_3$  powders and Cyberstar Company for their technical assistance.

#### References

- [1] K. Lebbou, Perrodin, V.I. Chani, O. Aloui, A. Brenier, J.M. Fourmigué, O. Tillement, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges, *J. Am. Ceram. Soc.* 89 (1) (2006) 75.
- [2] J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigué, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, *Opt. Lett.* 31 (2006) 3468.
- [3] K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J.M. Fourmigué, *Opt. Mater.* 30 (2007) 82.
- [4] D. Maier, D. Rhede, R. Bertram, D. Klimm, R. Fornari, *Opt. Mater.* 30 (2007) 11.
- [5] K. Lebbou, D. Perrodin, Chapter book in advances in materials research, In: T. Fukuda, Valery I Chani (Eds.), *Shaped Crystals Growth by Micro Pulling Down Method* (2007) 173.
- [6] K.Y. Huang, K.Y. Hsu, D.Y. Jheng, W.J. Zhuo, P.Y. Chen, P.S. Yeh, S.L. Huang, *Opt. Express* 16 (2008) 12264.
- [7] D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué, *Appl. Phys. B-Lasers Opt.* 94 (2) (2009) 203.
- [8] A. Yoshikawa, Valery Chani, *MRS Bull.* 34 (2009) 266.
- [9] N. Aubry et al., *J. Crystal Growth* (2009) May, submitted for publication.
- [10] A.K. Shirvinskaya, V.F. Popova, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 223 (1977) 1110.
- [11] A.G. Petrosyan, V.F. Popova, V.V. Gusarov, G.O. Shirinyan, C. Pedrini, P. Lecoq, *J. Crystal Growth* 293 (2006) 74.
- [12] T. Kasamatsu, H. Sekita, Y. Kuwano, *Appl. Opt.* 38 (1999) 5149.
- [13] D.S. Sumida, *Technol. Dig. Adv. Solid State Lasers* (1995) 224.
- [14] D.W. Hart, *Opt. Lett.* 21 (1996) 728.
- [15] Y. Kuwano, K. Suda, N. Ishizawa, T. Yamada, *J. Crystal Growth* 260 (2004) 159.
- [16] V.J. Fratello, C.D. Brandle, *J. Crystal Growth* 128 (1993) 1006.
- [17] G.A. Satunkim, B.S. Red'Kin, V.N. Kurlov, S.N. Rossolenko, V.A. Tatarchenko, Yu.A. Tufin, *Cryst. Res. Technol.* 21 (1986) 995.
- [18] A.B. Dreeben, K.M. Kim, A. Schujko, *J. Crystal Growth* 50 (1980) 126.
- [19] T. Surek, S.R. Coriell, B. Chalmers, *J. Crystal Growth* 50 (1980) 21.
- [20] C.W. Lan, Book advances in materials research, in: T. Fukuda, P. Rudolph, S. Uda (Eds.), Springer Verlag, 2004.
- [21] F. Auge, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougél, G. Aka, D. Vivien, *IEEE J. Quant. Electron.* 36 (2000) 598.
- [22] Y. Jeong, J.K. Sahu, D.N. Payne, *J. Nilsson, Opt. Express* 12 (2004) 6088.

Please cite this article as: D. Sangla, et al., *J. Crystal Growth* (2009), doi:10.1016/j.jcrysgro.2009.09.030



# Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse

## Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture :

- “Diode-pumped laser with Yb:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling down technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Applied Physics B: Lasers and Optics, 2009. **94**(2): p. 203-207.
- “Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm”,  
D. Sangla, F. Balembois, P. Georges.  
Optics Express, 2009. 17(12): p. 10091-10097
- “Highly efficient Nd:YVO4 laser by direct in-band diode pumping at 914 nm”,  
D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges.  
Optics Letters, 2009. 34 (14) : 2159-2161.
- “High power laser operation with crystal fibers”,  
D. Sangla, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Applied Physics B: Lasers and Optics, *Special Issue on Solid State Lasers*, 2009, 97 (2): p. 263-273.
- “Yb doped Lu<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> fibers single crystals grown under stationary stable state for laser application”,  
D.Sangla, N.Aubry, A.Nehari, A.Brenier, O.Tillement, K.Lebbou, F.Balembois, P.Georges, D.Perrodin, J. Didierjean, J.M.Fourmigué.  
Journal of Crystal Growth, 2009, 312 (1), pp :125-130.
- “Characterizations of 0.4 and 1 mm diameter Yb:YAG single-crystal fibers grown by the micro-pulling-down method for laser applications”,  
N. Aubry, D. Sangla, C. Mancini, J. Didierjean, D. Perrodin, J.-M. Fourmigué, O. Tillement, K. Lebbou, A. Brenier, C. Dujardin, F. Balembois, P. Georges.  
Journal of Crystal Growth, 2009, 311 (23-24), pp :4805-4811.

## Congrès internationaux avec publication des actes :

- “High power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling down technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Photonics West LASE 2008, **Oral**, 6871-30.  
Publié dans : Solid State Lasers XVII: Technology and Devices (SPIE, San Jose, CA, USA, 2008), pp. 68710X-68711.
- “Micro-pulling down Nd:YAG single crystal fibers for high power linearly polarized CW and Q-Switched lasers”,  
D. Sangla, J. Didierjean, N. Aubry, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, J.-M. Fourmigué, O. Tillement.  
Advanced Solid-State Photonics, Topical Meeting, (Février 2008), **Poster**.



Publié dans : *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2008), paper WB26.

- “Diode-pumped laser with Yb:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling down technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Photonics West LASE 2009, **Oral**, 7193-24.  
Publié dans : Solid State Lasers XVIII: Technology and Devices (SPIE, San Jose, CA, USA, 2009), pp. 71930L-71938.
- “High power laser with Yb:YAG single crystal fibers directly grown by the micro-pulling down technique”, D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Advanced Solid-State Photonics 2009, **Poster** TuB16.  
Publié dans : Advanced Solid-State Photonics(Optical Society of America, 2009), p. TuB16

### Congrès internationaux sans publication des actes :

- “First demonstration of laser emission from an Yb:YAG Single Crystal Fiber grown by the Micro-Pulling Down technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Conference on Lasers and Electro-Optics 2008 (CLEO US), **Oral**, CThFF4.
- “Laser Emission from an Yb:YAG Single Crystal Fiber grown by the Micro-Pulling Down technique”,  
N. Aubry, D. Sangla, J. Didierjean, D. Perrodin, J.-M. Fourmigué, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement.  
International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (ICL’08), **Poster** Mo-P-122.
- “High-power laser with Yb:YAG Single Crystal Fiber Grown by the Micro-Pulling Down Technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
EPS-QEOD Europhoton Conference 2008, **Oral**, THoA.3.
- “Laser emission from an Yb:YAG single crystal fiber grown by the micro-pulling down technique”,  
N. Aubry, D. Sangla, C. Mancini, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, C. Dujardin, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
NMDT-NGPC 2009 (New Materials Design Technology for the Next Generation of Performed Component), **Oral** O04-T01, **Poster** T03-P08.
- “High-power laser with Yb:YAG Single Crystal Fiber Grown by the Micro-Pulling Down Technique”,  
D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement, J.-M. Fourmigué.  
Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 (CLEO Europe), **Oral**, CA1.2.
- “Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm”,  
D. Sangla, F. Balembois, P. Georges.  
Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 (CLEO Europe), **Oral**, CA12.4.

## Congrès nationaux :

- “Laser de haute puissance à fibre cristalline en Nd:YAG réalisée par la technique de micro-pulling-down”,  
J. Didierjean, D. Sangla, F. Balembois, P. Georges, N. Aubry, D. Perrodin, J.-M. Fourmigué, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement.  
Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique (JNCO 2007), Optique Grenoble 2007, présentation orale invitée, JNCO-JE3.
- “Laser à fibres cristallines dopées Nd et Yb : point sur les avancées récentes”,  
I. Martial, D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges, N. Aubry, D. Perrodin, J.-M. Fourmigué, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement.  
Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique (JNCO 2009), présentation orale invitée, V8-JNCO.



## **Références bibliographiques**



## Références bibliographiques

### A

- [Alvarez-Chavez '00] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson et D. J. Richardson. "High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser", Optics Letters, 25, (1), pp 37-39, (2000).
- [Amra '08] C. Amra. "Diffusion de la lumière par des surfaces rugueuses et les volumes hétérogènes (partie 1) : Méthodes scalaires et perturbatives, rugosité multi-échelle", Photoniques (Cahier technique), 36, (Juillet-Août 2008), pp 73-76, (2008).
- [Apilux] Apilux. voir [www.oplusplus.com](http://www.oplusplus.com).
- [Aubry] N. Aubry, D. Sangla, C. Mancini, J. Didierjean, D. Perrodin, J. M. Fourmigué, O. Tillement, K. Lebbou, A. Brenier, C. Dujardin, F. Balembois et P. Georges. "Characterizations of 0.4 and 1 mm diameter Yb:YAG single-crystal fibers grown by the micro-pulling-down method for laser applications", Journal of Crystal Growth, pp In Press, Accepted Manuscript (doi:10.1016/j.jcrysgro.2009.09.036),
- [Aubry '09] N. Aubry. Thèse de doctorat, "Elaboration de fibres cristallines pour lasers impulsions de puissance", Université Claude Bernard Lyon 1, (2009), Soutenue le
- [Auge '00] F. Auge, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka et D. Vivien. "Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb<sup>3+</sup>-doped Ca<sub>4</sub>GdO(BO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> (Yb:GdCOB) laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, 36, (5), pp 598-606, (2000).

### B

- [Baikowski] Baikowski. "Polycrystalline ceramic YAG." voir <http://www.baikowski.com/>.
- [Baker '08] H. J. Baker, J. F. Monjardin, I. Thomson, N. Trela, J. D. RValera et D. R. Hall. "Development of edge pumped Yb:YAG planar waveguide lasers", Solid State Lasers XVII : Technology and Devices (Proceedings of SPIE), 6871, pp 68710Q, (2008).
- [Basov '54] N. G. Basov et A. M. Prokhorov. "Primenenie Molekul Yarnykh Puchkov Dlya Radiospektroskopicheskogo Izucheniya Vrashchatelykh Spektrov Molekul", ZHURNAL EKSPERIMENTALNOI I TEORETICHESKOI FIZIKI, 27, (4), pp 431-438, (1954).
- [Beach '01] R. J. Beach, S. C. Mitchell, H. E. Meissner, O. R. Meissner, W. F. Krupke, J. M. McMahon, W. J. Bennett et D. P. Shepherd. "Continuous-wave and passively Q-switched cladding-pumped planar waveguide lasers", Optics Letters, 26, (12), pp 881-883, (2001).
- [Bello Doua '09] R. Bello Doua. Thèse de doctorat, "Oscillateurs et Amplificateurs à fibres dopées aux ions Ytterbium et Applications en optique non linéaire", Université de Bordeaux, (2009), Soutenue le 1er avril 2009.
- [Bennett '61] H. E. Bennett et J. O. Porteus. "Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence", Journal of Optical Society of America, 51, (2), pp 123-129, (1961).
- [Bhandari '06] R. Bhandari, T. Kamiya et T. Taira. "Long-pulse Q-switched operation of tunable micro-rod Yb:YAG laser", Advanced Solid-State Photonics WB7, Optical Society of America, (2006).
- [Bjurshagen '04] S. Bjurshagen et R. Koch. "Modeling of energy-transfer upconversion and thermal effects in end-pumped quasi-three-level lasers", Applied Optics, 43, (24), pp 4753-4767, (2004).
- [Blows '98] J. L. Blows, T. Omatsu, J. Dawes, H. Pask et M. Tateda. "Heat generation in Nd:YVO<sub>4</sub> with and without laser action", IEEE Photonics Technology Letters, 10, (12), pp 1727-1729, (1998).
- [Blows '99] J. L. Blows, J. M. Dawes, H. Pask, T. Omatsu, M. Shimosegawa et M. Tateda. "Influence of laser action on thermal loading in diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub>", Advanced Solid-State Lasers, 26, pp 279-285, (1999).
- [Boeing '08] Boeing. "Boeing Fires New Thin-Disk Laser, Achieving Solid-State Laser Milestone." voir [http://www.boeing.com/news/releases/2008/q2/080603a\\_nr.html](http://www.boeing.com/news/releases/2008/q2/080603a_nr.html). (2008).
- [Borghi '98] R. Borghi et M. Santarsiero. "Modal decomposition of partially coherent flat-topped beams produced by multimode lasers", Optics Letters, 23, (5), pp 313-315, (1998).
- [Boudeile '08] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "Thermal behaviour of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping", Optics Express, 16, (14), pp 10098-10109, (2008).
- [Brenier '06] A. Brenier, Y. Guyot, H. Canibano, G. Boulon, A. Rodenas, D. Jaque, A. Eganyan et A. G. Petrosyan. "Growth, spectroscopic, and laser properties of Yb<sup>3+</sup>-doped Lu<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> garnet crystal", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 23, (4), pp 676-683, (2006).
- [Brillouin '22] L. Brillouin. "Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène", Annales de Physiques, 17, pp 88, (1922).

- [Bruesselbach '05] H. Bruesselbach et D. S. Sumida. "A 2.65-kW Yb:YAG single-rod laser", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 11, (3), pp 600-603, (2005).
- [Bufetova '06] G. A. Bufetova, V. V. Kashin, D. A. Nikolaev, S. Y. Rusanov, V. F. Seregin, V. B. Tsvetkov, I. A. Shcherbakov et A. A. Yakovlev. "Neodymium-doped graded-index single-crystal fibre lasers", Quantum Electronics, (7), pp 616, (2006).
- [Burrus '75] C. A. Burrus et J. Stone. "Single - crystal fiber optical devices: A Nd:YAG fiber laser", Applied Physics Letters, 26, (6), pp 318-320, (1975).

## C

- [Casix] Casix. "Documentations sur les propriétés structurales des cristaux Nd:YAG et Nd:YVO<sub>4</sub>." voir [www.casix.com](http://www.casix.com).
- [Chani '99] V. I. Chani, A. Yoshikawa, Y. Kuwano, K. Hasegawa et T. Fukuda. "Growth of Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Nd fiber crystals by micro-pulling-down technique", Journal of Crystal Growth, 204, (1-2), pp 155-162, (1999).
- [Chani '00] V. I. Chani, A. Yoshikawa, Y. Kuwano, K. Inaba, K. Omote et T. Fukuda. "Preparation and characterization of Yb:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> fiber crystals", Materials Research Bulletin, 35, (10), pp 1615-1624, (2000).
- [Chen '03] B. Chen, J. Dong, M. Patel, Y. Chen, A. Kar et M. Bass. "Modeling of high power solid-state slab lasers", Solid State Lasers XII (Proceedings of SPIE), 4968, pp 1-10, 192, (2003).
- [Chen '97] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang et S. C. Wang. "Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: Influence of thermal effect", IEEE Journal of Quantum Electronics, 33, (8), pp 1424-1429, (1997).
- [Chen '99] Y. F. Chen. "Design criteria for concentration optimization in scaling diode end-pumped lasers to high powers: Influence of thermal fracture", IEEE Journal of Quantum Electronics, 35, (2), pp 234-239, (1999).
- [Chen '00a] Y. F. Chen, Y. P. Lan et S. C. Wang. "Efficient high-power diode-end-pumped TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> laser with a planar cavity", Optics Letters, 25, (14), pp 1016-1018, (2000a).
- [Chen '00b] Y. F. Chen, C. C. Liao, Y. P. Lan et S. C. Wang. "Determination of the Auger upconversion rate in fiber-coupled diode end-pumped Nd:YAG and Nd:YVO<sub>4</sub> crystals", Applied Physics B-Lasers and Optics, 70, (4), pp 487-490, (2000b).
- [Chénaïs '02] S. Chénaïs. Thèse de doctorat, "Nouveaux matériaux dopés à l'Ytterbium : performances en pompage par diode et étude expérimentale des effets thermiques limitant la montée en puissance", Université Paris-Sud XI, (2002), Soutenue le 20 décembre 2002.
- [Cheng '05] M.-Y. Cheng, Y.-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti et P. Gatchell. "High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200- $\mu$ m core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers", Opt. Lett., 30, (4), pp 358-360, (2005).
- [Courjaud '01] A. Courjaud. Thèse de doctorat, "Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium", Université Bordeaux I, (2001), Soutenue le 11 décembre 2001.
- [Czocharlski '18] J. Czocharlski. "Ein neues Verfahren Zur Messung des Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle", Zeitschrift für Physikalische Chemie, 92, pp 219-221, (1918).

## D

- [Dawson '08] J. W. Dawson, M. J. Messerly, R. J. Beach, M. Y. Shverdin, E. A. Stappaerts, A. K. Sridharan, P. H. Pax, J. E. Heebner, C. W. Siders et C. P. J. Barty. "Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power", Optics Express, 16, (17), pp 13240-13266, (2008).
- [de Camargo '04] A. S. S. de Camargo, L. A. O. Nunes, D. R. Ardila et J. P. Andreetta. "Excited-state absorption and 1064-nm end-pumped laser emission of Nd:YVO<sub>4</sub> single-crystal fiber grown by laser-heated pedestal growth", Optics Letters, 29, (1), pp 59-61, (2004).
- [Degnan '89] J. J. Degnan. "Theory of the optimally coupled Q-switched Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, 25, (2), pp 214-220, (1989).
- [Deloach '93] L. D. Deloach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway et W. F. Krupke. "Evaluation of absorption and emission properties of Yb<sup>3+</sup> doped crystals for laser applications", IEEE Journal of Quantum Electronics, 29, (4), pp 1179-1191, (1993).
- [Di Teodoro '07] F. Di Teodoro et C. D. Brooks. "Multi-MW peak power single-transverse mode operation of a 100  $\mu$ m core diameter, Yb-doped photonic crystal rod amplifier", Fiber Lasers IV: Technology, Systems, and Applications 6453, 645318-5, SPIE, (2007).
- [Didierjean '06] J. Didierjean, M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin, J. M. Fourmigue, K. Lebbou, A. Brenier et O. Tillement. "High-power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique", Optics Letters, 31, (23), pp 3468-3470, (2006).
- [Didierjean '07] J. Didierjean. Thèse de doctorat, "Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines", Université Paris-Sud XI, (2007), Soutenue le 20 décembre 2007.

- [Digonnet '86] M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta et H. J. Shaw. "1.064  $\mu\text{m}$  and 1.32- $\mu\text{m}$  Nd:YAG single-crystal fiber lasers", Journal of Lightwave Technology, 4, (4), pp 454-460, (1986).
- [Dong '03] J. Dong, M. Bass, Y. L. Mao, P. Z. Deng et F. X. Gan. "Dependence of the  $\text{Yb}^{3+}$  emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 20, (9), pp 1975-1979, (2003).
- [Dong '05] J. Dong, A. Rapaport, M. Bass, F. Szipocs et K. Ueda. "Temperature-dependent stimulated emission cross section and concentration quenching in highly doped  $\text{Nd}^{3+}$ : YAG crystals", Phys. Status Solidi A, 202, (13), pp 2565-2573, (2005).
- [Dong '07a] J. Dong, A. Shirakawa, K. I. Ueda et A. A. Kaminskii. "Effect of ytterbium concentration on cw Yb:YAG microchip laser performance at ambient temperature – Part I: Experiments", Applied Physics B: Lasers and Optics, 89, (2), pp 359-365, (2007a).
- [Dong '07b] J. Dong, A. Shirakawa, K. I. Ueda et A. A. Kaminskii. "Effect of ytterbium concentration on CW Yb:YAG microchip laser performance at ambient temperature - Part II: Theoretical modeling", Applied Physics B-Lasers and Optics, 89, (2-3), pp 367-376, (2007b).
- [Dudley '02] D. Dudley, N. Hodgson, H. Hoffman et F. Kopper. Direct 880 nm diode-pumping of vanadate lasers. Laser and Electro-optics, CLEO '02: CTuI3.(2002).

## E

- [ELS] ELS. "VersaDisk-Q." voir <http://www.sahajanand.eu/>.
- [Eolite] Eolite. voir [www.eolite.com](http://www.eolite.com).

## F

- [Fan '93a] T. Y. Fan. "Heat-generation in Nd:YAG and Yb:YAG", IEEE Journal of Quantum Electronics, 29, (6), pp 1457-1459, (1993a).
- [Fan '93b] T. Y. Fan, S. Klunk et G. Henein. "Diode-pumped Q-switched Yb:YAG laser", Optics Letters, 18, (6), pp 423-425, (1993b).
- [Fan '94] T. Y. Fan. "Aperture guiding in quasi-3-Level Lasers", Optics Letters, 19, (8), pp 554-556, (1994).
- [Fan '95] T. Y. Fan. "Diode-pumped solid-state lasers", Lasers sources and applications, (ed. A. Miller, D.M. Finlayson), pp 163-193, (1995).
- [Fan '07] T. Y. Fan, D. J. Ripin, R. L. Aggarwal, J. R. Ochoa, B. Chann, M. Tilleman et J. Spitzberg. "Cryogenic  $\text{Yb}^{3+}$ -doped solid-state lasers", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13, (3), pp 448-459, (2007).
- [Farrell '07] D. J. Farrell et M. J. Damzen. "High power scaling of a passively modelocked laser oscillator in a bounce geometry", Optics Express, 15, (8), pp 4781-4786, (2007).
- [FEE] FEE. "Laser crystals." voir <http://www.fee-io.de>.
- [Feigelson '88] R. S. Feigelson. "Opportunities for research on single-crystal fibers", Materials Science and Engineering, B, (1), pp 67-75, (1988).
- [Filippov '08] V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kerttula, K. Golant, M. Pessa et O. G. Okhotnikov. "Double clad tapered fiber for high power applications", Optics Express, 16, (3), pp 1929-1944, (2008).
- [Filippov '09] V. Filippov, Y. Chamorovskii, J. Kerttula, A. Kholodkov et O. G. Okhotnikov. "600 W power scalable single transverse mode tapered double-clad fiber laser", Optics Express, 17, (3), pp 1203-1214, (2009).
- [Findlay '66] D. Findlay et R. A. Clay. "The measurement of internal losses in 4-level lasers", Physics Letters, 20, (3), pp 277-278, (1966).
- [Fornasiero '98] L. Fornasiero, S. Kuck, T. Jensen, G. Huber et B. H. T. Chai. "Excited state absorption and stimulated emission of  $\text{Nd}^{3+}$  in crystals. Part 2:  $\text{YVO}_4$ ,  $\text{GdVO}_4$ , and  $\text{Sr}_2(\text{PO}_4)_2\text{F}$ ", Applied Physics B-Lasers and Optics, 67, (5), pp 549-553, (1998).
- [Frede '06] M. Frede, R. Wilhelm et D. Kracht. "250 W end-pumped Nd:YAG laser with direct pumping into the upper laser level", Optics Letters, 31, (24), pp 3618-3619, (2006).
- [Fukuda '07] T. Fukuda et V. Chani, Eds. (2007). Shaped crystals : Growth by the Micro-Pulling Down Technique, Springer-Verlag.

## G

- [García-Rubio '00] I. García-Rubio, J. A. Pardo, R. I. Merino, R. Cases et V. M. Orera. "Concentration and temperature dependence of  $\text{Nd}^{3+}$  luminescence in  $\text{LaGaO}_3$ ", Journal of Luminescence, 86, (2), pp 147-153, (2000).
- [Gaspontsev '09] D. Gaspontsev, IPG Photonics. Novel concepts and recent progression high power fiber lasers. Laser World of Photonics. Munich.(2009).
- [Gaumé '02] R. Gaumé. Thèse de doctorat, "Relations structures - propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion". Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2002), Soutenue le 15 novembre 2002.



- [Giesen '94] A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch et H. Opower. "Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers", Applied Physics B-Lasers and Optics, 58, (5), pp 365-372, (1994).
- [Giesen '07] A. Giesen et J. Speiser. "Fifteen years of work on thin-disk lasers: Results and scaling laws", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13, (3), pp 598-609, (2007).
- [Goldring '08] S. Goldring et R. Lavi. "Nd:YAG laser pumped at 946 nm", Optics Letters, 33, (7), pp 669-671, (2008).
- [Gong '08] M. Gong, Q. Wang, L. Huang, D. Lu et Q. Liu. "Efficient multi-folded Nd:YVO<sub>4</sub> slab amplifier", Optics Express, 16, (5), pp 3349-3355, (2008).
- [Gong '06] M. L. Gong, F. Y. Lu, Q. Liu, W. P. Gong et C. Li. "Efficient corner-pumped Yb:YAG/YAG composite slab laser", Applied Optics, 45, (16), pp 3806-3810, (2006).
- [Goodno '01] G. D. Goodno, S. Palese, J. Harkenrider et H. Injeyan. "High average-power Yb:YAG end-pumped zig-zag slab laser", Advanced Solid-State Lasers, Proceedings, 50, pp 2-4, (2001).
- [Goutaudier '03] C. Goutaudier, K. Lebbou, Y. Guyot, M. Ito, H. Canibano, A. El Hassouni, L. Laversenne, M. T. Cohen-Adad et G. Boulon. "Advances in fibre crystals: Growth and optimization of spectroscopic properties for Yb<sup>3+</sup>-doped laser crystals", Annales De Chimie-Science Des Materiaux, 28, (6), pp 73-88, (2003).
- [Griebner '99a] U. Griebner et H. Schonngel. "Laser operation with nearly diffraction-limited output from a Yb:YAG multimode channel waveguide", Optics Letters, 24, (11), pp 750-752, (1999a).
- [Griebner '99b] U. Griebner et H. Schonngel. "Laser operation with nearly diffraction-limited output from a Yb : YAG multimode channel waveguide", Optics Letters, 24, (11), pp 750-752, (1999b).
- [Griebner '00] U. Griebner, R. Grunwald, H. Schonngel, J. Huschke et G. Erbert. "Laser with guided pump and free-propagating resonator mode using diffusion-bonded rectangular channel waveguides", Applied Physics Letters, 77, (22), pp 3505-3507, (2000).
- [Guy '98] S. Guy, C. L. Bonner, D. P. Shepherd, D. C. Hanna et A. C. Tropper. "High-inversion densities in Nd:YAG: upconversion and bleaching", IEEE Journal of Quantum Electronics, 34, (5), pp 900-909, (1998).
- [Guyot '93] Y. Guyot et R. Moncorgé. "Excited state absorption in Nd<sup>3+</sup> doped laser crystals", Advanced Solid State Lasers LM24, Optical Society of America, (1993).
- [Guyot '95] Y. Guyot, H. Manaa, J. Y. Rivoire, R. Moncorgé, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon et P. Laporte. "Excited-State-Absorption and upconversion studies of Nd<sup>3+</sup>-doped-single crystals Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, YLiF<sub>4</sub>, and LaMgAl<sub>11</sub>O<sub>19</sub>", Physical Review B, 51, (2), pp 784-799, (1995).

## H

- [Hérault '08] E. Hérault, F. Balembois, P. Georges et T. Georges. "1064 nm Nd:YVO<sub>4</sub> laser intracavity pumped at 912 nm and sum-frequency mixing for an emission at 491 nm", Optics Letters, 33, (14), pp 1632-1634, (2008).
- [Hodgson '05] N. Hodgson et H. Weber *Laser resonators and beam propagation : fundamentals, advanced concepts and applications*, Springer. New York, (2005).
- [Honea '99] E. C. Honea, R. J. Beach, S. C. Mitchell et P. V. Avizonis. "183-W, M<sup>2</sup> = 2.4 Yb:YAG Q-switched laser", Optics Letters, 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 et D. G. Harris. "High-power dual-rod Yb:YAG laser", Optics Letters, 25, (11), pp 805-807, (2000).
- [Huang '03] P. L. Huang, Y. J. Lu, J. Y. Yi, C. Y. Lo, S. L. Huang et Y. Huo. "High doping gradient Nd:YAG crystal fiber", Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference CWA2, Optical Society of America, (2003).

## I

- [Ikessue '95] A. Ikessue, T. Kinoshita, K. Kamata et K. Yoshida. "Fabrication and Optical Properties of High-Performance Polycrystalline Nd:YAG Ceramics for Solid-State Lasers", Journal of the American Ceramic Society, 78, (4), pp 1033-1040, (1995).
- [Ikessue '06a] A. Ikessue, Y. L. Aung, T. Okamoto, K. Yamada, T. Kamimura et K. Yoshida. "Development of free designable ceramic fiber lasers", Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies CTuEE3, Optical Society of America, (2006a).
- [Ikessue '06b] A. Ikessue, Y. L. Aung, T. Taira, T. Kamimura, K. Yoshida et G. L. Messing. "Progress in ceramic lasers", Annual Review of Materials Research, 36, pp 397-429, (2006b).
- [Ikessue '07] A. Ikessue et Y. L. Aung. "Progress in ceramic Nd:YAG laser", Laser Source Technology for Defense and Security III 6552, 655209-15, SPIE, (2007).
- [Ikessue '08] A. Ikessue et Y. L. Aung. "Ceramic laser materials", Nature Photonics, 2, (12), pp 721-727, (2008).

- [Imai '74] M. Imai et E. H. Hara. "Excitation of fundamental and low-order modes of optical fiber waveguides by gaussian beams. 1: tilted beams", *Applied Optics*, 13, (8), pp 1893-1899, (1974).
- [IPG] IPG. voir <http://www.ipgphotonics.com/>.
- [ISO '05] ISO. Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios. Standard 11146 (2005).

## J

- [Jacobs '91] R. R. Jacobs. Near resonant Nd<sup>3+</sup> solid state laser system. Juin 1991. Spectra-Physics. **US Patent 5 022 041**.(1991).
- [Jacquemet '05a] M. Jacquemet. Thèse de doctorat, "Sources laser solides pompées par diode, émettant autour de 1000 nm et 500 nm, à base de cristaux dopés Ytterbium et de Semiconducteurs", Université Paris-Sud XI, (2005a), Soutenue le 8 décembre 2005.
- [Jacquemet '05b] M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, B. Viana, P. Goldner et B. Ferrand. "Efficient Laser Operation with Yb-Doped Silicates Under Diode-Pumping", *Advanced Solid-State Photonics* MB49, Optical Society of America, (2005b).
- [Jeong '04] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne et J. Nilsson. "Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power", *Optics Express*, 12, (25), pp 6088-6092, (2004).

## K

- [Kaminskii '90] A. A. Kaminskii *Laser Crystals : Their Physics and Properties*, Springer, (1990).
- [Kaneda '92] Y. Kaneda, M. Oka, H. Masuda et S. Kubota. "7.6 W of continuous-wave radiation in a TEM<sub>00</sub> mode from a laser-diode end-pumped Nd:YAG laser", *Optics Letters*, 17, (14), pp 1003-1005, (1992).
- [Kawato '03] S. Kawato, S. Takasaki, M. Fukuda, S. Matsubara et T. Kobayashi. "CW and Q-switched operation of end-pumped thin-rod Yb:YAG lasers", *Advanced Solid-State Photonics* 83, 193, Optical Society of America, (2003).
- [Koechner '06] W. Koechner *Solid-State Laser Engineering*, Springer. Berlin, (2006).
- [Koponen '06] J. J. Koponen, M. J. Soderlund, H. J. Hoffman et S. K. T. Tammela. "Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers", *Optics Express*, 14, (24), pp 11539-11544, (2006).
- [Kracht '06] D. Kracht, D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede et C. Fallnich. "Core-doped ceramic Nd:YAG laser", *Optics Express*, 14, (7), pp 2690-2694, (2006).
- [Krupke '00] W. F. Krupke. "Ytterbium solid-state lasers - The first decade", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6, (6), pp 1287-1296, (2000).
- [Kuck '98] S. Kuck, L. Fornasiero, E. Mix et G. Huber. "Excited state absorption and stimulated emission of Nd<sup>3+</sup> in crystals. Part I: Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, YAlO<sub>3</sub>, and Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 67, (2), pp 151-156, (1998).

## L

- [Lacovara '91] P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal et T. Y. Fan. "Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser", *Optics Letters*, 16, (14), pp 1089-1091, (1991).
- [Lai '09] C.-C. Lai, K.-Y. Huang, H.-J. Tsai, K.-Y. Hsu, S.-K. Liu, C.-T. Cheng, K.-D. Ji, C.-P. Ke, S.-R. Lin et S.-L. Huang. "Yb<sup>3+</sup>:YAG silica fiber laser", *Optics Letters*, 34, (15), pp 2357-2359, (2009).
- [Lavi '99] R. Lavi, S. Jackel, Y. Tzuk, M. Winik, E. Lebiush, M. Katz et I. Paiss. "Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level", *Applied Optics*, 38, (36), pp 7382-7385, (1999).
- [Lavi '00] R. Lavi et S. Jackel. "Thermally boosted pumping of neodymium lasers", *Applied Optics*, 39, (18), pp 3093-3098, (2000).
- [Lavi '01] R. Lavi, S. Jackel, A. Tal, E. Lebiush, Y. Tzuk et S. Goldring. "885 nm high-power diodes end-pumped Nd:YAG laser", *Optics Communications*, 195, (5-6), pp 427-430, (2001).
- [Lebbou '06] K. Lebbou, D. Perrodin, V. I. Chani, A. Brenier, O. Tillement, O. Aloui, J. M. Fourmigue, J. Didierjean, F. Balembois et P. Georges. "Fiber single-crystal growth from the melt for optical applications", *Journal of American Ceramics Society*, 89, (1), pp 75-80, (2006).
- [Lebbou '07] K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, J. Didierjean, F. Balembois, P. Georges, D. Perrodin et J. M. Fourmigue. "Long (111)-oriented Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Nd<sup>3+</sup> single crystal fibers grown by modified micro-pulling down technology for optical characterization and laser generation", *Optical Materials*, 30, (1), pp 82-84, (2007).
- [Lee '08] Y. W. Lee, S. Sinha, M. J. F. Digonnet, R. L. Byer et S. Jiang. "Measurement of high photodarkening resistance in heavily yb<sup>3+</sup>-doped phosphate fibres", *Electronics Letters*, 44, (1), pp 14-16, (2008).
- [Lee '09] Y. W. Lee, M. J. F. Digonnet, S. Sinha, K. E. Urbanek, R. L. Byer et S. B. Jiang. "High-power Yb<sup>3+</sup>-doped phosphate fiber amplifier", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15, (1), pp 93-102, (2009).
- [LIMO] LIMO. "Fiber Coupled Diode Laser Module." voir <http://www.limo.de>.

- [Limpert '06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Roser, T. Schreiber, A. Tunnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault et F. Salin. "Extended single-mode photonic crystal fiber lasers", *Optics Express*, 14, (7), pp 2715-2720, (2006).
- [Liu '07] Q. Liu, X. Fu, M. Gong et L. Huang. "Effects of the temperature dependence of absorption coefficients in edge-pumped Yb:YAG slab lasers", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 24, (9), pp 2081-2089, (2007).
- [LMJ] LMJ. "Laser Mégajoule." voir <http://www-lmj.cea.fr>.
- [Lo '02] C.-Y. Lo, P.-L. Huang, T.-S. Chou, T.-Y. Chang, S.-L. Huang, L. Lin, H.-Y. Lin et F.-C. Ho. "Efficient Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> Crystal Fiber Laser", *Japanese Journal of Applied Physics*, 41, pp 1228-1231, (2002).
- [Lupei '03a] V. Lupei, N. Pavel, Y. Sato et T. Taira. "Highly efficient 1063-nm continuous-wave laser emission in Nd:GdVO<sub>4</sub>", *Optics Letters*, 28, (23), pp 2366-2368, (2003a).
- [Lupei '03b] V. Lupei, N. Pavel et T. Taira. "Basic enhancement of the overall optical efficiency of intracavity frequency-doubling devices for the 1 μm continuous-wave Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> laser emission", *Applied Physics Letters*, 83, (18), pp 3653-3655, (2003b).
- [Lupei '09] V. Lupei. "Ceramic laser materials and the prospect for high power lasers", *Optical Materials*, 31, (5), pp 701-706, (2009).

## M

- [Ma '07] Z. Ma, D. Li, P. Hu, A. Shell, P. Shi, C. R. Haas, N. Wu et K. Du. "Monolithic Nd:YVO<sub>4</sub> slab oscillator-amplifier", *Optics Letters*, 32, (10), pp 1262-1264, (2007).
- [Mackenzie '02] J. I. Mackenzie et D. P. Shepherd. "End-pumped, passively Q-switched Yb:YAG double-clad waveguide laser", *Optics Letters*, 27, (24), pp 2161-2163, (2002).
- [Maiman '60] T. H. Maiman. "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, 187, pp 493-494, (1960).
- [Marion '85] J. Marion. "Strengthened solid-state laser materials", *Applied Physics Letters*, 47, (7), pp 694-696, (1985).
- [Matsubara '06] S. Matsubara, T. Ueda, M. Inoue, M. Tanaka, K. Otani, S. Kawato et T. Kobayashi. "High efficiency cavity dumped operation of Yb:YAG laser at room temperature", *Advanced Solid-State Photonics MB13*, Optical Society of America, (2006).
- [Maunier '02] C. Maunier, J. L. Doualan, R. Moncorgé, A. Speghini, M. Bettinelli et E. Cavalli. "Growth, spectroscopic characterization, and laser performance of Nd:LuVO<sub>4</sub>, a new infrared laser material that is suitable for diode pumping", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 19, (8), pp 1794-1800, (2002).
- [Mayer '09] A. Mayer. "Fiber Laser Report 2009", *Optech Consulting*, (2009).
- [McDonagh '06a] L. McDonagh, R. Wallenstein et R. Knappe. "47 W, 6 ns constant pulse duration, high repetition-rate cavity-dumped Q-switched TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> oscillator", *Optics Letters*, 31, (22), pp 3303-3305, (2006a).
- [McDonagh '06b] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe et A. Nebel. "High-efficiency 60 W TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> oscillator pumped at 888 nm", *Optics Letters*, 31, (22), pp 3297-3299, (2006b).
- [McDonagh '07] L. McDonagh, R. Wallenstein et A. Nebel. "111 W, 110 MHz repetition-rate, passively mode-locked TEM<sub>00</sub> Nd:YVO<sub>4</sub> master oscillator power amplifier pumped at 888 nm", *Optics Letters*, 32, (10), pp 1259-1261, (2007).
- [McDonagh '08] L. McDonagh. Thèse de doctorat, "888 nm pumping of Nd:YVO<sub>4</sub> for high-power TEM<sub>00</sub> lasers", Technische Universität Kaiserslautern, (2008), Soutenue le 25.04.2008.
- [Meyzonnette '03] J.-L. Meyzonnette et T. Lépine *Bases de Radiométrie Optique*, Cépaduès Ed., (2003).

## N

- [Nikolaev '99] D. A. Nikolaev, S. Y. Rusanov, I. A. Shcherbakov, V. B. Tsvetkov et A. A. Yakovlev. "Guided wave Nd:YAG single-crystal fiber lasers", *Laser Physics*, 9, (1), pp 319-323, (1999).
- [Nodop '08] D. Nodop, O. Schmidt, J. Limpert et A. Tunnermann. "105 kHz, 85 ps, 3 MW Microchip Laser Fiber Amplifier System for Micro-Machining Applications", *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies CThL1*, Optical Society of America, (2008).
- [NorthropGrumman] NorthropGrumman. *Nd:YAG data sheet*

## O

- [Optech '09] Optech. "Report on Laser Materials Processing", *Optech Consulting*, (2009).
- [Ostroumov '98] V. Ostroumov, T. Jensen, J. P. Meyn, G. Huber et M. A. Noginov. "Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> and GdVO<sub>4</sub> laser crystals", *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics*, 15, (3), pp 1052-1060, (1998).

## P

- [Pavel '08] N. Pavel, C. Krankel, R. Peters, K. Petermann et G. Huber. "In-band pumping of Nd-vanadate thin-disk lasers", *Applied Physics B*, 91, (3-4), pp 415-419, (2008).
- [Pelenc '95] D. Pelenc, B. Chambaz, I. Chartier, B. Ferrand, C. Wyon, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, A. C. Large et A. C. Tropper. "High slope efficiency and low-threshold in a diode-pumped epitaxially grown Yb:YAG waveguide laser", *Optics Communications*, 115, (5-6), pp 491-497, (1995).
- [Peng '01] X. Y. Peng, A. Asundi, Y. H. Chen et Z. J. Xiong. "Study of the mechanical properties of Nd:YVO<sub>4</sub> crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis", *Applied Optics*, 40, (9), pp 1396-1403, (2001).
- [Peng '02] X. Y. Peng, L. Xu et A. Asundi. "Power scaling of diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38, (9), pp 1291-1299, (2002).
- [Perrodin '07] D. Perrodin. Thèse de doctorat, "Laser à base de fibres monocristallines YAG:Nd<sup>3+</sup> élaborées par la technique micro-pulling down", Université Lyon 1, (2007), Soutenue le 18 juin 2007.
- [Peterson '02] R. Peterson, H. P. Jenssen et A. Cassanho. "Investigation of the spectroscopic properties of Nd:YVO<sub>4</sub>", *Advanced Solid-State Lasers* 68, TuB17, Optical Society of America, (2002).
- [Petit '09] P.-O. Petit, C. Boissière, P. Goldner, B. Viana, J. Didierjean, F. Balembois, F. Druon et P. Georges. "Realization of hetero composite laser materials", *Advanced Solid-State Photonics* TuB12, Optical Society of America, (2009).
- [Ple '07] F. Ple, M. Pittman, G. Jamelot et J.-P. Chambaret. "Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system", *Optics Letters*, 32, (3), pp 238-240, (2007).
- [Puncken '08] O. Puncken, L. Winkelmann, P. Webels, M. Frede et D. Kracht. "Effect of pump light quality in end-pumped high-power CW resonators with TEM<sub>00</sub> operation", *3<sup>rd</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference* TUp.28, (2008).

## Q

- [Q-Peak] Q-Peak. "MPS-MPV gain modules." voir <http://www.qpeak.com>.

## R

- [Rapaport '02] A. Rapaport, S. Z. Zhao, G. H. Xiao, A. Howard et M. Bass. "Temperature dependence of the 1.06 μm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG", *Applied Optics*, 41, (33), pp 7052-7057, (2002).
- [Ricard '75] J. Ricard. *Procédé de fabrication en continu de monocristaux préformés*. U. KUHLMANN. France. **FR2321326**.(1975).
- [Ripin '05] D. J. Ripin, J. Ochoa, R. L. Aggarwal et T. Y. Fan. "300-W cryogenically cooled Yb:YAG laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41, (10), pp 1274-1277, (2005).
- [Rosenkrantz '72] L. J. Rosenkrantz. "GaAs diode-pumped Nd:YAG laser", *Journal of Applied Physics*, 43, (11), pp 4603-4605, (1972).
- [Russbueldt '09] P. Russbueldt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann et R. Poprawe. "400W Yb:YAG Innoslab fs-Amplifier", *Optics Express*, 17, (15), pp 12230-12245, (2009).

## S

- [Sangla '08] D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, J. M. Fourmigue et O. Tillement. "High-power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by micro-pulling down technique", *Solid State Lasers XVII : Technology and Devices (Proceedings of SPIE)*, 6871, pp X8710, (2008).
- [Sangla '09a] D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement et J. M. Fourmigue. "Diode-pumped laser with Yb:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling down technique", *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 94, (2), pp 203-207, (2009a).
- [Sangla '09b] D. Sangla, F. Balembois et P. Georges. "Nd:YAG laser diode-pumped directly into the emitting level at 938 nm", *Optics Express*, 17, (12), pp 10091-10097, (2009b).
- [Sangla '09c] D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois et P. Georges. "Highly efficient Nd:YVO<sub>4</sub> laser by direct in-band diode pumping at 914 nm", *Optics Letters*, 34, (14), pp 2159-2161, (2009c).
- [Sangla '09d] D. Sangla, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, O. Tillement et J. M. Fourmigué. "High power laser operation with crystal fibers", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, DOI 10.1007/s00340-009-3666-x, (2009d).
- [Sato '03] Y. Sato, T. Taira, N. Pavel et V. Lupei. "Laser operation with near quantum-defect slope efficiency in Nd:YVO<sub>4</sub> under direct pumping into the emitting level", *Applied Physics Letters*, 82, (6), pp 844-846, (2003).

- [Sato '09] Y. Sato, J. Akiyama et T. Taira. "Effects of rare-earth doping on thermal conductivity in  $Y_3Al_5O_{12}$  crystals", Optical Materials, 31, (5), pp 720-724, (2009).
- [Schawlow '58] A. L. Schawlow et C. H. Townes. "Infrared and Optical masers", Physical Review, 112, (6), pp 1940-1949, (1958).
- [Schmidt '07] O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, K. Rademaker, J. Limpert, S. Ermeux, P. Yvernault, F. Salin et A. Tünnermann. "Millijoule pulse energy Q-switched short-length fiber laser", Optics Letters, 32, (11), pp 1551-1553, (2007).
- [Schrader '08] P. E. Schrader, J.-P. Feve, R. L. Farrow, D. A. V. Kliner, R. L. Schmitt et B. T. Do. "Power scaling of fiber-based amplifiers seeded with microchip lasers", Solid State Lasers XVII: Technology and Devices (Proceedings of SPIE) 6871, 68710T-11, SPIE, (2008).
- [Sharp '98] J. H. Sharp, R. Illingworth et I. S. Ruddock. "Graded-index characteristics in single-crystal fibers", Optics Letters, 23, (2), pp 109-110, (1998).
- [Siegman '86] A. E. Siegman *Lasers*, University Science Books, (1986).
- [Siegman '93] A. E. Siegman et S. W. Townsend. "Output beam propagation and beam quality from a multimode stable-cavity Laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, 29, (4), pp 1212-1218, (1993).
- [Sridharan '07] A. K. Sridharan, S. Saraf et R. L. Byer. "Yb:YAG master oscillator power amplifier for remote wind sensing", Applied Optics, 46, (30), pp 7552-7565, (2007).
- [Stone '76] J. Stone, C. A. Burrus, A. G. Dentai et B. I. Miller. "Nd:YAG single-crystal fiber laser: Room-temperature cw operation using a single LED as an end pump", Applied Physics Letters, 29, (1), pp 37-39, (1976).
- [Stone '78] J. Stone et C. A. Burrus. "Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single-crystal fiber laser: room-temperature CW operation at 1.07- and 1.35- $\mu$ m wavelength", Journal of Applied Physics, 49, (4), pp 2281-2287, (1978).
- [Strickland '85] D. Strickland et G. Mourou. "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses", Optics Communications, 56, (3), pp 219-221, (1985).
- [Sueda '08] K. Sueda, S. Kawato et T. Kobayashi. "LD pumped Yb:YAG regenerative amplifier for high average power short-pulse generation", Laser Physics Letters, 5, (4), pp 271-275, (2008).
- [Sumida '94a] D. Sumida, S. et T. Y. Fan. "Emission spectra and fluorescence lifetime measurements of Yb:YAG as a function of temperature", Advanced Solid State Lasers 20, YL4, Optical Society of America, (1994a).
- [Sumida '94b] D. S. Sumida et T. Y. Fan. "Effect of radiation trapping on fluorescence lifetime and emission cross section measurements in solid-state laser media", Optics Letters, 19, (17), pp 1343-1345, (1994b).
- [Svelto '89] O. Svelto *Principi dei laser*, 3<sup>rd</sup> ed. Plenum Press, (1989).

## T

- [Taira '97] T. Taira, J. Saikawa, T. Kobayashi et R. L. Byer. "Diode-pumped tunable Yb:YAG miniature lasers at room temperature: Modeling and experiment", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 3, (1), pp 100-104, (1997).
- [Taira '07] T. Taira. "RE<sup>3+</sup>-ion-doped YAG ceramic lasers", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13, (3), pp 798-809, (2007).
- [Teem] Teem. "Teem Photonics, PicoSpark lasers." voir <http://www.picospark.com/>.
- [Tidwell '92] S. C. Tidwell, J. F. Seamans, M. S. Bowers et A. K. Cousins. "Scaling CW diode-end-pumped Nd:YAG lasers to high average powers", IEEE Journal of Quantum Electronics, 28, (4), pp 997-1009, (1992).
- [Tsunekane '07] M. Tsunekane et T. Taira. "High-power operation of diode edge-pumped, composite all-ceramic Yb:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> microchip laser", Applied Physics Letters, 90, (12), pp 121101-3, (2007).

## U

- [Uemura '06] S. Uemura et K. Torizuka. "Continuous-wave diode-pumped Yb:YAG laser with high beam quality", Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters & Express Letters, 45, (29-32), pp L846-L848, (2006).
- [Ulrich '73] R. Ulrich et R. Torge. "Measurement of Thin Film Parameters with a Prism Coupler", Applied Optics, 12, (12), pp 2901-2908, (1973).

## V

- [Veltkamp '08] C. Veltkamp, S. Mebben, P. Wilhelm, M. Frede et D. Kracht. "Diode End-pumped Core-doped Ceramic Yb:YAG Laser", 3<sup>rd</sup> EPS-QEOD Europhoton Conference, (2008).

## W

- [Wandt '08] C. Wandt, S. Klingebiel, M. Siebold, Z. Major, J. Hein, F. Krausz et S. Karsch. "Generation of 220 mJ nanosecond pulses at a 10 Hz repetition rate with excellent beam quality in a diode-pumped Yb:YAG MOPA system", Optics Letters, 33, (10), pp 1111-1113, (2008).
- [Weast '79] R. C. Weast, Ed. (1979). CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Inc.
- [Weber '98] R. Weber, B. Neuenschwander, M. Mac Donald, M. B. Roos et H. P. Weber. "Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods", IEEE Journal of Quantum Electronics, 34, (6), pp 1046-1053, (1998).
- [Wood '75] R. M. Wood, R. T. Taylor et R. L. Rouse. "Laser damage in optical materials at 1.06  $\mu\text{m}$ ", Optics & Laser Technology, 7, (3), pp 105-111, (1975).
- [Wyant '02] J. C. Wyant. "White light interferometry", Conference on Holography 98-107, Spie-Int Soc Optical Engineering, (2002).
- [Wynne '99] R. Wynne, J. L. Daneu et T. Y. Fan. "Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG", Applied Optics, 38, (15), pp 3282-3284, (1999).

## X

- [Xu '07] J. Q. Xu, I. J. Thomson, J. D. R. Valera, H. J. Baker, A. B. Russell et D. R. Hall. "A planar waveguide Nd:YAG laser using active Q-switching of a hybrid unstable resonator", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 13, (3), pp 638-646, (2007).

## Y

- [Yamaoka '08] K. Yamaoka, M. Sasaki, R. Koseki et T. Taira. "AO Q-switching operation in edge-pumped composite all-ceramic Yb:YAG microchip laser", Advanced Solid-State Photonics MC17, Optical Society of America, (2008).
- [Yan-Li '02] M. Yan-Li, D. Pei-Zhen, Z. Ying-Hua, G. Ju-Ping et G. Fu-Xi. "High Efficient Laser Operation of the High-Doped Nd:YAG Crystal Grown by Temperature Gradient Technology", Chinese Physics Letters, (9), pp 1293, (2002).
- [Yaney '76] P. P. Yaney et L. G. DeShazer. "Spectroscopic studies and analysis of the laser states of  $\text{Nd}^{3+}$  in  $\text{YVO}_4$ ", Journal of Optical Society of America, 66, (12), pp 1405-1414, (1976).
- [Yang '02] P. Z. Yang, P. Z. Deng et Z. W. Yin. "Concentration quenching in Yb:YAG", Journal of Luminescence, 97, (1), pp 51-54, (2002).
- [Yi '07] J.-Y. Yi, K.-Y. Huang, C.-C. Lai, H. Peng, L.-H. Chen, J.-C. Chen et S.-L. Huang. "Compact multi-pass ring laser using LHPG-grown Yb:YAG crystal fiber", Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies CFJ2, Optical Society of America, (2007).
- [Yoon '94] D. H. Yoon et T. Fukuda. "Characterization of  $\text{LiNbO}_3$  micro single-crystals grown by the micro-pulling-down method", Journal of Crystal Growth, 144, (3-4), pp 201-206, (1994).
- [Yoshikawa '03] A. Yoshikawa, G. Boulon, L. Laversenne, H. Canibano, K. Lebbou, A. Collombet, Y. Guyot et T. Fukuda. "Growth and spectroscopic analysis of  $\text{Yb}^{3+}$ -doped  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  fiber single crystals", Journal of Applied Physics, 94, (9), pp 5479-5488, (2003).

## Z

- [Zaouter '06] Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. L. Leclin, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner et B. Viana. "47-fs diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$  laser", Optics Letters, 31, (1), pp 119-121, (2006).
- [Zelmon '98] D. E. Zelmon, D. L. Small et R. Page. "Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0  $\mu\text{m}$ ", Applied Optics, 37, (21), pp 4933-4935, (1998).
- [Zhu '08] P. Zhu, D. J. Li, P. X. Hu, A. Schell, P. Shi, C. R. Haas, N. A. L. Wu et K. M. Du. "High efficiency 165 W near-diffraction-limited Nd:YVO<sub>4</sub> slab oscillator pumped at 880 nm", Optics Letters, 33, (17), pp 1930-1932, (2008).

### **Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme**

Le nombre croissant d'applications des sources lasers de puissance favorise le développement de solutions techniques innovantes afin d'atteindre des performances inédites. Pour y parvenir, la technologie des lasers solides bénéficie des progrès considérables réalisés pour l'intégration et la montée en puissance des diodes lasers utilisées pour le pompage. Les milieux à gain doivent alors permettre une conversion efficace du rayonnement de pompage en rayonnement laser tout en limitant les phénomènes thermiques et les effets induits par la puissance crête. Au cours de cette thèse, nous proposons d'étudier deux concepts différents afin de dépasser les principaux écueils des systèmes émettant dans le proche infrarouge (1  $\mu\text{m}$ ). Dans le cadre d'une collaboration regroupant le Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique et l'entreprise Fibercryst, nous avons développé et caractérisé des fibres cristallines dopées Ytterbium élaborées par la technique de croissance micro-pulling down. Cette géométrie combinant les propriétés des cristaux massifs et les avantages des fibres en verre nous a permis d'obtenir des performances laser prometteuses pour la réalisation de systèmes alliant forte énergie, forte puissance moyenne et forte puissance crête. La seconde partie de ce travail de thèse est consacrée à l'étude du concept de pompage direct de cristaux dopés Néodyme dans les niveaux émetteurs. Cette voie, permettant de réduire à l'extrême l'échauffement dans le milieu, est fortement prometteuse pour l'amélioration des performances des systèmes laser utilisant des cristaux dopés Néodyme.

### **New concepts for high power laser systems: Ytterbium doped crystal fibers and direct in-band pumping of Neodymium doped bulk crystals**

The development of innovative technical solutions in high power laser systems is supported by the increasing number of applications. For their realization, solid-state lasers benefit from considerable progress in the integration and the power scaling of high-brightness laser diodes used as pump sources. Gain medium must guaranty an efficient conversion of pump radiation in laser radiation while also preventing the generation of deleterious thermal phenomena and while limiting effects induced by high peak power. In this thesis, two different concepts were studied in order to overcome the major pitfalls of systems emitting in the near infrared (1  $\mu\text{m}$ ). The first part of this work was realized in collaboration with the Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents and the company Fibercryst. We have developed and characterized Ytterbium doped crystal fibers elaborated by the micro-pulling down growing technique. This geometry combines the properties of bulk crystals and the advantages of doped fibers. We achieved promising laser performance for the realization of systems of high energy, high average power and high peak power. The second part of this thesis is devoted to studying the concept of direct in-band pumping of Neodymium doped crystals. Thanks to drastic reduction of heating processes inside the laser medium, this solution could allow power scaling of lasers systems based on Neodymium doped gain media.

**Mots clés :** lasers solides, fibres cristallines, croissance micro-pulling down, ytterbium, pompage direct, néodyme.

**Key words :** solid state lasers, crystal fibers, micro-pulling down growing technique, ytterbium, in band pumping, neodymium.

**Adresse :**

Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, Université Claude Bernard Lyon 1,  
Domaine Scientifique de La Doua, Bât. A.Kastler, 10 rue A.M. Ampere, 69622 Villeurbanne Cedex

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex