



HAL
open science

Développement de lasers à trois niveaux pompés par diode dans les cristaux dopés néodyme et ytterbium

Marc Castaing

► **To cite this version:**

Marc Castaing. Développement de lasers à trois niveaux pompés par diode dans les cristaux dopés néodyme et ytterbium. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT: . tel-00461967

HAL Id: tel-00461967

<https://pastel.hal.science/tel-00461967>

Submitted on 8 Mar 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° d'ordre : 9584



UNIVERSITE PARIS-SUD XI

Faculté des sciences d'Orsay

THESE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

*Ecole doctorale : « Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes »*

Présentée par: Marc Castaing

Développement de lasers à trois niveaux pompés par diode dans les cristaux dopés néodyme et ytterbium

Soutenue le 15 Octobre 2009 devant le jury composé de :

M. Fabien Bretenaker	Président
M. François Balembois	Directeur de thèse
M. Marc Brunel	Rapporteur
M. Jean-Louis Doualan	Rapporteur
M. Marc Eichhorn	Examineur
M. Thierry Georges	Co-encadrant de thèse

Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Chavel, directeur du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School, pour m'avoir accueilli dans son établissement.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du jury, Fabien Bretenaker du laboratoire Aimé Cotton, Marc Brunel de l'Institut de Physique de Rennes, Jean-Louis Doualan du CIMAP (Caen) et Marc Eichhorn de l'Institut Saint-Louis, pour avoir eu la patience de lire mon manuscrit et de l'avoir amélioré de par leurs critiques.

Durant ces trois années de thèse j'ai eu la chance de partager mon temps (pas forcément de manière équitable, reconnaissons le) entre l'équipe ELSA et la société Oxxius. J'ai donc pu croiser, côtoyer, et fatiguer un grand nombre de personnes. La suite de ces remerciements leur est dédiée.

Mr François Balembois, Mr le Professeur, Mr le directeur des études, l'empereur du côté obscur... tant de qualificatifs pour un simple mortel; et pourtant celui-ci possède le pouvoir de changer votre vie. En effet, une simple parole de cet homme peut vous conduire à faire les choses les plus folles: une thèse par exemple, ou encore plus fou: des simulations... (parce qu'il faut toujours une petite formule pour Optics Letters :p) savant manipulateur ou grand pédagogue, la limite est souvent floue... :D Malgré tout François, je tiens à te remercier; tout d'abord de m'avoir encadré durant ces trois années, mais aussi de m'avoir témoigné une entière confiance, de m'avoir laissé une entière autonomie, d'avoir cru en mes idées les plus folles, ou tout de moins de ne pas les avoir bridées, de m'avoir dispensé ton savoir (et la liste serait encore longue). Merci du précieux cadeau que tu m'as fait: avoir été le poulain d'un éleveur de Championssss (Il faudrait plus de 's' tant tu en as eu avant moi et tu en auras après moi).

Je souhaite à l'avenir que tu puisses retourner du côté lumineux de la force, à savoir la recherche. En tout cas c'est avec grand plaisir que je continue à collaborer avec toi sur ce projet de laser blanc.

PS: des remerciements en gros et gras "car ainsi le message est plus lisible"

Thierry, sans toi cette thèse n'aurait bien évidemment pas été possible. Tout d'abord car c'est Oxxius qui a financé ces travaux, mais avant tout tu as apporté une grande partie des idées qui ont construit ce travail. Durant ces trois années j'ai beaucoup appris à tes côtés. Tu as su me donner les clés pour lire et appréhender les saintes écritures (Le « Kaminski »), et ainsi m'ouvrir les portes des longueurs d'ondes atypiques obtenues par des procédés encore moins typiques. Mais ce n'est pas tout; tu as toujours pris le temps de répondre à mes interrogations quand au fonctionnement d'une PME le temps d'un café, ou de m'expliquer les coutumes finnoises le temps d'un génépi en descendant de la bastille à Grenoble. Bien que ce ne se soit pas fait, tu as essayé de m'aider dans mon projet post thèse, et je ne désespère pas que celui-ci se réalise dans quelques années !!!

Patrick, ou souvent nommé « CHEF ! » le matin en entrant dans ton bureau. Un énorme merci. Tout d'abord merci de m'avoir accueilli dans l'équipe ELSA, très souvent qualifiée de "grande famille". Mais une famille ne serait rien sans un père :p En effet tu encadres tes collaborateurs et plus particulièrement tes doctorants tel un père qui attend jusqu'à minuit de recevoir un mail te disant que je suis bien arrivé à Lannion. Tu as su écouter lorsque je ressentais le besoin de parler; tu as su me conseiller lorsque je cherchais mon chemin parmi les multiples possibilités post thèse. Tu m'as permis de voyager, de présenter mes travaux de par le monde (enfin au moins en Finlande et aux Etats Unis), tu as été un guide formidable à San Francisco et là encore, la liste serait longue !!!

A tous les trois je souhaite vous dire un grand merci car vous avez rendu mes rêves de carrière professionnelle réalisables dans des conditions de travail privilégiées. J'ai beaucoup appris à vos côtés et je pense que je continuerais à apprendre beaucoup; mais vous resterez les trois personnes qui auront forgé la base de ce que je serais professionnellement (un peu de pression sur vous, car si je tourne mal, ce sera de votre faute :D)

Avant de remercier comme il se doit l'ensemble des personnes qui ont constituées mon quotidien durant ces trois dernières années, faisons un petit Flashback. (ou « retour en arrière » pour certains puristes de la langue française tel D.P.)



Eté 2005
laboratoire d'Utilisation des
Lases Intenses (LULI)
Arnaud Cotel, Doctorant



Octobre-Avril 2006
ELSA
**Julien Didierjean,
Doctorant**



Avril-Juin 2006
ELSA
Emilie Herault, Doctorante

Il est toujours impressionnant de voir comment le travail conjoint et pourtant non programmé de trois personnes peuvent vous conduire à faire des choses bizarres. En effet, l'idée insidieuse de faire une thèse s'est d'abord immiscée dans mon esprit par tes bons soins Arnaud. L'année suivante c'est grâce à toi Julien (alors Padawan du seigneur noir) que j'ai pu réaliser un projet au sein de l'équipe ELSA et que l'empereur a pu m'atteindre et m'attirer du côté obscur. Enfin, et très certainement de par le fait que vous aviez mis à jour ma faiblesse, vous avez envoyé la nymphe Emilie me donner l'inspiration du laser visible !!!

En tout cas je ne peux que vous dire merci à tous les trois. Tout d'abord pour les encadrants de stage géniaux que vous étiez. Vous m'avez transmis sans retenue tout le savoir que vous aviez, avez répondu à toutes mes questions, donnez toutes les ficelles et finalement m'avaient formé de telle manière à ce que ma thèse se déroule dans les meilleures conditions.

Outre le côté professionnel vous êtes de précieux amis, avec qui j'ai passé durant ces dernières années de très bon moments. J'espère que ceux ci seront nombreux à l'avenir malgré l'éloignement lié à mes envies de voyage à travers le monde.

Arrive maintenant le gros du travail. En effet, du fait de ma « double localisation » j'ai eu la chance de rencontrer énormément de personnes qui ont contribué, de prêt, de loin ou même pas du tout (mais ils étaient gentils donc j'ai eu l'envie de les remercier) à cette thèse.

Commençons tout d'abord par l'équipe ELSA. Si Patrick en est le père, Gaëlle tu en es certainement la mère. Durant ces trois années, et bien que tu ne sois officiellement en rien liée à ma thèse, tu as toujours su libérer du temps pour répondre à mes questions d'ordre scientifique, critiquer ma mécanique des débuts (faite à l'aide de scotch double face), me ré-éduquer sur ce point, donner ton avis sur mon style vestimentaire, m'écouter quand j'avais besoin de parler, et ce notamment quand plusieurs possibilités s'offraient à moi en fin de thèse. Bien que tu me considère comme un de tes plus grands échecs (car je n'ai pas changé de manière d'être durant ces 3 années et que je prône toujours la théorie du Dirac du point de vue relationnel) tu es LA SEULE dans cette équipe à avoir saisi la profondeur de mon âme et toute la sensibilité qui y résidait. Pour tout cela Gaëlle je te dis un grand MERCI !!!!

PS : Maintenant que je ne suis plus dans l'équipe je peux être totalement honnête avec toi. Je n'ai assisté à aucun de tes cours, tes polys étaient trop bien faits; et puis entre toi et moi, une diode laser ne servira jamais plus qu'à pomper un cristal... :D

PPS : en encore plus petit car finalement c'est un sujet qui fâche plus. Tu me préviendras quand tu soutiendras ton HDR...

Dans la famille ELSA je demande l'enfant turbulent. Tout le monde l'aura reconnu c'est de Fred dont je parle. Comment être concis dans ta description alors que tu pourrais servir de sujet de recherche pour une voire deux thèses. Pour résumer, je dirais merci d'être toi : le grand scientifique que tu es au H factor démesuré, la générosité dont tu fais preuve en recueillant dans ton laboratoire les mécaniques égarées (ou pas), et pour toutes les fois où tu m'as aidé. Merci pour les innombrables délires que nous avons partagé, tes cadeaux japonais... J'ai eu la chance d'assister à l'obtention de ton plus haut diplôme universitaire te conférant le droit de martyriser de pauvres doctorants. Je leur souhaite « bien du courage » pour te supporter durant les trois prochaines années, mais malgré tout, j'espère qu'ils ont conscience de la chance qu'ils ont de t'avoir en tant que directeur de thèse.

Passons désormais au GRAND frère de l'enfant turbulent, à savoir Marc. Et oui, en première approximation, nous pourrions croire que tu es l'opposé de Fred. Grand, calme, posé, pas un mot plus haut que l'autre. Mais si on prend le temps de s'installer dans ton bureau, nous saurons savourer ton langage des plus coloré et ta manière bien à toi d'expliquer la physique. Merci de m'avoir supporté nombre de fois où je venais em...bêter ton collègue de bureau et ce sans même témoigner le moindre agacement.

Pour terminer ce portrait de famille, j'appelle l'oncle Arnaud. Tu nous as rejoint au cours de ma thèse pour apporter un peu de Bio dans ce monde de laser. J'espère que la thématique que tu lances au sein de l'institut se développera selon tes espérances. En tout cas merci de ta gentillesse permanente et de m'avoir instruit les rudiments de l'OCT plein champ.

Passons maintenant aux Doctorants de cette équipe. Il y aurait beaucoup à dire sur chacun, mais si je développais autant que mon inspiration me le permettait, j'écrirais des remerciements plus longs que ma thèse (ce qui ne serait pas forcément bien). C'est pourquoi je vais essayer d'être concis.

Faisons par promotion :

Tout d'abord les vieux :

Justine : Merci de ta gentillesse, de toutes les conversations partagées le temps d'un café, d'un thé ou le soir sur MSN.

Pierre : Membre itinérant de l'équipe, (tu as trahi pour aller voir les biologistes), encore félicitation pour ton poste dans le sud de la France.

Benjamin : Merci de ton éternelle bonne humeur et ce même lors de la rédaction. J'espère que la vie bordelaise te plait. Bon courage pour le futur métier qui t'attend (celui de papa)

La promo sortante :

Damien : Tout d'abord j'espère que tu ne m'en veux pas de t'avoir incité, un soir sur msn, de venir faire une thèse à ELSA. Tu as su dompter les fibres cristallines par intimidation (après en avoir brulées quelques unes, les autres ont acceptées de te prêter leur puissance), et tu as maîtrisé l'in band pumping même quand un charlot s'était trompé dans le dimensionnement (mea culpa).

Merci pour toutes les discussions partagées le temps d'un café pendant la rédaction de thèse (et dieu sait que j'ai été un grand consommateur de café à cette époque). J'espère que tu te plairas dans ta nouvelle vie Bordelaise, car à ce que j'ai compris un trio gagnant à été reconstitué chez les girondins d'Eolite...

David : Tu as été un compagnon de thèse, un compagnon de voyage, un compagnon de WII ; tu m'as fait garder les pieds sur terre à grands coups de condescendance lorsque je faisais mon « quéqué du Sud » et tu m'as initié aux plaisirs des blagues élitistes. Pour tout cela un grand merci. Je te souhaite beaucoup de réussite pour cette année de concours, et que les résultats soient positifs ou négatifs tu seras toujours le bienvenu en Allemagne pour célébrer ou noyer ton chagrin dans la bière (et dieu sait que les bières sont suffisamment grosses pour se noyer ou perdre sa dignité...)

Les presque Dr. mais pas encore tout à fait, à qui ils restent la dure épreuve de la rédaction (n'y voyez surtout pas un coup de pression de ma part) :

Delphine : Honneur aux dames tu es la première de la catégorie à être remerciée. Un peu à l'image de Fred, je pourrais écrire une thèse entière si je devais relater tout ce pourquoi je devrais te remercier. Pour faire court, merci d'être une Amie fidèle et sincère, sur qui l'on peut compter et s'épauler quand tout va mal. Je te souhaite beaucoup de courage dans la dernière ligne droite qui t'attend et te promets d'être présent le jour de ta consécration (ta thèse j'entends ... :p)

Mathieu : Tout d'abord notons le, il va devenir le mari de Delphine, et ce bien que le mariage « ne le dégoûte pas ». Je te l'accorde elle était facile, mais c'était trop tentant. Comme pour Delphine, et vu que bientôt vous ne ferez qu'un, merci de ton amitié, de tous les bons moments passés et venir. Je te souhaite beaucoup de réussite pour tes projets professionnels. Qui sait peut être toi aussi vas-tu t'exiler chez les teutons...

Franck : Qui pourrait se douter que j'ai connu le petit Franck lors de sa première année d'école d'ingénieur. J'étais alors le maitre d'escalade. Mais plus vite qu'il n'en faut pour grimper une voie de 7c l'élève dépassait le maitre et c'est désormais respectueusement que je m'adresse à lui quand nous parlons de ce sport. En tout cas merci à toi pour toutes les pauses thé partagées à parler de la « ligne du temps idéale » et de nos conceptions de la vie opposées. Merci d'avoir essayé de me refaire grimper (mais c'était peine perdue, je suis trop vieux pour ces choses là). Bon courage pour la fin de thèse, je ne doute pas que tu vas tous leur éblouir... la cornée (OK blague pourrie, je sors)

Ceux qui doivent encore attendre un peu avant que la sagesse ne les atteigne :

Viviane : là encore honneur aux dames. Tu as repris le flambeau des traitres aux lasers en suivant la lignée de Pierre. Puisse cette voie être couronnée d'autant de succès qu'elle ne l'a été pour ton prédécesseur.

Igor : David ayant fini de rédiger sa thèse avant moi, il a déjà fait la blague des 45%. Je m'y abstenrais donc... :p Bien que nous rigolons souvent de ce fait, je tiens à souligner l'incroyable connaissance que tu as de ce monde, certes de par des statistiques, mais celles-ci agrémentent toujours une conversation autour d'un thé. Tu es un pilier de ces pauses qui je l'espère se perpétueront à jamais. Merci à toi, de ta constante bonne humeur et de tes conseils dans tous les domaines de la « geekitude »

Ceux qui ont le temps de se décourager tellement la fin est encore loin :

Sandrine et Louis : Je n'aurais jamais pensé, lors de la soirée supop ou je vous ai rencontrés, que tous deux vous finiriez doctorant dans l'équipe ELSA (Manque de jugement lié à l'alcool très certainement). En tout cas je ne cesserais de le répéter, vous avez fait le bon choix. Je vous souhaite beaucoup de réussite dans vos travaux présents et futurs, et beaucoup de courage à Sandrine pour supporter Fred durant les trois prochaines années ;)

Patricia, Mas and Dong: Good luck for the next three years. There will certainly be some difficulties but all is possible, you're in the ELSA team !!!

Outre les doctorants et les permanents, d'autres personnes ont été témoins d'une partie ou de la totalité de cette thèse.

Merci à MickMick pour tous les bons moments passés au labo (à casser des cristaux et des diodes) et en dehors (à boire des verres en compagnie d'esthéticiennes)

Merci à Shifeng d'avoir partagé la salle de manip avec moi pendant une année, et de ce fait d'avoir supporté ma musique de barbare me donnant l'inspiration du laser visible.

Merci à Yoyo, pour son hyperactivité notoire et toutes les discussions passées autour d'un café.

Merci à Dimitris pour ces trois années ponctuées de nombreuses discussions, d'un contest moussaka jamais relevé (ah ah un Grec qui a eu peur de ma moussaka) et de m'avoir fait découvrir le raki.

Merci à Gérard qui fut mon collègue de bureau pendant un peu plus d'une année et qui de ce fait a lui aussi dû me supporter. Je te souhaite une bonne retraite, tu l'as bien méritée.

Un grand merci au personnel de l'institut qui vous facilité la vie au quotidien, et notamment le service des TP. Merci à eux pour les nombreux prêts de matériel (spectro visible) et la gentillesse avec laquelle cela a toujours été fait.

Durant ces trois années j'ai eu la possibilité d'enseigner le Labview à Supoptique. Je voulais remercier les personnes avec qui j'ai collaboré.

Fred Capmas, après avoir été mon professeur, tu as été mon collègue et tu es très vite devenu un ami. J'espère que malgré la distance nous aurons l'occasion de nous voir.

Christelle, ce fut un réel plaisir de « pseudo » travailler avec toi (en effet nous n'avons jamais donné de cours ensemble), mais le plaisir fut encore plus grand de partager ces innombrables pauses café qui ont ponctué ma rédaction. Bon courage pour tes nouvelles attributions. A très bientôt je l'espère pour un nouveau challenge Guitar Hero.

J'ai eu la chance, durant ces trois années de collaborer avec la société Oxxius. Je dois reconnaître que la Bretagne n'était initialement pas ma destination privilégiée (c'est un fait il y fait froid, il y pleut et les panneaux dans la ville sont écrits dans une langue bizarre). Malgré tout, les instants passés là-bas ont toujours été très agréables. Pour mieux comprendre ce paradoxe passons à la description des personnages.

Corinne : Même quand il fait gris elle a une mine resplendissante à vous remonter le moral. Les intempéries lannionaises ne l'abattent pas, c'est la maîtresse des longueurs d'onde bizarres. Merci de m'avoir encadré lors de mon stage de fin d'étude et en début de thèse. Bon courage pour dompter ces petits AMR.

Gilles : Maître incontesté de l'humour léger, avec lui une simple banalité peut se transformer en une conversation interdite aux moins de 18 ans. Merci pour toutes ces discussions qui savent vous réchauffer lorsque la pluie ne cesse de tomber.

Olivier : Lui il vient du Sud, et c'est par son accent qu'il sait vous réchauffer. Merci à toi de m'avoir soutenu lorsque j'expliquais aux bretons que le beurre doux c'est meilleur que le beurre salé. (même si malheureusement ils sont trop têtus pour pouvoir l'admettre)

Dominique : grand protecteur de l'environnement au point qu'il se fait construire une maison en bois, tu as su me sensibiliser au fait qu'un jour les ressources pétrolières seraient épuisées. N'oublie pas que tu as un pari en cours avec le « jeune Castaing ». Je reste persuadé que je ne serais pas la génération qui en verra la fin :p (Je prône donc la surconsommation et les voitures consommant 15L au 100 km)

Bruno : alias BowlingMan, merci d'avoir partagé ton bureau les fois où je venais vous rendre visite. Continue à t'entraîner au Bowling, la prochaine fois que je viens c'est pour te détrôner.

Julien R. : Merci pour les discussions scientifiques, les soirées jeux vidéos, les soirées poker, enfin tous les moments passés en ta présence. Je te souhaite beaucoup de courage pour les futurs projets de recherche que tu auras à mener.

Guillaume : Merci à toi « Ô grand maître de l'assemblage/collage/ alignement de cristaux » pour m'avoir enseigné l'art de la fermeture de cavité propre et bien faite et comment coller ces p... de micro cristaux de m.... sans trembler et tout désaligner. Merci pour les séances bowling, les repas au resto en Kilt... (j'ai hésité à rajouter la photo à mes remerciements...)

Julien B : que dire de toi, pas grand-chose si ce n'est qu'un jour où je venais en visite je t'ai trouvé tout seul au fond de ton labo d'élec, malheureux et abandonné. Lorsque tu m'as vu tu t'es demandé qui j'étais ; tu t'es alors rappelé certaines légendes urbaines entendues au café, racontant l'existence d'un membre itinérant d'Oxxius. Ce fut alors le début d'une grande amitié. Nous avons commencé à partager les soirs de débauche dans des bars surpeuplés (4 personnes nous y compris), les vacances au ski et j'en passe... Merci à toi pour tous ces moments passés. Je sais qu'en Allemagne il n'y a pas la mer, mais je te promets, les bars sont bien plus remplis, on ne peut pas s'ennuyer.

Vincent et Angélique : Merci à tous les deux d'avoir adouci mon intégration en Bretagne de par les nombreuses soirées passées en votre compagnie. Je vous souhaite à tous les deux plein de réussite pour l'avenir.

PS : c'est par pure coïncidence que je vous associe dans ces remerciements.....

La liste des gens serait encore longue, Arnel, Willy, Nicolasss et j'en passe. Merci à vous tous d'avoir fait que mon travail au sein d'Oxxius ai été aussi agréable, et bon courage pour cette année qui verra sûrement le succès de cette compagnie.

Une thèse à ELSA c'est un peu une thèse avec l'équipe du LCAES de l'école Chimie Paris tant la collaboration avec ce laboratoire est forte. C'est pourquoi je voudrais remercier Cyrille Varona avec qui j'ai fait mes premiers pas pour les expériences de SHG. Mais aussi Pierre-Olivier qui m'a initié au Bonding (sol-gel je précise) et à Bruno Viana, qui m'a consacré une matinée entière lorsque je me posais des questions existentielles sur le calcul des sections efficaces et la physique du solide.

Mes derniers remerciements vont à mes amis qui ont été présents durant ces trois dernières années.

Je souhaite dédier cette thèse à ma famille (parents, frères, belles-sœurs, neveux et nièces) qui m'ont soutenu à chaque instant de ces 26 dernières années et qui continuent à me soutenir dans les choix de vie que je fais. Merci à vous de toujours être présents et de m'aider. Cette thèse ne se serait certainement pas aussi bien déroulée sans votre soutien et votre disponibilité.

Le mot de la fin sera pour toi Stéphanie. Tu es arrivée dans ma vie à un moment difficile. Approche de la soutenance de thèse, choix professionnels délicats et la possibilité de partir à l'autre bout du monde était alors envisagée. Malgré tout tu es restée, et tu m'as soutenu, ne sachant ce que l'avenir réservait. Ainsi tu as fait que ce jour tant attendu (la soutenance) soit une réussite. Merci à toi d'avoir été et de toujours être présente pour moi.

Table des matières

Introduction générale	7
I Emission laser à trois niveaux dans un cristal de Nd :GdVO₄ pompé par diode	11
Introduction	13
1 Etat de l'art	15
1.1 Lasers à semiconducteurs	15
1.1.1 Les diodes lasers à base de nitrure de gallium	16
1.1.2 Autres sources à semiconducteurs	17
1.2 Lasers à cristaux massifs	19
1.2.1 Lasers à cristaux massifs possédant une grande plage d'accordabilité en longueur d'onde	19
1.2.2 Lasers à base de cristaux dopés aux ions néodyme	21
1.3 Récapitulatif et solution envisagée	24
2 Choix du cristal laser	27
2.1 Définition de l'intensité de pompe de transparence	28
2.1.1 Quelques notations	28
2.1.2 Définition	29
2.2 Calcul de l'intensité de pompe de transparence et choix de la solution	31
2.2.1 Prise en compte de la largeur spectrale de la diode dans l'évaluation de la section efficace d'absorption	31
2.2.2 Calcul de I_{ptr}	33
2.2.3 Choix du cristal laser et de la longueur d'onde d'oscillation	34
2.3 Conclusion	36

TABLE DES MATIÈRES

3 Etude théorique	37
3.1 Modélisation utilisée	37
3.1.1 Modélisation et propagation de la pompe	38
3.1.2 Propagation du faisceau laser et calcul du gain double passage G	40
3.2 Dimensionnement d'un laser à trois niveaux pompé par diode	41
3.2.1 Influence de la source de pompe	41
3.2.2 Influence de la cavité	44
3.2.3 Dimensionnement du cristal amplificateur	46
3.2.4 Justification de l'utilisation d'un cristal faiblement dopé	49
3.2.5 Comparaison avec un système à quatre niveaux	53
3.3 Conclusion	55
4 Réalisation expérimentale	57
4.1 Expérience à la longueur d'onde fondamentale : 879 nm	57
4.1.1 Présentation du montage expérimental	57
4.1.2 Influence de la non polarisation de la source de pompe	58
4.1.3 Mise en évidence du phénomène de filtrage spatial par le caractère trois niveaux de la transition	60
4.1.4 Cavité laser monomode transverse : Observations expérimentales et interprétations	63
4.1.5 Bilan sur l'émission laser à 879 nm	68
4.2 La génération de seconde harmonique	68
4.2.1 Un point clé : Le choix du cristal non linéaire	68
4.2.2 Montage expérimental, résultats et observations	70
Conclusion et perspectives	73
II Pompage en intracavité de cristaux dopés ytterbium pour une émission laser autour de 980 nm	75
Introduction	77

TABLE DES MATIÈRES

1	Etat de l'art	79
1.1	Lasers à semiconducteurs	79
1.1.1	Les diodes lasers à base de nitrure de gallium	79
1.1.2	Diodes lasers émettant dans l'infrarouge et doublées en fréquence	80
1.1.3	Semiconducteurs pompés optiquement, doublés en fréquence en intracavité	80
1.2	Sources lasers fibrées	82
1.2.1	Laser à upconversion pour une émission directe à 488 nm	82
1.2.2	Laser à fibre dopé aux ions ytterbium et doublés en fréquence	82
1.3	Sources lasers à bases de cristaux massifs	86
1.3.1	Somme de fréquence de deux transitions du néodyme	86
1.3.2	Doublement de fréquence de la transition à trois niveaux des cristaux dopés ytterbium	88
1.4	Conclusion	88
2	Le pompage en intracavité de cristaux dopés ytterbium	89
2.1	Présentation du concept et intérêt pour le pompage de transitions à trois niveaux	89
2.2	Etat de l'art et originalité du pompage en intracavité	91
2.3	Application aux cristaux dopés aux ions ytterbium	93
3	Théorie du pompage en intracavité	95
3.1	Pourquoi l'Yb :S-FAP : le problème de la sélectivité spectrale	95
3.2	Un choix difficile : la longueur d'onde de pompe	97
3.2.1	Champs des possibles	97
3.2.2	Première comparaison des deux possibilités	98
3.2.3	Détermination de la longueur d'onde de pompe	101
3.3	Etude théorique du pompage en intracavité	105
3.3.1	Position de l'optimum	105
3.3.2	Effets de la saturation d'absorption	106
3.4	Comparaison avec les autres type de pompage	109
3.5	Bilan sur le pompage en intracavité	111

TABLE DES MATIÈRES

4 Etude expérimentale	113
4.1 Expérience à 985 nm	113
4.1.1 Présentation du montage expérimental	113
4.1.2 Caractérisation lasers	114
4.2 La génération de seconde harmonique	117
4.2.1 Montage expérimental	117
4.2.2 Résultats expérimentaux	118
4.3 Résumé des travaux effectués avec les échantillons d'Yb :S-FAP	119
4.4 Vers une solution commerciale	119
4.4.1 Le choix de l'Yb :KYW	120
4.4.2 Mise en oeuvre expérimentale	122
Conclusion et perspectives	131
Conclusion générale	135
Bibliographie	141
Liste des publications et conférences	151

Introduction générale

Introduction générale

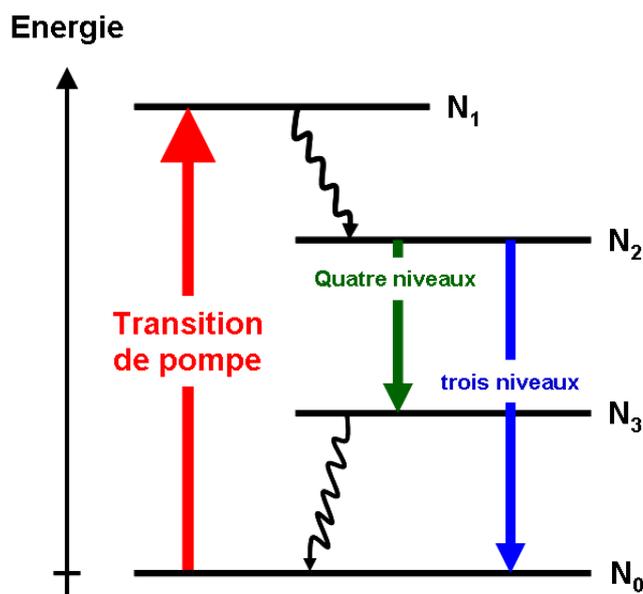
Historiquement, les lasers à gaz ont constitué les premières sources laser commerciales émettant de manière continue dans les domaines du visible et de l'ultraviolet. C'est pourquoi de nombreuses applications se sont développées autour des longueurs d'onde imposées par les spectres d'émission des gaz utilisés. Ainsi, les lasers à argon ionisés sont particulièrement employés pour leurs transitions à 488 nm et 351 nm, les lasers à helium-néon pour leur raie d'émission à 633 nm et bien que moins réputés, les lasers à helium-cadmium pour leur transition à 442 et 325 nm. Malgré de nombreux avantages, les lasers à gaz sont loin de représenter la source laser idéale. L'encombrement est important, la maintenance relativement contraignante (remplacement des tubes, des électrodes et maintenance du système de refroidissement) et surtout le rendement à la prise est des plus déplorable (<0.001). En comparaison, les lasers solides pompés par diode peuvent atteindre des hauts niveaux de compacité (cf. photo) tout en maintenant des qualités équivalentes de qualité spatiale de faisceau et de stabilité de pointé. Ils ne nécessitent aucune maintenance, possèdent des durées de vie importantes (>10000 heures) et démontrent des rendements électrique/optique sans égal (>0.1 pour des lasers visibles).



Photographie d'un microlaser visible (561 nm) Oxixus

Le remplacement des lasers à gaz au profit de lasers solides pompés par diode constitue un enjeu industriel considérable tant le parc à approvisionner et/ou renouveler est important. Cependant certaines longueurs d'ondes, plus particulièrement dans le bleu et l'UV, ne bénéficient pas de solutions simples de substitution. Prenons pour exemple la transition à 488 nm des lasers à argon, ou la transition à 442 nm dans les lasers He-Cd. Une solution est d'utiliser des transitions autour de 980 nm (cristaux dopés aux ions ytterbium) et de 880 nm (cristaux dopés aux ions néodyme) couplée à une

conversion non linéaire de fréquence (génération de seconde harmonique) pour atteindre le domaine visible recherché. Cependant, ces longueurs d'onde possèdent un défaut majeur réduisant leur intérêt : le caractère à trois niveaux de la transition dont elles sont issues. En effet, bien que Théodore Maiman démontra le premier effet laser sur la transition à trois niveaux du rubis dopé aux ions chrome Cr^{3+} à 694.3 nm, il s'avère que ces transitions sont bien plus difficiles à réaliser et bien moins efficaces que les transitions à quatre niveaux.



Comparaison du diagramme énergétique d'une transition à quatre niveaux et d'une transition à trois niveaux

Comme le rappelle la figure ci-dessus, nous constatons que pour un laser à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser est le niveau fondamental. Ce niveau étant en permanence fortement peuplé, l'inversion de population est difficile à réaliser et l'onde laser subit de fortes pertes par réabsorption. Afin d'obtenir l'oscillation laser sur ce type de transitions, il est donc nécessaire d'utiliser de fortes densités de pompe permettant de rendre le milieu transparent à la longueur d'onde laser. C'est pourquoi les fibres dopées aux ions ytterbium ont initialement permis de démontrer de bonnes efficacités sur la transition à trois niveaux, de par le confinement de la pompe et donc la forte densité de puissance maintenue sur une grande longueur du milieu à gain. Jusqu'à très récemment, il était impossible d'envisager un pompage efficace des transitions à trois niveaux dans les cristaux massifs, cependant avec la commercialisation de diodes lasers de fortes luminances, de nouvelles possibilités quant au pompage par diode de ces transitions méritent d'être abordées. Dans ce manuscrit, nous proposons une étude générale des lasers à trois niveaux en pompage par diode, appliquée au cas des cristaux dopés aux ions néodyme et ytterbium dans le but de réaliser des sources lasers visibles autour de 440 et 490 nm après un étage non linéaire de conversion de fréquence.

Dans la première partie, après un bref état de l'art des sources laser émettant autour de 440 nm, nous présentons une étude théorique du pompage par diode d'un cristal de $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$. A l'aide de cette

étude, nous présentons les clefs de dimensionnement d'un laser à trois niveaux pompé directement par diode, que nous mettons par la suite en pratique pour la réalisation d'un laser visible à 440 nm.

Dans la seconde partie nous continuerons nos investigations sur les lasers à trois niveaux en nous intéressant aux cristaux dopés aux ions ytterbium. La longueur d'onde d'oscillation de la transition à trois niveaux se situant autour de 980 nm il est possible après doublement de fréquence d'obtenir un laser à 490 nm susceptible de remplacer les lasers à argon et de constituer une nouvelle solution à celles proposées actuellement. Il aurait été possible de développer une source directement pompée par diode en suivant le "guide de conception" établi dans la première partie du manuscrit, cependant les spectres d'absorption des cristaux dopés aux ions ytterbium permettent d'envisager un autre mode de pompage : le pompage en intracavité. Après avoir expliqué le concept, son intérêt et effectué un état de l'art historique de celui-ci, nous présenterons le dimensionnement théorique d'une telle architecture et comparerons les performances accessibles à celles d'un pompage direct par diode. Par la suite, nous mettrons en oeuvre le pompage en intracavité de cristaux d'Yb :S-FAP (Yb :Sr₅(PO₄)₃) pour réaliser un laser émettant à 492,5 nm. La démonstration expérimentale étant ainsi effectuée, nous démontrons la possibilité d'obtenir un effet laser à 981 nm dans un cristal d'Yb :KYW (Yb :KY(WO₄)₂) (cristal commercial, en comparaison de l'Yb :S-FAP) par pompage en intracavité.

Remarque quant à la définition du terme "laser à trois niveaux" :

Nous avons présenté les lasers à trois niveaux comme étant des lasers dont le niveau bas de la transition correspond au niveau fondamental. Celui-ci étant fortement peuplé, s'ensuit alors des phénomènes de réabsorption à la longueur d'onde laser. Il existe un autre type de lasers à trois niveaux dont le schéma énergétique est présenté dans la figure suivante :

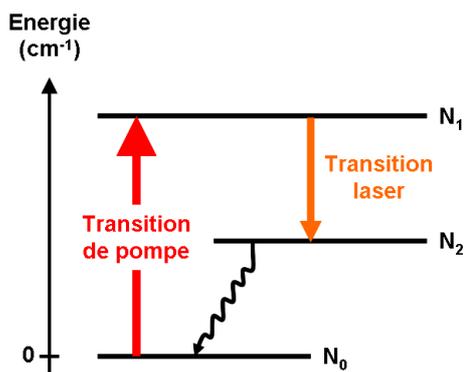


Diagramme énergétique d'un autre type de lasers à trois niveaux

Ce schéma correspond à un pompage dans les niveaux émetteurs et pose des problématiques différentes que nous n'étudierons pas dans ce manuscrit. En guise d'exemple, nous pouvons citer le laser à argon ionisé ou encore les lasers à base de matériaux dopés aux ions néodyme pompés autour de 915 nm (dans le cas de l'orthovanadate d'yttrium Nd :YVO₄) [Sangla 09].

Première partie

Emission laser à trois niveaux dans un cristal de Nd :GdVO₄ pompé par diode

Introduction

Bien que moins réputés que les lasers à hélium-néon (HeNe) ou les lasers à argon ionisé, les lasers à hélium-cadmium (HeCd) sont au cœur de nombreuses applications particulièrement dans le domaine des biosciences avec la spectroscopie de fluorescence ou la cytométrie en flux. Deux longueurs d'onde sont utilisées et commercialisées : un laser bleu à 442 nm et un laser ultraviolet à 325 nm.

A l'heure actuelle, peu de compagnies commercialisent cette technologie. Ainsi Melles Griot propose un laser HeCd délivrant une puissance de 130 mW à 442 nm. De même la société Kimmon possède une gamme de produits pouvant délivrer une puissance de 1 mW à 180 mW à 442 nm, avec un profil transverse de faisceau monomode. Cependant les laser à gaz connaissent des problèmes de maintenance, de durée de vie (en moyenne 4500 heures) et surtout d'efficacité électrique/optique motivant à leur trouver des solutions de substitution.

Dans cette partie nous analysons une solution de remplacement de ces lasers à gaz basée sur une technologie de laser solide pompé par diode. Dans un premier temps nous présenterons un état de l'art non exhaustif des sources laser émettant autour de 442 nm et nous justifierons notre choix quant à l'utilisation de la transition à trois niveaux à 879 nm de l'ion néodyme dans une matrice de vanadate de gadolinium ($GdVO_4$). Par la suite, nous détaillerons les modèles théoriques et les différents effets à prendre en compte pour optimiser une telle architecture laser. Finalement nous présenterons les réalisations expérimentales. En guise de conclusion, nous donnerons les axes d'optimisation visant à améliorer la stabilité, la robustesse et la puissance de sortie dans le visible du système développé.

Chapitre 1

Etat de l'art des sources lasers solides émettant autour de 440 nm

Les sources lasers solides émettant autour de 440 nm pouvant se substituer aux lasers à HeCd se divisent en deux catégories bien distinctes. Les sources à base de matériaux semiconducteurs et les sources à base de cristaux massifs. Nous rappellerons les principaux résultats relatifs à chacune de ces technologies, pour ensuite détailler leurs avantages et inconvénients. Une synthèse rapide sera effectuée en fin de chapitre, permettant de justifier le choix technologique et l'axe de recherche envisagé lors de ces travaux de thèse.

1.1 Sources lasers à base de matériaux semiconducteurs

Depuis la réalisation en 1962 de la première diode laser (ou laser à semiconducteur) [Hall 62], cette technologie n'a eu de cesse de se perfectionner, pour aujourd'hui donner d'excellents rendements électrique/optique. Celle-ci consiste en un empilement de couches cristallines de matériaux semiconducteurs appartenant généralement aux colonnes III et V de la classification périodique des éléments. Pour exemple nous pouvons citer les lasers à semiconducteurs à base d'arséniure de gallium (AsGa) émettant dans le proche infrarouge (800-1000 nm) ou encore les lasers à semiconducteurs basés sur le phosphore d'indium (InP) générant une oscillation dans la gamme spectrale allant de 1.1 μm à 1.6 μm . Cette technologie, désormais à maturité dans l'infrarouge, permet d'obtenir des puissances de plusieurs Watts pour un mono-émetteur et de plusieurs centaines de Watts pour une barette d'émetteurs.

Un des avantages des matériaux semiconducteurs réside en leur accordabilité en longueur d'onde sur une large gamme spectrale. Il est désormais possible en utilisant le bon couple de matériaux d'émettre directement à la bonne longueur d'onde, ou encore, de générer un rayonnement infrarouge et d'en effectuer le doublement de fréquence à l'aide d'un cristal non-linéaire. Nous allons détailler ces possibilités dans la suite de cette section.

1.1.1 Les diodes lasers à base de nitrure de gallium

Les premiers travaux que nous pouvons citer datent de 1991 [Jeon 91], lorsque la première diode laser émettant dans le bleu-vert a été démontrée. Celle-ci était réalisée à base de matériaux issus des colonnes II et VI de la classification périodique, à savoir le couple Zinc-Sélénium (ZnSe). Sur cette même base, un an plus tard est démontrée la première diode laser émettant à 447 nm [Okuyama 92]. Le seul problème de cette structure est la température très basse de fonctionnement, de l'ordre de 77 K.

C'est en 1996 que la percée se fait avec la réalisation de la première diode laser à base de nitrure de gallium GaN, émettant à 417 nm [Nakamura 96]. Cette même année, à l'aide de cette combinaison de matériaux III-V l'équipe de Nakamura démontre des seuils de plus en plus bas, pour des longueurs d'onde de l'ordre de 410 nm. La figure 1.1 présente le schéma de principe d'une telle diode laser.

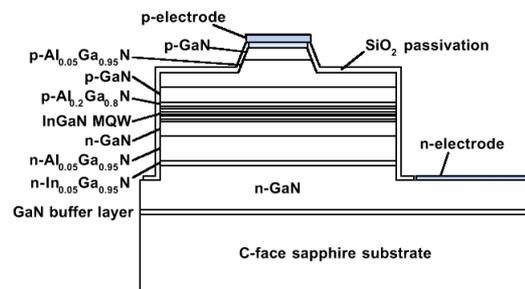


FIGURE 1.1 – Schéma de principe d'une diode laser à base de GaN [Nakamura 00]

La zone active est composée de puits quantiques à base d'InGaN. La longueur d'onde d'émission de la diode est donnée par la stœchiométrie d'indium par rapport au gallium. Ainsi plus la quantité d'indium est importante, plus la longueur d'onde d'émission est élevée. Sachant que la difficulté de réalisation d'une telle diode laser réside dans la grande pureté cristalline nécessaire à son bon fonctionnement, il est important de limiter le nombre de défauts de croissance. Ces deux considérations expliquent alors pourquoi les premières diodes laser à base de nitrure de gallium émettaient dans les basses longueurs d'onde (410 nm). En effet le désaccord de maille est moins important lorsque la proportion d'indium est faible par rapport à celle de gallium et ainsi la croissance cristalline plus aisée. Néanmoins, avec l'amélioration des techniques d'épitaxie servant à la réalisation de la croissance cristalline, les diodes lasers à 445 nm (à base de GaN) sont commercialisées pour la première fois en 1999. Il est ainsi possible de se procurer des diodes laser délivrant une puissance de 50 mW, monomode transverse, avec un spectre d'une largeur de l'ordre de 2 nm [Nichia]. Malgré l'aspect monomode, il est à noter que le faisceau laser est elliptique et qu'il est nécessaire de le remettre en forme pour le circulariser (Fig. 1.2.a). Si l'on désire une puissance de sortie plus importante, des échantillons de test sont désormais disponibles, délivrant une puissance de 500 mW ; le faisceau n'est alors plus limité par la diffraction (Fig. 1.2.b) et le spectre est légèrement élargi.

Bien que les diodes laser soient des composants souvent peu chers, il s'avère que les diodes à base de nitrure de gallium sont onéreuses du fait de la difficulté de croissance cristalline et des faibles volumes

de vente (excepté pour le marché des lecteurs Blue Ray). Cette technologie est robuste et fonctionne sur des plages de températures importantes, malgré tout, elle ne peut remplacer les lasers à HeCd en toutes circonstances. En effet, une application nécessitant une forte puissance (>50 mW) et une bonne qualité spatiale de faisceau ne peut être réalisée actuellement à l'aide d'une diode laser à base de nitrure de gallium. Il en est de même pour une application nécessitant une grande longueur de cohérence (holographie), et donc une grande pureté spectrale.

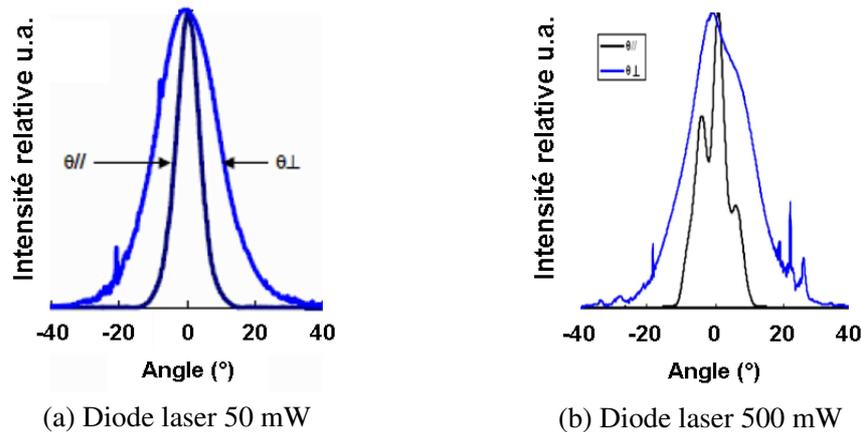


FIGURE 1.2 – Divergence des diodes laser Nichia émettant à 445 nm (θ_{\parallel} correspond à la direction parallèle à la jonction tandis que θ_{\perp} correspond à la direction orthogonale)

1.1.2 Autres sources à semiconducteurs

1.1.2.1 Diodes lasers émettant autour de 880 nm doublées en fréquence

Avec l'avènement du pompage direct dans les niveaux émetteurs des cristaux dopés néodyme, permettant ainsi une singulière réduction du défaut quantique [Lavi 99, McDonagh 07], la recherche sur les diodes laser de forte puissance autour de 880 nm s'est fortement accélérée. Ainsi, sont désormais disponibles à la vente des mono-émetteurs délivrant jusqu'à 2 W à 880 nm. Il est possible de combiner ces mono-émetteurs en barettes, d'assembler plusieurs de ces barettes (on obtient alors un stack) et de fibrer le système. Ainsi fait, on obtient des puissances de l'ordre de la centaine de Watts. Malheureusement, la qualité spatiale et spectrale de ces sources n'est pas suffisante pour songer obtenir des luminances équivalentes à celles obtenues à l'aide des diodes laser à base de nitrure de gallium émettant directement dans le visible. De plus l'efficacité électrique/optique d'un tel système serait dégradée de par la conversion non linéaire nécessaire pour atteindre 440 nm.

1.1.2.2 Lasers à semiconducteurs pompés optiquement et émettant par la surface

Les lasers à semiconducteur pompés optiquement à cavité externe et émettants par la surface, ou OPS-VECSEL, ont connu ces vingt dernières années un réel essor car ils permettent de combiner à la fois les avantages des lasers à semiconducteurs classiques (souplesse dans le choix de la longueur

d'onde d'émission) et ceux des lasers pompés optiquement. Ainsi il est possible d'obtenir de très fortes puissances à la longueur d'onde désirée avec une très bonne qualité spatiale de faisceaux. Cette technologie sera plus amplement détaillée dans l'état de l'art présenté dans la deuxième partie de ce manuscrit, néanmoins, pour illustration, la figure 1.3 représente le schéma d'une expérience de doublement de fréquence à l'aide de cette technologie.

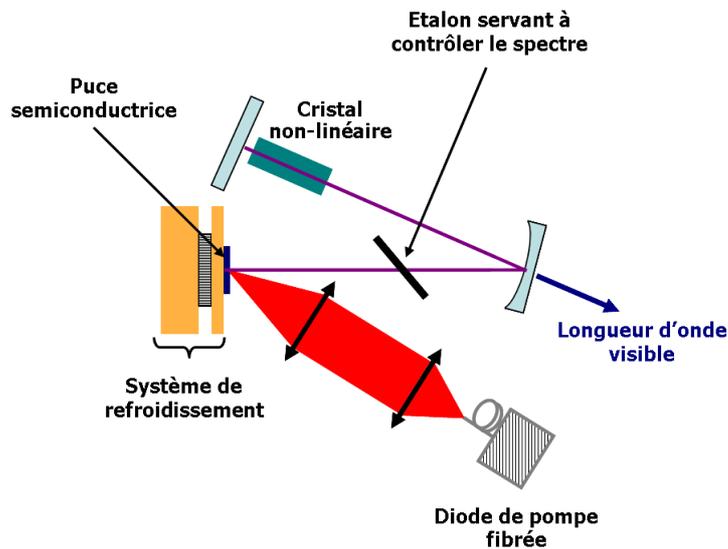


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'une expérience de doublement de fréquence à l'aide d'un OPS-VECSEL

Pour l'heure il est important de noter qu'aucun développement n'a été réalisé dans la bande spectrale nous intéressant autour de 880 nm. En effet, deux problèmes se posent. Le premier concerne le potentiel d'augmentation en puissance. Le report sur des substrats possédant de bonnes conductivités thermiques (afin de mieux dissiper la chaleur lorsque la puissance de pompe augmente) n'est pas totalement contrôlé. De plus, et ce fait sera détaillé par la suite, les sources de pompes disponibles autour de 670 nm (longueur d'onde correspondant au maximum d'absorption de la structure semiconductrice) possèdent des puissances limitées. Le deuxième problème est rapporté dans les travaux de McGinily ; il semblerait qu'une photodégradation des couches semiconductrices en présence d'effet laser autour de 880 nm ait été observée [McGinily 07].

Tous ces éléments combinés font que les OPS-VECSEL n'apparaissent pour le moment pas comme de bons candidats à l'obtention d'une source laser autour de 880 nm pouvant être doublée en fréquence.

1.2 Sources lasers à base de cristaux massifs

1.2.1 Lasers à cristaux massifs possédant une grande plage d'accordabilité en longueur d'onde

L'avantage certain des semiconducteurs apparaît dans leur accordabilité spectrale et ainsi la possibilité d'ajuster la longueur d'onde d'émission à l'application à laquelle ils sont dédiés. Néanmoins des cristaux massifs possédant des spectres larges en émission peuvent remplir le même office, souvent sur des plages d'accordabilité bien plus importantes. Dans ce qui suit, nous présentons des lasers basés sur des cristaux possédant un spectre d'émission admettant une accordabilité sur plus de 250 nm dans le domaine du proche infrarouge (700-1000 nm). Le principe général des expériences dont nous donnerons les résultats est présenté en figure 1.4.

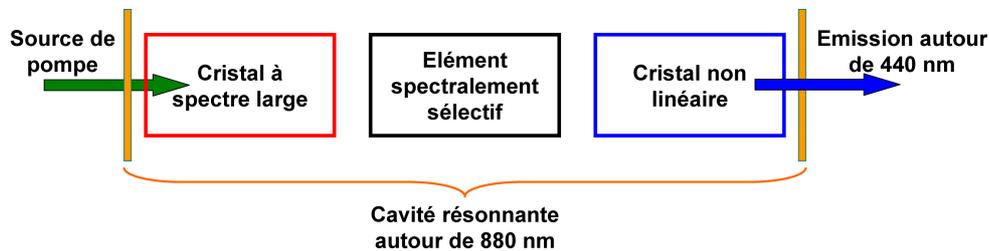


FIGURE 1.4 – Schéma d'un laser bleu à base d'un cristal possédant un spectre large d'émission

Une source de pompe excite un cristal possédant un large spectre d'émission. A l'intérieur de la cavité, un élément spectralement sélectif (tel un filtre de Lyot) est inséré afin d'obtenir une oscillation laser à la longueur d'onde désirée. Enfin un cristal non linéaire (tel le LBO ou le KNbO_3) permet d'effectuer la conversion de fréquence et d'atteindre le domaine visible.

1.2.1.1 Lasers à base d'un cristal de saphir dopé aux ions titane

La première synthèse d'un cristal de saphir dopé aux ions titane fut réalisée en 1986 par Peter Moulton, au "Lawrence Livermore National Laboratory" (LLNL) [Moulton 86]. La formule chimique de ce matériau laser est la suivante : $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ mais sera abrégée par la suite en $\text{Ti}:\text{Sa}$. Les ions responsables de l'émission laser sont les ions titane qui se substituent aux ions aluminium dans une structure cristallographique dite hexagonale rhomboédrique. La figure 1.5 présente les spectres d'absorption et d'émission d'un cristal de $\text{Ti}:\text{Sa}$.

Le spectre d'émission très large du cristal de $\text{Ti}:\text{Sa}$ le rend très intéressant pour la réalisation d'un laser accordable entre 660 nm et 1050 nm environ. Un laser à 884 nm est alors envisageable permettant, après doublement de fréquence en intracavité, d'obtenir l'oscillation à 442 nm recherchée. Des travaux proches de cette solution ont déjà été réalisés, et nous pouvons citer pour exemple [Zhou 95] qui après doublement de fréquence a démontré une puissance de 460 mW autour de 400 nm ou encore [Cruz 07] qui a réalisé une puissance de 700 mW à 423 nm pour une puissance de pompe de 7 W à 532 nm.

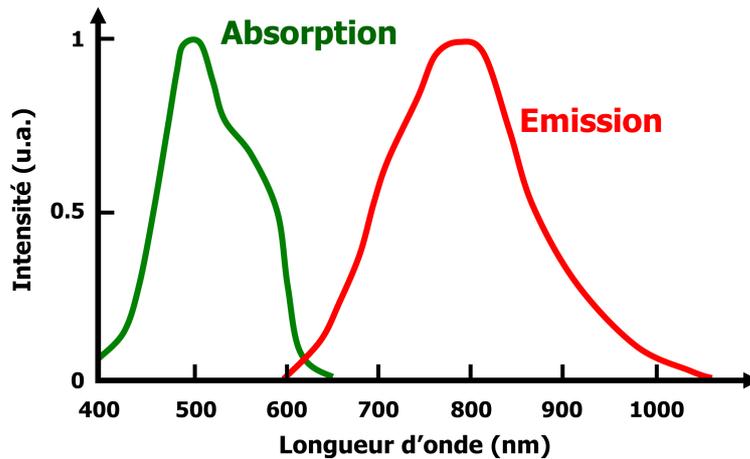


FIGURE 1.5 – Spectre d'émission et d'absorption d'un cristal de Ti :Sa [Moulton 86]

Ces travaux certes impressionnants de par les puissances obtenues, sont à modérer dans le cadre d'un produit industriel. En effet, le spectre d'absorption présenté en figure 1.5 montre un pic autour de 500 nm, région où les diodes laser de puissance ne sont pas encore développées. De ce fait, la source de pompe actuelle pour les cristaux de Ti :Sa sont, soient les lasers à argon ionisé, soient les lasers à base de cristaux dopés néodyme, émettant dans l'infrarouge (1064 nm) et doublés en fréquence. La source de pompe apparaît alors peu compacte et très onéreuse. Néanmoins, il est à noter que le récent développement des diodes à base de nitrure de gallium a permis de démontrer en 2008 le premier pompage par diode à 445 nm d'un cristal de Ti :Sa [Maclean 09]. Bien que les performances en terme d'efficacité ne soient pas impressionnantes (8 mW pour 535 mW incidents) cette expérience ouvre de nouvelles perspectives relativement intéressantes quand au cristal de Ti :Sa et annonce peut être un renouveau prometteur pour ce matériau.

1.2.1.2 Lasers à base de colquiriite dopé aux ions chrome, le Cr :LiSAF

En 1989, un nouveau cristal développé là encore au LLNL fait son apparition, le Cr :LiSAF de formule chimique $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ [Payne 89a]. Ce cristal possède des propriétés spectroscopiques telles, qu'il se porte tout de suite en concurrent direct du Ti :Sa. En effet, au vu de la spectroscopie présentée en figure 1.6, on constate que celui-ci possède une bande d'émission équivalente à celle d'un cristal de Ti :Sa.

De plus, son principal atout réside en sa bande d'absorption autour de 670 nm, rendant alors possible le pompage par diode. De nombreux travaux ont été réalisés à l'aide de ce matériau afin d'atteindre le domaine visible après conversion non linéaire. Ainsi en 1995, une puissance de 12 mW à 440 nm est démontrée [Falcoz 95], pour une puissance incidente de 680 mW à 670 nm. En 2000, c'est une puissance de 67 mW à 430 nm qui est publiée [Makio 00], pour une puissance de pompe incidente d'environ 900 mW. Cependant le cristal de Cr :LiSAF laisse apparaître trois principaux problèmes.

Premièrement, il possède une conductivité thermique quatre fois inférieure à celle du Nd :YAG, à savoir de l'ordre de $3.3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Ainsi la montée en puissance des sources à base de Cr :LiSAF ne

peut se faire aussi aisément que par la simple augmentation de la puissance de pompe [Makio 01]. Deuxièmement, il est le siège d'effets non radiatifs importants [Balembois 97] diminuant l'efficacité laser. Finalement, le dernier problème est relatif à la source de pompe elle-même. Les diodes lasers autour de 670 nm ont des performances qui à l'heure actuelle restent limitées et loin des puissances obtenues dans le proche infrarouge. La société Sony propose des diodes lasers (mono-émetteur) délivrant une puissance maximale de 500 mW à 670 nm [Sony]. Il est possible de trouver des systèmes fibrés démontrant une puissance de 5 W à 690 nm [Brightpower] pour un diamètre de coeur de 100 μm (Ouverture Numérique de 0.22). Cette puissance est à l'heure actuelle la plus grande disponible commercialement.

Ainsi, les problèmes spectroscopiques, thermomécaniques et le manque de sources de pompe de puissance freinent l'augmentation des performances des systèmes à bases de cristaux de colquiriites dopés aux ions chrome.

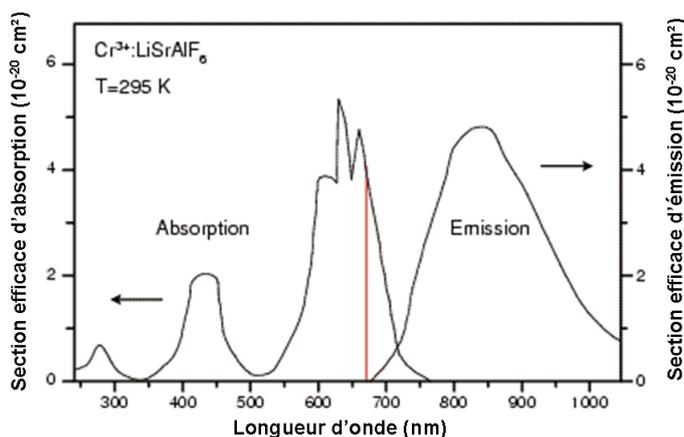


FIGURE 1.6 – Spectre d'émission et d'absorption d'un cristal de Cr :LiSAF (Polarisation parallèle à l'axe c)[Payne 89b]

1.2.2 Lasers à base de cristaux dopés aux ions néodyme

Un an après la démonstration par Maiman du premier laser à base de rubis dopé aux ions chromes, un autre ion apparaît comme ayant des propriétés spectroscopiques intéressantes : l'ion néodyme Nd^{3+} . La première oscillation laser utilisant cet ion fut obtenue dans un cristal de $\text{Nd}:\text{CaWO}_4$ pompé optiquement et ré-émettant une puissance de 10 mW à 1058 nm pour une puissance de pompe de 1.5 kW délivrée par une lampe à mercure [Johnson 61]. Le principal avantage de l'ion néodyme tient en sa spectroscopie "sympathique" qui admet des transitions laser à quatre niveaux autour de 1060 nm comme présenté dans la figure 1.7.

Suite à cette première démonstration, de nombreux travaux sont effectués autour des potentielles matrices d'accueil de l'ion néodyme. En 1964, alors qu'il est inséré dans une matrice de grenat d'yttrium et d'aluminium, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (ou encore noté YAG), l'ion néodyme dévoile tout son potentiel. Une puissance de 1.5 W à 1064 nm est démontrée, pour une puissance de pompe de 360 W [Geusic 64],

écrasant alors toute concurrence. Bien que très efficace et désormais largement exploitée, la transition à quatre niveaux dans le néodyme se trouve être trop décalée pour donner une émission laser autour de 440 nm. En effet, après doublement de fréquence, une longueur d'onde de 532 nm est obtenue pour des systèmes à base de Nd :YAG.

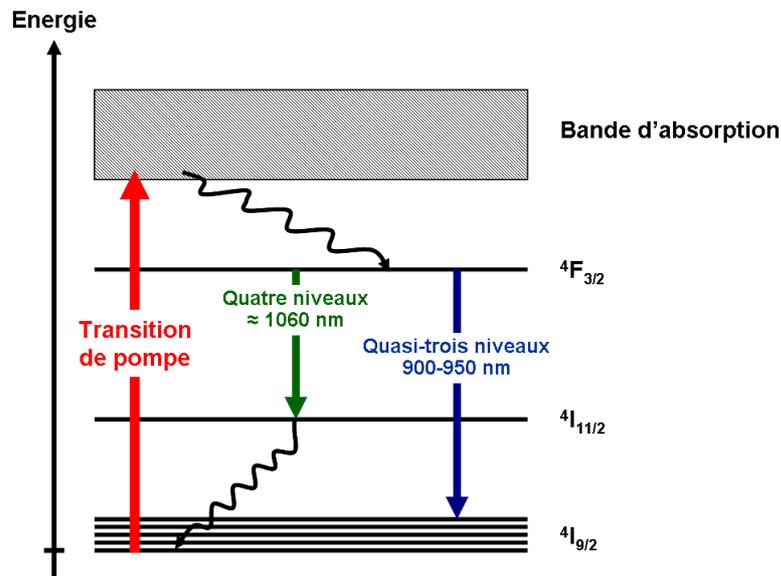


FIGURE 1.7 – Spectroscopie de l'ion néodyme

En 1969 Wallace met en évidence la possibilité d'oscillation laser à 946 nm dans le Nd :YAG, sur la transition $4F_{3/2}-4I_{9/2}$. Après doublement de fréquence à l'aide d'un cristal non linéaire de KDP (KH_2PO_4) le premier laser bleu (473 nm) à base d'ion néodyme est démontré [Wallace 69]. En 1987 Fan et Byer démontrent expérimentalement l'oscillation laser à 946 nm en pompage par diode à 808 nm, à température ambiante [Fan 87a]. Cette expérience ouvre la porte à des architectures laser compactes et efficaces émettant dans le bleu. En 1999 c'est au tour des cristaux de vanadate d'yttrium ou de gadolinium (Nd :YVO₄, Nd :GdVO₄) de produire des oscillations laser à 457 et 456 nm après doublement de fréquence de leur transition à quasi-trois niveaux respectives. Malheureusement, malgré des puissances dans le domaine visible exceptionnelles (2.8 W à 473 nm [Czeranowsky 03], 4.6 W à 457 nm [Xue 06] et 5.3 W à 456 nm [Jia 06]), les longueurs d'onde d'émission sont là encore trop décalées pour pouvoir se substituer aux lasers à HeCd utilisées à 442 nm

Revenons quelques années en arrière, en 1972, et considérons les travaux de Birnbaum, qui étudia dans une configuration de pompage par lampe flash la transition $4F_{3/2}-4I_{9/2}$ du Nd :YAG. Dans un très court article, il mentionne l'observation de fluorescence à 939, 900 et 891 nm [Birnbaum 72]. Ces raies se trouvent être des raies quasi-trois niveaux dont le niveau bas est situé en dessous du niveau servant à la transition à 946 nm. Intéressons nous maintenant à ces raies à quasi-trois niveaux que nous noterons de "profondes" car plus proches du niveau fondamental. Nous considérerons pour la suite uniquement les cristaux de Nd :GdVO₄, Nd :YVO₄ et Nd :YAG, car leur croissance est désormais bien maîtrisée et leur approvisionnement aisé : ces cristaux sont en effet fabriqués par de

nombreuses compagnies. Les figures 1.8.a, 1.8.b et 1.8.c représentent les longueurs d'ondes respectives accessibles par ces trois cristaux, sur la transition $^4F_{3/2}-^4I_{9/2}$. Nous constatons que pour chacun de ces trois cristaux il est possible de trouver une transition à quasi-trois niveaux ou purement à trois niveaux qui après doublement de fréquence permettrait de générer du bleu autour de 442 nm dans une plage de 3 nm.

Peu avant le début de ces travaux de thèse, dans le cadre de mon stage de master deuxième année et de la thèse d'Emilie Herault, l'oscillation laser dans le Nd :YAG des raies allant de 899 nm à 884 nm avait été établie expérimentalement [Castaing 07, Herault 07] ; néanmoins la génération de seconde harmonique n'avait pu être réalisée qu'à partir de l'onde à 900 nm, du fait de la très faible efficacité des raies plus profondes. Dans le même temps, la possibilité d'une émission laser à trois niveaux dans les cristaux de vanadate d'yttrium ou de gadolinium était démontrée en pompage par diode [Herault 06]. Mais là encore, du fait de la faible efficacité de l'architecture laser, l'expérience de doublement de fréquence n'avait pu être effectuée qu'en régime impulsionnel.

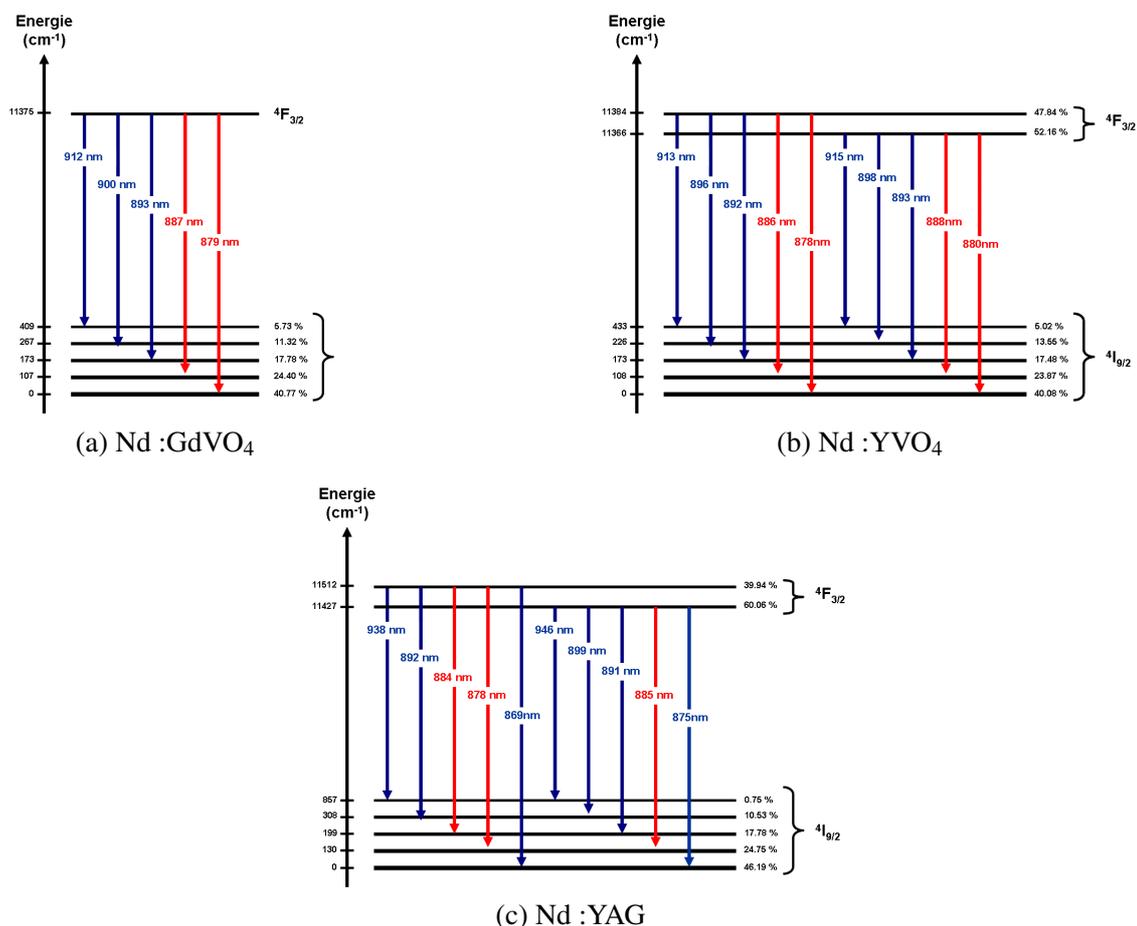


FIGURE 1.8 – Raies à quasi-trois niveaux et trois niveaux du néodyme dans différentes matrices commerciales (niveaux d'énergie et peuplement thermique)

1.3 Récapitulatif et solution envisagée

Les sources de substitutions aux laser HeCd émettant autour de 442 nm sont nombreuses, et nous proposons dans le tableau 1.1 un récapitulatif présentant les avantages et inconvénients des différentes technologies.

Type d'émission	Solution technologique	Avantages	Inconvénients
Emission direct ^e	Diode laser GaN	- Puissance importante - Accordable - Technologie robuste	- Mauvaise qualité spatiale de faisceaux - Spectre large
Conversion non linéaire	OPS-VECSEL	- Puissance importante - Bonne qualité de faisceaux - Accordable	- Problème de photodégradation - Sources de pompe peu puissantes
	Ti :Sa	- Puissance importante - Bonne qualité de faisceaux - Accordable	- Source de pompe peu compacte et onéreuse
	Cr :LiSAF	- Bonne qualité de faisceaux - Accordable	- Source de pompe à puissance limitée - Propriétés spectroscopiques et thermomécaniques limitantes
	Cristaux dopés néodymes	- Bonne qualité de faisceaux - Montée en puissance facilitée (Diode laser de forte luminance)	- Caractère quasi-trois niveaux et trois niveaux des transitions

TABLE 1.1 – Récapitulatif des solutions technologiques

Nous voyons donc à la lecture de ce tableau que les solutions alternatives aux lasers HeCd à base de semi-conducteurs ou de cristaux massifs à spectre large d'émission sont intrinsèquement limitées par le matériau et/ou son process de fabrication. Qui plus est, dans la majorité de ces solutions, la source de pompe empêche soit la montée en puissance (diode laser AlGaInP), soit l'intégration en un produit industriel peu onéreux et compact (laser de pompe pour les cristaux de Ti :Sa).

Il apparaît donc que la solution du pompage par diode de puissance autour de 808 nm de cristaux dopés aux ions néodyme semble prometteuse. En effet, contrairement aux autres solutions qui nécessitent des développements technologiques "amonts", cette solution repose sur des composants tous commerciaux, et les limitations liées au comportement à quasi-trois niveaux et à trois niveaux des transitions rentrant en jeu peuvent être contournées en soignant le dimensionnement de l'architecture laser.

Dans le chapitre suivant, nous expliquons la démarche qui nous a poussé à choisir le Nd :GdVO₄ comme milieu à gain pour une oscillation laser autour de 879 nm, ainsi que les points clés du dimensionnement de l'architecture laser, afin de pouvoir effectuer la conversion non linéaire de fréquence en régime continu.

Remarque quand à la notion de système à quatre, quasi-trois et trois niveaux.

Comme nous le présentons dans la figure 1.7, un système est dit à quatre niveaux, lorsque le niveau bas de la transition laser est totalement découplé du niveau fondamental. De ce fait, celui-ci n'est jamais peuplé thermiquement (et un temps de vie relativement court), facilitant ainsi l'inversion de population.

Pour définir les systèmes à quasi-trois et trois niveaux, il est important de préciser que le niveau fondamental de l'ion néodyme possède cinq sous-niveaux Stark notés de manière générale Z_i (i allant de 0 à 4). On définit un système comme étant à quasi-trois niveaux lorsque le niveau bas de la transition laser correspond à un sous-niveau Stark Z_i (avec $1 < i < 4$). De même un système est dit à trois niveaux lorsque le niveau bas de la transition laser correspond au sous-niveau Stark Z_0 . La difficulté de réalisation d'un laser à quasi-trois ou trois niveaux tient au fait que le niveau bas de la transition laser est peuplé thermiquement. A l'équilibre thermodynamique, la population se trouvant sur un sous-niveau Z_i est donnée par la statistique de Boltzmann suivante :

$$\text{Population}(Z_i) = \frac{e^{\frac{-E_i}{k_b \cdot T}}}{\sum_j e^{\frac{-E_j}{k_b \cdot T}}}$$

Dans cette formule E_i est l'écart en énergie entre le sous-niveau Z_i considéré et le sous-niveau Z_0 ; k_b correspond à la constante de Boltzmann, et T la température en kelvin. Du fait du peuplement du niveau bas de la transition laser, l'inversion de population est plus difficile à réaliser et l'onde laser est réabsorbée. Ce phénomène est bien évidemment plus important lorsque le niveau bas de la transition laser correspond à un sous-niveau Stark proche du sous-niveau Z_0 .

Chapitre 2

Choix du cristal laser pour une oscillation autour de 880 nm

Nous avons pu constater dans le chapitre précédent que la solution du pompage par diode de cristaux dopés aux ions néodymes offrait, comparativement aux autres solutions, une grande potentialité dans son développement. En effet, les cristaux envisagés sont tous commerciaux, et leur croissance cristalline bien maîtrisée ; les diodes de pompe émettant à 808 nm ont été très largement développées ces dernières années, et les luminances désormais atteintes par certains constructeurs ou intégrateurs sont phénoménales (Pour exemple la société LIMO commercialise des systèmes, délivrant une puissance de 60 W à 808 nm couplés dans une fibre de diamètre 100 μm d'ouverture numérique 0,22 [Limo]).

Ainsi, le seul problème de cette solution réside dans la nature quasi-trois niveaux "profonde" ou purement trois niveaux des transitions entrant en jeu pour atteindre une oscillation laser autour de 880 nm. Un bref récapitulatif des cristaux envisagés pour ces travaux est présenté dans le tableau 2.1

Cristal	Longueur d'onde	Nature de la transition
Nd :YAG (Nd :Y ₃ Al ₅ O ₁₂)	878 nm	Quasi-trois niveaux
	884 nm	
	885 nm	
Nd :YVO ₄	878 nm	Trois niveaux
	880 nm	Quasi-trois niveaux
	886 nm	
	888 nm	
Nd :GdVO ₄	879 nm	Trois niveaux
	887 nm	Quasi-trois niveaux

TABLE 2.1 – Cristaux envisagés pour une oscillation laser autour de 880 nm

Nous voyons donc là encore que plusieurs possibilités s'offrent à nous tant dans le choix de la matrice d'accueil que dans le choix de la longueur d'onde d'émission. La principale problématique étant liée à la structure à quasi-trois niveaux ou à trois niveaux des différentes raies, nous avons décidé de considérer l'intensité de pompe de transparence comme critère naturel de décision. Dans un premier

temps nous définirons mathématiquement cette intensité, pour ensuite procéder à son calcul dans les différents cristaux envisagés. Nous verrons que ce paramètre bien que pertinent ne sera pourtant pas suffisant pour différencier totalement les différentes solutions. Dans une dernière partie, nous prendrons en compte d'autres critères afin de converger vers une solution à base de Nd :GdVO₄ émettant à 879 nm selon une structure laser à trois niveaux.

2.1 Définition de l'intensité de pompe de transparence

2.1.1 Quelques notations

Afin de pouvoir définir mathématiquement l'intensité de pompe de transparence, il est nécessaire de rappeler les notations qui seront utilisées lors des différents calculs effectués tout au long de ce chapitre. La figure 2.1 présente le schéma énergétique de la transition étudiée, et le tableau 2.2 explicite l'ensemble des notations.

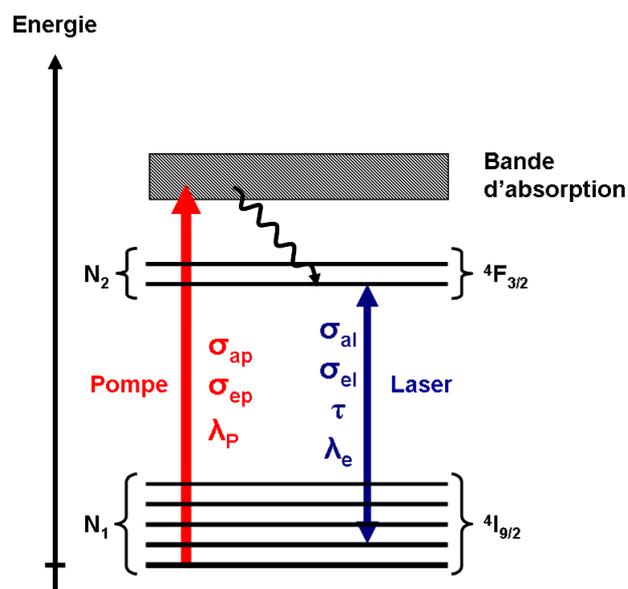


FIGURE 2.1 – Schéma énergétique de la transition laser étudiée

Notation	Unité	Définition
I_p	W/cm ²	Intensité de pompe
I	W/cm ²	Intensité laser
λ_p	cm	Longueur d'onde de pompe
λ_e	cm	Longueur d'onde laser
τ	s	Temps de vie du niveau métastable
σ_{ap}	cm ²	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe
σ_{el}	cm ²	Section efficace effective d'émission à la longueur d'onde laser
σ_{al}	cm ²	Section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde laser
N_t	ions/cm ³	Densité totale d'atomes
N_1	ions/cm ³	Densité de population sur le niveau bas de la transition
N_2	ions/cm ³	Densité de population sur le niveau haut de la transition
h	J.s	Constante de Planck
c	cm/s	Vitesse de la lumière

TABLE 2.2 – Notations utilisées

Rem : les sections efficaces étant communément données en cm², nous avons donc décidé de travailler préférentiellement dans cette unité pour les calculs, justifiant de ne pas utiliser le système international

2.1.2 Définition

Pour un laser à quasi-trois niveaux comme pour un laser à trois niveaux, le gain linéique s'écrit de la manière suivante :

$$g(r, z) = \sigma_{el} \cdot N_2(r, z) - \sigma_{al} \cdot N_1(r, z) \quad (2.1)$$

Le gain linéique traduit la capacité d'amplification par émission stimulée de l'onde laser par une fine tranche à l'abscisse z . Comme nous pouvons le voir dans l'équation 2.1, le deuxième terme traduit la réabsorption à la longueur d'onde laser liée au peuplement du niveau bas de la transition (Ce terme est nul pour un laser à quatre niveaux). De ce fait, le gain linéique peut être négatif ; la tranche de cristal est alors absorbante à la longueur d'onde laser. Lorsque ce gain est nul, nous dirons que la transparence à l'abscisse z est atteinte. Enfin quand le gain linéique est positif, le milieu se comporte tel un amplificateur.

Nous voyons donc que pour déterminer si le milieu est transparent ou non, il est nécessaire de connaître les populations $N_1(r, z)$ et $N_2(r, z)$. En se plaçant à l'état stationnaire, nous avons la relation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt}(r, z) = \sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} \cdot N_1(r, z) + \sigma_{al} \cdot I(z) \cdot \frac{\lambda_e}{h \cdot c} \cdot N_1(r, z) \\ - \sigma_{el} \cdot I(r, z) \cdot \frac{\lambda_e}{h \cdot c} \cdot N_2(r, z) - \frac{1}{\tau} \cdot N_2(r, z) = 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Sachant que les populations N_1 et N_2 sont aussi liées à la densité totale d'atomes :

$$N_t = N_1 + N_2 \quad (2.3)$$

Il est alors facile d'exprimer N_1 et N_2 en fonction de N_t et de remplacer leur expression dans l'équation 2.1. Nous obtenons alors l'expression mathématique du gain linéique pour un laser à quasi-trois niveaux ou à trois niveaux :

$$g(r, z) = \frac{\sigma_{el} \cdot \sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} - \sigma_{al} \cdot \frac{1}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} + (\sigma_{al} + \sigma_{el}) \cdot I(r, z) \cdot \frac{\lambda_e}{h \cdot c} + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \quad (2.4)$$

Pour qu'une fine tranche du milieu soit transparente à la longueur d'onde laser, il est nécessaire que le gain linéique de cette tranche soit nul. Ainsi, on déduit de l'équation 2.4 la condition de transparence suivante :

$$I_p = I_{p_{tr}} = \frac{h \cdot c}{\lambda_p} \cdot \frac{\sigma_{al}}{\sigma_{ap} \cdot \sigma_{el}} \cdot \frac{1}{\tau} \quad (2.5)$$

Nous avons donc défini mathématiquement la notion d'intensité de pompe de transparence $I_{p_{tr}}$. Celle-ci ne dépend que des paramètres spectroscopiques du cristal et peut donc être facilement calculée. Ce paramètre est prépondérant pour le dimensionnement d'un laser ayant une structure à quasi-trois ou à trois niveaux car il est nécessaire que cette intensité de pompe soit atteinte en tout point du cristal pour éviter que l'onde laser ne soit réabsorbée. Dans la section suivante, nous présentons le calcul de cette intensité dans le cadre d'un pompage par diode, pour les différents cristaux envisagés.

Remarque sur les sections efficaces :

*Les populations N_1 et N_2 considérées dans les calculs correspondent aux populations globales des niveaux $^4F_{3/2}$ et $^4I_{9/2}$. Cependant dans le cadre de systèmes à quasi-trois ou à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser étant un sous-niveau Stark du niveau fondamental, la population à prendre en compte est celle du sous-niveau considéré. La prise en compte de cette population se fait alors à travers l'utilisation des sections efficaces **effectives** en émission et en absorption.*

Alors que la détermination du spectre d'absorption est relativement facile à obtenir expérimentalement, il existe plusieurs méthodes permettant de calculer les sections efficaces effectives d'émission. Les deux plus réputées sont la méthode de Fluchtbauer-Ladenburg [Koechner 86, Payne 92] (abrégée généralement en méthode FL), et la méthode issue du principe de réciprocité [McCumber 64, Payne 92, Eichhorn 08].

Dans le premier cas, le calcul des sections efficaces d'émission se fait en ne considérant que le spectre de fluorescence et le temps de vie radiatif du niveau métastable considéré. Dans le deuxième cas, le spectre d'émission est directement déduit du spectre d'absorption, en tenant compte de la structure énergétique des niveaux hauts et bas de la transition laser. Bien que cette dernière méthode semble être plus adaptée aux transitions à quasi-trois et trois niveaux, du fait de la très facile mesure du spectre d'absorption, il s'est avéré que les comportements expérimentaux observés s'expliquaient mieux à l'aide des valeurs de sections efficaces issues de la méthode FL.

2.2 Calcul de l'intensité de pompe de transparence et choix de la solution

2.2.1 Prise en compte de la largeur spectrale de la diode dans l'évaluation de la section efficace d'absorption

Nous constatons de par la formule 2.5 que l'intensité de transparence est inversement proportionnelle à la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe. Un des inconvénients du pompage par diode de puissance (outre la mauvaise qualité spatiale de faisceau) réside en la largeur spectrale de celle-ci. En effet, le spectre de la diode laser que nous utiliserons dans ces travaux peut être modélisé par une gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_p = 2\text{ nm}$. Les spectres d'absorption dans les cristaux dopés néodyme que nous étudions étant constitués de raies relativement étroites, la valeur de section efficace d'absorption σ_{ap} à considérer dans les calculs correspond alors à une valeur moyenne $\bar{\sigma}_{ap}$ définie par l'intégrale de recouvrement entre le spectre d'absorption et le spectre de la diode. Afin de calculer cette section efficace moyenne, nous considérons une gaussienne de largeur à mi-hauteur 2 nm centré sur le pic principal du spectre d'absorption et dont l'intégrale est normalisée à 1. Mathématiquement, cette valeur est calculée à l'aide de la formule suivante :

$$\bar{\sigma}_{ap} = \int_{\lambda_{p\text{centre}} - 2 \cdot \Delta\lambda_p}^{\lambda_{p\text{centre}} + 2 \cdot \Delta\lambda_p} \sigma_{ap}(\lambda) \cdot \frac{1}{2 \cdot \Delta\lambda_p \cdot \sqrt{4\pi \ln(2)}} \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\lambda - \lambda_{p\text{centre}}}{2 \cdot \Delta\lambda_p \cdot \sqrt{2 \ln(2)}}\right)^2\right)} \cdot d\lambda \quad (2.6)$$

Remarque : Une diode laser de puissance est un système constitué de plusieurs mono-émetteurs couplés dans une même fibre optique. Chaque mono-émetteur possède un spectre qui lui est propre, dépendant du courant le traversant et de la température de sa zone active d'émission. Chaque mono-émetteur ne possédant pas exactement la même température que son voisin, le spectre que nous observons en sortie de fibre correspond à la somme incohérente des spectres de chaque mono-émetteur, l'enveloppe de ce spectre global pouvant généralement être approximé par une gaussienne. Mathématiquement, une gaussienne est définie sur $[-\infty; +\infty]$. De manière pratique un spectre d'émission est borné. c'est pourquoi nous limitons l'intégrale à un intervalle de deux fois la largeur à mi-hauteur autour de la longueur d'onde centrale.

Il est important de noter que la largeur de spectre est particulièrement dépendante du courant injecté dans le système. La largeur de 2 nm considérée dans ces calculs correspond à la largeur à courant maximale. Néanmoins dans la suite des démonstration théoriques, nous ne tiendrons pas compte de l'évolution du spectre en fonction du courant d'injection (et donc de la puissance en sortie) et considérerons une largeur constante correspondant à celle mesurée à courant maximal.

La figure 2.2 présente un exemple de ce recouvrement dans le cas du Nd :YAG.

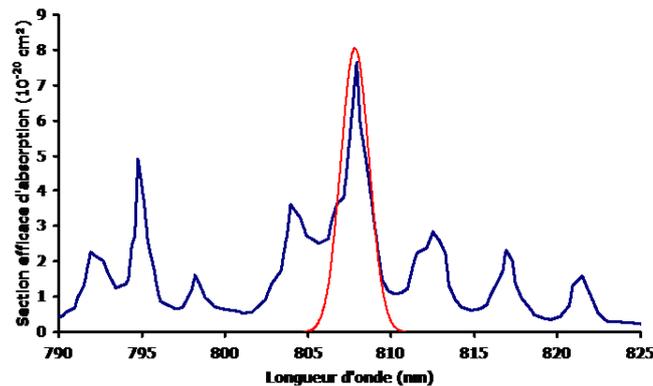


FIGURE 2.2 – Recouvrement entre le spectre d’absorption et le spectre de la diode laser de pompe
Le tableau 2.3 donne le résultat du calcul pour les cristaux de Nd :YAG, Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄, tout en comparant à la valeur au pic.

Cristal	σ_{ap} (au pic) (cm^2)	$\bar{\sigma}_{ap}$ (diode*) (cm^2)	facteur d’augmentation de I_{ptr}
Nd :YAG [Kellner 99]	$7.7 \cdot 10^{-20}$	$4.8 \cdot 10^{-20}$	1.6
Nd :YVO ₄ [Kellner 99]	$60.1 \cdot 10^{-20}$ (π)	$36.4 \cdot 10^{-20}$ (π)	1.65 (π)
	$12 \cdot 10^{-20}$ (σ)	$8.1 \cdot 10^{-20}$ (σ)	
Nd :GdVO ₄ [Czeranowsky 02]	$53.6 \cdot 10^{-20}$ (π)	$35 \cdot 10^{-20}$ (π)	1.53 (π)
	$12.3 \cdot 10^{-20}$ (σ)	$8.5 \cdot 10^{-20}$ (σ)	

TABLE 2.3 – Valeur des sections efficaces d’absorption en pompage par diode autour de 808 nm
*En supposant $\Delta\lambda = 2nm$

Nous voyons donc que la première conséquence du pompage par diode, par rapport à un pompage à l’aide d’un laser à Ti :Sa (possédant un spectre étroit) est une nette augmentation de l’intensité de pompe de transparence d’un facteur moyen 1.6 (dépendant du spectre d’absorption du cristal considéré). La largeur spectrale de la source de pompe est définitivement un facteur important à prendre en compte lors du dimensionnement d’un laser à trois niveaux au vu de son influence sur l’intensité de pompe de transparence. En général seule la mauvaise qualité spatiale des diodes lasers de puissance est considérée comme une réelle limitation à l’efficacité d’un système laser pompé par diode.

Remarque : Dans ce manuscrit nous mentionnerons souvent le pompage à l’aide d’un laser à base de Ti :Sa. En effet, comme nous l’avons présenté dans le premier chapitre, le spectre d’émission de ce cristal est très large et permet une émission laser infrarouge accordable de 650 à 1050 nm. Le pic d’émission étant situé autour de 800 nm, un laser à Ti :Sa correspond à la source de pompe “idéale” pour les cristaux dopés aux ions néodyme. Le faisceau est limité par la diffraction, et le spectre est relativement étroit (<100 pm) après utilisation d’un filtre spectrale.

2.2.2 Calcul de I_{ptr}

Maintenant que les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde de pompe dans le cadre d'un pompage par diode sont déterminées, il est aisé de calculer les intensités de pompe de transparence pour l'ensemble des transitions envisagées. Le tableau 2.4 résume l'ensemble des valeurs numériques nécessaires au calcul.

Cristal	τ (μ s)	λ_e (nm)	σ_{al} (cm^2)	σ_{el} (cm^2)
Nd :YAG*	250	878	$4.0 \cdot 10^{-21}$	$5.4 \cdot 10^{-21}$
		884	$1.0 \cdot 10^{-20}$	$1.7 \cdot 10^{-20}$
		885	$1.0 \cdot 10^{-20}$	$1.9 \cdot 10^{-20}$
Nd :YVO ₄ [Kellner 99]	97	878	Absente des données expérimentales	
		880	$43.0 \cdot 10^{-20} (\pi)$	$8.6 \cdot 10^{-20} (\pi)$
		886	$1.7 \cdot 10^{-20}$	$2.5 \cdot 10^{-20}$
		888	$1.7 \cdot 10^{-20}$	$2.7 \cdot 10^{-20}$
Nd :GdVO ₄ [Czeranowsky 02]	100	879	$2.8 \cdot 10^{-19} (\pi)$	$1.9 \cdot 10^{-19} (\pi)$
		887	$2.4 \cdot 10^{-20}$	$4.0 \cdot 10^{-20}$

TABLE 2.4 – Données spectroscopiques

*Spectroscopie effectuée au laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide (LCAES) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris (ENSCP)

Le résultat du calcul des différentes intensités de pompe de transparence est donné dans le tableau suivant (Tab. 2.5), trié par intensités croissantes :

Cristal	Longueur d'onde (nm)	I_{ptr} ($kW.cm^{-2}$)	Nature de la transition
Nd :GdVO ₄	887	4.22	Quasi-trois niveaux
Nd :YVO ₄	888	4.39	Quasi-trois niveaux
Nd :YVO ₄	886	4.74	Quasi-trois niveaux
Nd :GdVO ₄	879	10.37	Trois niveaux
Nd :YAG	885	11.17	Quasi-trois niveaux
Nd :YAG	884	12.40	Quasi-trois niveaux
Nd :YAG	878	15.23	Quasi-trois niveaux
Nd :YVO ₄	880	34.84	Trois niveaux

TABLE 2.5 – Calcul des différentes intensités de pompe de transparence

A l'issu de ce calcul, nous constatons que les raies à quasi-trois niveaux "profondes" des cristaux de vanadate d'yttrium et de gadolinium présentent les intensités de transparence les plus faibles. En effet, les raies à quasi-trois niveaux sont moins sujettes à la réabsorption, car le niveau bas de la transition est moins peuplé thermiquement (voir fig. 1.8). Il apparait tout de même que les raies à quasi-trois niveaux du Nd :YAG possèdent des intensités de pompe de transparence plus élevées que celle calculée pour la raie à trois niveaux du Nd :GdVO₄. Ceci s'explique principalement par la très faible section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe dans le Nd :YAG (cf. tab. 2.3). La raie à trois niveaux du Nd :YVO₄, quant à elle, possède une très forte intensité de pompe de transparence, car comparativement au Nd :GdVO₄, sa section efficace d'émission à 880 nm est faible, alors que sa section efficace d'absorption à cette même longueur d'onde est très importante (cf tab. 2.4).

2.2.3 Choix du cristal laser et de la longueur d'onde d'oscillation

Nous pouvons donc d'ores et déjà éliminer les transitions à 878 nm (Nd :YAG) et à 880 nm (Nd :YVO₄) de par leurs intensités de pompe de transparence élevées. Les autres transitions quant à elles ne présentent pas des écarts suffisants pour que nous puissions statuer en regard de ce seul critère.

Elimination du Nd :YAG :

Outre le fait que les transitions relatives au Nd :YAG possèdent des intensités de transparence supérieures aux autres matériaux envisagés, il s'avère que ce cristal présente deux autres problèmes.

Tout d'abord, l'émission dans ce cristal n'est pas polarisée. En soit, ceci n'est pas un réel problème, néanmoins, le but final de nos travaux étant la génération de seconde harmonique, cet élément prend tout son sens. En effet, les cristaux non linéaires couramment utilisés pour effectuer la conversion de fréquence à cette longueur d'onde possèdent généralement un accord de phase de type I. Avec ce type d'accord de phase, il est nécessaire d'avoir une émission polarisée à la longueur d'onde fondamentale pour maximiser le rendement de conversion. Bien qu'il soit possible de polariser l'émission d'un laser en insérant une lame à angle de Brewster dans la cavité, il est tout de même plus intéressant d'utiliser une transition intrinsèquement polarisée. En effet, l'insertion d'une telle lame dans la cavité augmente le niveau des pertes passives. Nous verrons dans la partie suivante que les transitions à quasi-trois niveaux "profondes" ou à trois niveaux sont très sensibles à ce paramètre, et qu'il est important de limiter celles-ci au maximum pour conserver un niveau de puissance intracavité élevé.

Le deuxième problème lié à l'utilisation du Nd :YAG est issu d'une observation expérimentale. Lors du pompage par diode de celui-ci, nous avons observé une dégradation du faisceau laser engendrant un comportement multimode spatialement. Pour la même puissance absorbée dans des cristaux de vanadate, une telle dégradation n'a pas été observée, ou à une échelle moindre. Ce fait a récemment été exposé dans les travaux de [Krennrich 08]. Celui-ci propose une comparaison des performances lasers des cristaux de vanadate et de YAG dopés aux ions néodymes pompés par diode longitudinalement. Il s'avère que dans les mêmes conditions expérimentales, la puissance de pompe maximale absorbée dans le Nd :YAG avant que les effets thermiques ne détériorent la qualité spatiale de faisceau est moitié moindre que ce que peuvent absorber les cristaux de vanadate. Une explication de ce phénomène serait liée à l'importante dépendance de l'indice de réfraction du Nd :YAG avec la température, caractérisée par le coefficient $\frac{dn}{dT}$.

Cristal	Nd :YAG	Nd :YVO ₄	Nd :GdVO ₄
$\frac{dn}{dT} (10^{-6} K^{-1})$	7.3	3.0 (<i>axe c</i>)	4.7 (<i>axe c</i>)
$K_c (W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	10.5	6.6 (<i>axe c</i>) 5.5 (<i>axe a</i>)	8.0 (<i>axe c</i>) 5.6 (<i>axe a</i>)

TABLE 2.6 – Comparaison du coefficient $\frac{dn}{dT}$ et de la conductivité thermique K_c pour les cristaux de Nd :YAG, Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄

Valeurs des conductivités thermiques issues de [Didierjean 08]

Comme le présente le tableau 2.6, ce coefficient est 1.5 fois voire 2.5 fois plus élevé que dans les cristaux de vanadate. Bien que ce paramètre ne représente qu'un des trois termes contribuant aux effets de

lentille thermique (les deux autres étant le bombement des faces et la déformation de l'ellipsoïde des indices par les contraintes mécaniques), et qu'il devrait normalement être compensé par la meilleure capacité thermique de la matrice de YAG (cf tab. 2.6), il semble malgré tout prépondérant quant à la dégradation des performances observées.

Elimination du Nd :YVO₄ :

Contrairement à d'autres longueurs d'onde telles que la transition à quatre niveaux émettant à 1064 nm, les transitions à 888 et 886 nm dans ce cristal ne sont pas polarisées [McDonagh 06]. De plus, le cristal de Nd :YVO₄, comparativement au Nd :GdVO₄ rencontre un problème lié à l'émission spontanée amplifiée (ESA) autour de 1064 nm. Ce phénomène présenté dans les travaux de [Herault 07], lié à la plus grande section efficace d'émission dans le Nd :YVO₄ ($\sigma_{e(1064nm)}^{Nd:YVO_4} = 11.4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$, $\sigma_{e(1063nm)}^{Nd:GdVO_4} = 7.6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$), est d'autant plus dommageable pour les transitions laser nécessitant une forte inversion de population [Barnes 99], ce qui se trouve être le cas des transitions à quasi-trois niveaux et à trois niveaux. En effet, l'émission spontanée amplifiée à 1064 nm crée une désexcitation des atomes se trouvant dans le niveau haut vers le niveau fondamental, provoquant une réduction de l'inversion de population, tout en augmentant les pertes par réabsorption. Il est donc très probable que ce phénomène engendre une hausse du seuil d'oscillation des transitions à quasi-trois niveaux, voire une oscillation parasite à 1064 nm (fait rapporté dans [Herault 07]). Ainsi, bien que présentant des intensités de pompe de transparence faibles, ces transitions ne semblent pas exploitables pour la réalisation d'un laser efficace autour de 442 nm.

Enfin, et bien que l'argument soit encore aujourd'hui soumis à controverse dans la communauté scientifique, le Nd :YVO₄ posséderait une conductivité thermique inférieure à celle du Nd :GdVO₄ (cf tab.2.6). Ainsi, sa capacité à éliminer la chaleur serait moins bonne, résultant en une baisse des performances lasers (puissance extraite moins importante, qualité spatiale de faisceau dégradée).

Choix de la longueur d'onde d'émission dans le Nd :GdVO₄ :

Les deux seules possibilités s'offrant à nous sont l'émission à 879 nm ou à 887 nm. Cette dernière transition présente une section efficace d'émission relativement faible en comparaison avec celle de la transition trois niveaux (cf tab.2.4). De plus, bien que les spectres d'émission présentés dans [Czeranowsky 02] ne soient pas suffisamment précis pour évaluer l'état de polarisation de la transition à 887 nm, nous pouvons faire un parallèle avec la transition correspondante à 888 nm dans le Nd :YVO₄ et supposer que celle-ci n'est pas polarisée.

Malgré une intensité de transparence plus élevée à 879 nm (10.4 kW/cm²) nous avons finalement décidé d'orienter nos travaux vers cette solution, sachant que les diodes de pompe actuelles permettent d'atteindre sans difficulté ces valeurs d'intensité.

2.3 Conclusion

Le choix d'une oscillation laser à 879 nm dans un cristal de Nd :GdVO₄ trouve donc sa justification dans le bon compromis entre :

- une intensité de pompe de transparence raisonnable,
- une émission polarisée,
- une limitation des effets parasites (effets thermiques, phénomène d'ESA et d'émission à 1064 nm parasite).

Bien que l'oscillation laser à cette longueur d'onde en pompage par diode ait déjà été démontrée, ceci ne représentait qu'une première démonstration sans étude systématique ni approfondissement. Beaucoup de travail reste à réaliser dans la compréhension du fonctionnement de cette transition et dans l'optimisation des performances. En effet, la génération de seconde harmonique, du fait de la faible efficacité laser et des problèmes de sélectivité spectrale, n'avaient pu être réalisée qu'en régime impulsif (régime déclenché activement) [Herault 06].

Dans la partie suivante, nous proposons une étude théorique permettant de mieux appréhender le fonctionnement de cette transition, de mettre en évidence les points clés du dimensionnement et les écueils à éviter lors d'un pompage par diode. Le modèle développé permettra de justifier les choix technologiques réalisés (longueur du cristal, pourcentage de dopant, miroirs utilisés...) et ainsi d'obtenir une configuration permettant la réalisation d'un laser continu autour de 440 nm.

Chapitre 3

Etude théorique pour l'optimisation d'un à laser trois niveaux pompé par diode

Dans ce chapitre nous présentons l'étude théorique utile à l'optimisation des performances en pompage par diode d'une transition à trois niveaux. Pour faire cette étude avec des ordres de grandeur corrects, nous avons choisi d'utiliser les paramètres du Nd :GdVO₄ à 879 nm. Dans un premier temps nous détaillerons le modèle utilisé et les approximations effectuées. Cette modélisation nous permettra alors de mettre en évidence les comportements liés au caractère trois niveaux de la transition et nous conduira à certaines conclusions sur le dimensionnement. Néanmoins celles-ci seront pondérées dans une dernière partie par des considérations physiques, non prises en compte dans les simulations.

3.1 Modélisation utilisée

Dans cette section nous présentons le modèle utilisé pour les simulations. Désireux d'effectuer la génération de seconde harmonique, le critère nous important est la maximisation de la puissance intracavité. Le but de ce modèle est donc la détermination de cette puissance intracavité en fonction de différents paramètres tels que la puissance de pompe, la longueur et le taux de dopant du cristal etc... Nous considérerons une cavité linéaire à deux sens de circulation. Un point dans le cristal sera repéré par son abscisse z ($0 \leq z \leq L_c$) et sa distance à l'axe de propagation r (utilisation des coordonnées cylindriques). Les pertes de la cavité seront notées L ; ce terme tiendra compte des pertes liées aux différentes interfaces (miroirs, traitement anti-reflets). Pour finir les intensités laser dans les sens propageant et contra-propageant seront respectivement notées I^+ et I^- .

La figure 3.1 explicite l'ensemble de ces notations.

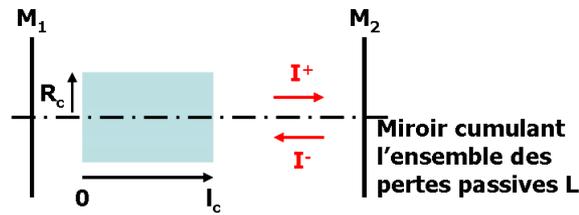


FIGURE 3.1 – Notations utilisées pour les simulations

3.1.1 Modélisation et propagation de la pompe

Les diodes de pompe utilisées pour les différentes expériences sont des diodes fibrées caractérisées par cinq paramètres :

- La puissance délivrée (P_p)
- La longueur d'onde d'émission (λ_p)
- La largeur du spectre d'émission à mi hauteur ($\Delta\lambda_p$)
- L'ouverture numérique de la fibre (ON)
- le diamètre de coeur de la fibre (ϕ_{coeur})
- l'état de polarisation

Afin de rendre compte de la propagation d'un faisceau issu d'un tel système, il est important d'effectuer un certain nombre d'hypothèses.

Profil transverse et propagation longitudinale :

La figure 3.2 montre un exemple de profil transverse d'intensité mesuré au point de focalisation d'une diode laser couplée dans une fibre de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre de coeur et d'ouverture numérique 0.22. (Diode utilisée lors des expériences)

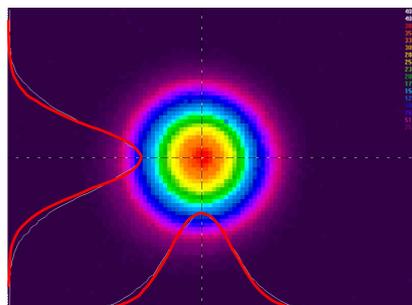


FIGURE 3.2 – Profil d'intensité mesuré au point de focalisation d'une diode laser fibrée ($ON = 0.22$ / $\phi_{coeur} = 100\ \mu\text{m}$) En rouge l'approximation gaussienne des coupes transverses du profil

Nous constatons qu'au point de focalisation, et autour de celui-ci, le profil d'intensité s'apparente à une gaussienne. Ainsi, lors des simulations, nous considérerons en une abscisse z , le profil d'intensité suivant :

$$I_p(r, z) = \frac{2 \cdot P_p(z)}{\pi \cdot w_p^2(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_p^2(z)}} \quad (3.1)$$

w_p représente alors le rayon à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau de pompe. Ce dernier connaît une évolution au cours de sa propagation qui peut être décrite par l'équation suivante :

$$w_p(z) = w_{p0} \cdot \sqrt{1 + \left(M_p^2 \cdot \frac{\lambda_p}{\pi \cdot n \cdot w_{p0}} \cdot (z - z_0) \right)^2} \quad (3.2)$$

w_{p0} est la valeur à $\frac{1}{e^2}$ au col du faisceau, n est l'indice de réfraction du cristal (égal à 2 dans le Nd :GdVO₄) et M_p^2 l'excès de divergence du faisceau, par rapport à un faisceau se propageant en limite de diffraction ($M^2 = 1$). Pour une source laser fibrée dont l'ouverture numérique et le diamètre de coeur de la fibre sont connus, le paramètre M_p^2 peut s'évaluer de la manière suivante :

$$M_p^2 = \frac{\arcsin(ON) \cdot \pi \cdot \frac{\phi_{coeur}}{2}}{\lambda} \quad (3.3)$$

Ainsi à ouverture numérique constante, plus on augmente le diamètre de coeur de la fibre, plus le faisceau de pompe possède un M^2 élevé. Nous verrons par la suite l'incidence de ce paramètre sur les performances laser.

Remarque : Le profil transverse de faisceau des diodes laser de pompe est habituellement considéré comme "Top Hat". L'hypothèse d'un faisceau au profil gaussien se justifie uniquement autour du point de focalisation, mais permet de modéliser simplement la propagation de celui-ci.

Pour simuler l'absorption de la pompe dans le cristal laser, deux éléments doivent être pris en considération. Le premier a été explicité dans la section 2.2.1, à savoir le recouvrement des spectres d'émission de la diode de pompe et d'absorption du cristal. Le deuxième, la saturation d'absorption, a souvent été négligé dans les modèles traitant des lasers soumis aux pertes par réabsorption [Fan 87b, Risk 88]. Une étude approfondie de ce processus a été réalisée dans les travaux de [Yiou 03a], nous nous contenterons donc de rappeler les grands principes et équations de celui-ci, permettant sa compréhension ainsi que sa modélisation.

Tout d'abord exprimons le coefficient d'absorption α_p à la longueur d'onde de pompe :

$$\alpha_p = \sigma_{ap} \cdot N_1 \quad (3.4)$$

Si nous utilisons les équations 2.2 et 2.3 pour remplacer la densité de population N_1 par son expression en fonction de N_t , nous obtenons l'équation suivante :

$$\alpha_p = \sigma_{ap} \cdot \frac{\sigma_{el} \cdot I + \frac{1}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot I_p + (\sigma_{al} + \sigma_{el}) \cdot I + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \quad (3.5)$$

Nous constatons que suivant les conditions de fonctionnement, le coefficient d'absorption ne prend pas la même valeur. En effet, pour une intensité laser nulle (en dessous du seuil d'oscillation), nous constatons que l'absorption diminue avec l'augmentation de l'intensité de pompe (phénomène de saturation). En revanche, la désexcitation stimulée (lors de l'effet laser) augmente la population du niveau fondamental et fait de nouveau augmenter le coefficient d'absorption (désaturation de l'absorption par effet laser). Sachant que dans un laser à trois niveaux il est nécessaire d'avoir une grande inversion de population pour atteindre la transparence du milieu (niveau bas très peu peuplé pour limiter la réabsorption à la longueur d'onde laser), il est primordial de tenir compte de ce phénomène dans les simulations.

L'équation différentielle décrivant l'absorption de la pompe au cours de la propagation dans le cristal s'écrivant :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p \cdot I_p \quad (3.6)$$

Nous obtenons alors la loi d'absorption en tenant compte du phénomène de saturation :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_{ap} \cdot \frac{\sigma_{el} \cdot I + \frac{1}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot I_p + (\sigma_{al} + \sigma_{el}) \cdot I + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \cdot I_p \quad (3.7)$$

Le processus de saturation d'absorption sera désormais pris en considération dans l'ensemble des simulations effectuées dans ce manuscrit.

3.1.2 Propagation du faisceau laser et calcul du gain double passage G

Le faisceau laser étant un mode propre d'une cavité résonnante classique, nous supposons celui-ci comme gaussien. Le but de nos expériences étant de convertir le rayonnement infrarouge par un doublement de fréquence intracavité, les pertes de la cavité sont réduites au minimum afin d'obtenir une grande finesse. De ce fait, nous pouvons appliquer l'approximation des faibles pertes et ainsi considérer la puissance laser P_l indépendante de l'abscisse z dans la cavité. Comme le montre la figure 3.1, on suppose que toutes les pertes passives sont concentrées sur le miroir M_2 ; en posant $I^- = (1 - L) \cdot I^+$, on en déduit que l'intensité laser en tout point du cristal s'écrit sous la forme $I = (2 - L) \cdot I^+$ (en négligeant les phénomènes d'interférences), avec :

$$I^+(r, z) = \frac{2 \cdot P_l}{\pi \cdot w_l^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_l^2(z)}} \quad (3.8)$$

w_l correspond au rayon à $\frac{1}{e^2}$ du faisceau laser, connaissant une évolution longitudinale similaire à celle présentée en équation 3.2 mais avec un M^2 égal à 1.

Il est alors possible de calculer le gain G double passage :

$$G = e^{2 \cdot \int_0^{L_c} \int_0^{R_c} g(r, z) \cdot \frac{1}{w_l^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_l^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot dz} \quad (3.9)$$

Sachant que pendant le fonctionnement laser le gain compense exactement les pertes :

$$G \cdot (1 - L) = 1 \quad (3.10)$$

A l'aide d'un logiciel de calcul numérique (Matlab), nous avons mis en place un algorithme récursif permettant, pour une puissance de pompe donnée et en accord avec les différents paramètres de la simulation, de déterminer la puissance intracavité vérifiant la condition de compensation des pertes par le gain (eq. 3.10). Il nous est donc possible d'évaluer la puissance intracavité en fonction des différents paramètres de l'architecture laser. Dans la section suivante, nous mettons en oeuvre cette modélisation afin de mettre en évidence les comportements liés au caractère trois niveaux de la transition.

3.2 Dimensionnement d'un laser à trois niveaux pompé par diode

Dans cette partie nous traitons de l'optimisation d'un laser à trois niveaux pompé directement par diode. Nous étudions dans un premier temps l'influence des caractéristiques de la source de pompe (influence du M^2 et du diamètre de focalisation) pour ensuite nous attarder sur l'influence de la cavité (effet des pertes passives et du recouvrement pompe/signal). Une fois ces différents paramètres établis, nous présentons une étude comparative à longueur et concentration variable du cristal amplificateur, afin de déterminer le couple permettant d'obtenir la plus grande puissance intracavité. Dans une dernière partie, nous pondérerons les résultats présentés en tenant compte de certaines réalités physiques non prises en compte dans le modèle numérique.

3.2.1 Influence de la source de pompe

3.2.1.1 Luminance de la source de pompe

Un des critères importants dans la réalisation d'un laser à trois niveaux est l'obtention de l'intensité de pompe de transparence sur toute la longueur du cristal. Ainsi, la luminance de la source de pompe est un point critique dans le dimensionnement. En effet, plus la source possède un excès de divergence important (paramètre M_p^2 important) et plus l'intensité de pompe diminue rapidement le long du cristal. S'en suit une nécessaire réduction de la longueur de celui-ci visant à maintenir une intensité de pompe supérieure au seuil de transparence permettant d'éviter les effets de la réabsorption (en fin de cristal). Afin de quantifier l'importance de ce paramètre pour un laser à trois niveaux, nous avons représenté en figure 3.3 l'évolution de la puissance intracavité accessible, en considérant une puissance indidente constante mais couplée dans des diamètres de fibres différents (possédant la même ouverture numérique) faisant donc varier le paramètre M_p^2 de la source de pompe.

Nous voyons donc que ce paramètre est réellement critique pour une architecture à trois niveaux. Ainsi, les performances démontrées sont augmentées d'un facteur 2.5 entre une diode de pompe couplée dans une fibre de 200 μm de diamètre de coeur et une diode couplée dans une fibre de 100 μm .

Au début de ces travaux de thèse, les diodes de forte puissance (25 W) couplées dans des fibres de 100 μm de coeur étaient disponibles à la vente [Limo]; c'est pourquoi dans la suite de cette étude théorique nous considérerons une source de pompe possédant un facteur M_p^2 égal à 43, correspondant à un tel système.

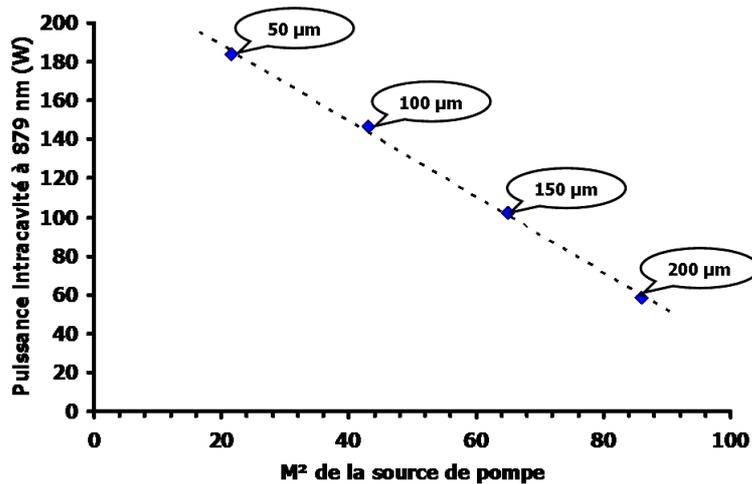


FIGURE 3.3 – Evolution de la puissance intracavité en fonction de la luminance de la source de pompe (A titre indicatif le diamètre de coeur des fibres est donné, en considérant une ouverture numérique de 0.22)

$P_p = 20\text{W}$ polarisé suivant π , $w_{\text{laser}} = 55\ \mu\text{m}$, $w_p = 100\ \mu\text{m}$, $L = 3\%$
 Nd : GdVO₄ : longueur 5mm / dopage 0.1 %

3.2.1.2 Diamètre de focalisation de la pompe

Une fois la diode de pompe sélectionnée, un des premiers paramètres à figer est le rayon sur lequel la puissance de pompe est focalisée. Dans le cadre d'un laser à trois niveaux il est nécessaire d'effectuer un choix permettant d'atteindre l'intensité de pompe de transparence. Néanmoins l'obtention de la transparence au point de focalisation n'est pas le seul critère déterminant. Le tableau 3.1 présente plusieurs éléments nous permettant d'effectuer une comparaison entre diverses configurations. La grandeur d'entrée est bien évidemment le rayon au col du faisceau de pompe. Nous pouvons alors calculer pour une puissance de pompe de 20 W l'intensité au point de focalisation. Si maintenant nous ne tenons pas compte de la divergence du faisceau, nous pouvons facilement déduire la puissance maximale pouvant être absorbée avant de ne plus atteindre l'intensité de pompe de transparence (ceci est un majorant de la puissance réelle pouvant être absorbée). Enfin la dernière ligne présente la distance sur laquelle la divergence affecte peu la propagation du faisceau de pompe dans le cristal de Nd :GdVO₄, distance donnée par la formule : $2 \cdot n \cdot Z_R$ où Z_R correspond à la distance de Rayleigh (dans le vide) associée au rayon de pompe considéré.

Rayon au col du faisceau de pompe (μm)	50	100	150	200	250
I_p au point de focalisation (kW.cm^{-2})	255	65	28	16	10
$P_{p_{max}}$ absorbée à diamètre constant (W)	19.2	16.7	12.6	6.9	I_{pr} non atteinte
$2 \cdot n \cdot Z_R$ (mm)	0.8	4	8	14.4	32

TABLE 3.1 – Influence du rayon au col du faisceau de pompe

Valeurs calculées pour une puissance de pompe de 20 W, polarisé suivant π , et un paramètre $M_p^2 = 43$, correspondant à une diode couplée dans une fibre d'ouverture numérique 0.22, de diamètre de coeur 100 μm .

Les intensités de pompe obtenues au point de focalisation sont à comparer à l'intensité de pompe de transparence de valeur 10.4kW.cm^{-2} . Nous voyons donc que pour un rayon au col du faisceau de pompe supérieur à 250 μm il est impossible d'atteindre l'intensité de transparence au point de focalisation, et ce malgré les 20 W de puissance pompe incidents. En réduisant à un rayon de 200 μm , la puissance maximale pouvant être absorbée à diamètre constant est limitative quand à l'efficacité globale du système. Pour un rayon de 50 μm , la puissance maximale pouvant être absorbée est quasi totale, cependant pour un cristal possédant une longueur supérieure à 0.8 mm les effets de la divergence de la pompe seront importants.

Le choix se porte donc entre un rayon de focalisation de 100 μm et un rayon de 150 μm . Dans le premier cas la puissance maximale absorbée à diamètre constant est plus importante, cependant les effets de la divergence apparaîtront pour un cristal deux fois plus court. Malgré tout nous avons fixé le rayon au col du faisceau de pompe à 100 μm , afin d'obtenir une intensité de pompe bien plus grande que l'intensité de pompe de transparence.

Rem : Dans la suite de ce manuscrit, nous présentons un guide d'optimisation pour la réalisation d'un laser à trois niveaux. Nous avons appliqué celui-ci à posteriori pour un rayon de pompe de 150 μm et les performances simulées s'avèrent plus faibles que pour une focalisation sur 100 μm .

3.2.1.3 Conclusion sur l'influence de la source de pompe

La source de pompe est le point de départ de tout laser. Dans le cas des lasers à trois niveaux, les caractéristiques spectroscopiques, de luminance et de focalisation de celle-ci influent énormément sur les performances finales. C'est pourquoi tout dimensionnement d'une architecture à trois niveaux se fait toujours en fonction de la source de pompe disponible. Dans notre cas, et pour la suite des calculs, nous considérerons une diode laser fibrée de diamètre de coeur 100 μm , de paramètre M_p^2 égal à 43, délivrant 20 W à 808 nm polarisés suivant l'axe π (axe de plus grande absorption), de largeur spectrale à mi hauteur 2 nm, focalisés dans le cristal de Nd :GdVO₄ sur un rayon au col de 100 μm (Diodes disponibles commercialement).

3.2.2 Influence de la cavité

3.2.2.1 Effet des pertes passives

Un des premiers effets de la cavité sur les performances laser est la réduction de la puissance intracavité du fait des pertes passives. Nous avons donc étudié l'influence de celles-ci sur le niveau de puissance intracavité (fig. 3.4). D'une manière globale nous constatons que la puissance intracavité décroît très rapidement avec l'augmentation des pertes passives. Cette décroissance est proportionnelle à l'inverse des pertes passives si bien qu'avec un très faible niveau de pertes (1 %), la puissance intracavité réalisable est de l'ordre de 450 W. Notre but étant de réaliser la conversion de fréquence 879 nm \Rightarrow 439.5 nm à l'aide d'un cristal non linéaire doubleur de fréquence, nous avons réduit ces pertes à leur minimum. Le montage expérimental que nous mettons en œuvre (exposé dans le chapitre suivant) consistant en une cavité à quatre miroirs (optimal pour les expériences de doublement de fréquence), présente un niveau de pertes passives évalué à 3 % sur un aller-retour. Cette évaluation prend en compte la réflectivité de chaque miroir supérieure à 99.7 % à 879 nm (valeur technologiquement réalisable), et un cristal traité anti-reflet ($R < 0.03\%$) à la longueur d'onde laser. Nous voyons déjà que pour cette valeur relativement faible de pertes, la puissance intracavité chute autour de 150 W. Il est donc primordial de tenir compte de ces pertes lors du dimensionnement, et surtout de les réduire à leur minimum du fait de leur très forte influence sur les performances. Nous voyons que l'optimisation des miroirs est une clé pour la réalisation de lasers à trois niveaux efficaces, et qu'elle représente une des voies d'améliorations du système que nous présentons.

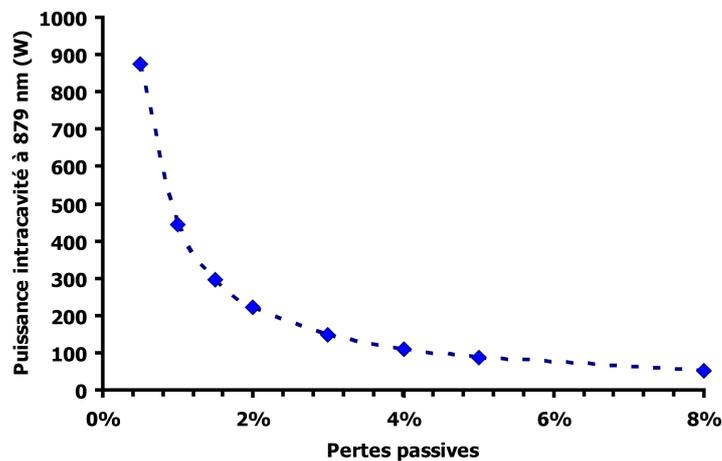


FIGURE 3.4 – Evolution de la puissance intracavité en fonction des pertes passives sur un aller-retour

$P_p = 20\text{ W}$ polarisé suivant π , $w_p = 100\ \mu\text{m}$
 Nd : GdVO₄ : longueur 5 mm / dopage 0.1 %

3.2.2.2 Influence du recouvrement Pompe/Signal

Le deuxième point lié à la cavité laser correspond au recouvrement transverse entre la pompe à 808 nm et le signal laser à 879 nm. Afin de bien comprendre cette problématique, référons nous à la figure 3.5.

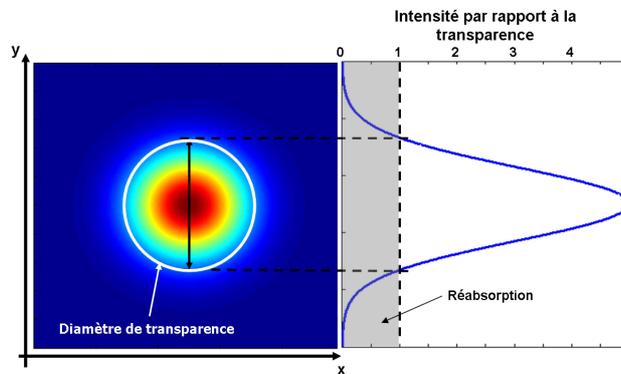


FIGURE 3.5 – Profil d'intensité d'un faisceau de pompe gaussien et diamètre de transparence

Nous voyons à l'aide de cette figure que pour un faisceau de pompe de profil transverse gaussien le faisceau signal doit être réduit à la seule partie centrale de la pompe pour ne pas subir de pertes par réabsorption. Nous avons donc effectué une simulation permettant de déterminer le rayon au col du faisceau laser optimal, dans le cadre d'un pompage par diode. Les résultats de cette simulation sont présentés en figure 3.6. Dans cette configuration, l'optimum est atteint pour un rayon d'environ 60 μm alors que le rayon de pompe est de 100 μm . Pour un rayon plus petit, l'efficacité est réduite du fait du mauvais recouvrement, et donc de la faible zone de gain utilisée. En revanche pour un rayon plus grand, ce sont les pertes par réabsorption subies par le mode qui réduisent les performances. Nous voyons qu'il existe un rapport 1.8 entre la taille au col du faisceau de pompe et la taille optimale au col du faisceau laser. Ce facteur relativement important explique en partie la difficulté de réalisation d'un laser à trois niveaux efficace. Pour la suite des simulations, nous nous placerons toujours pour le diamètre de faisceau laser optimal relatif à la configuration étudiée.

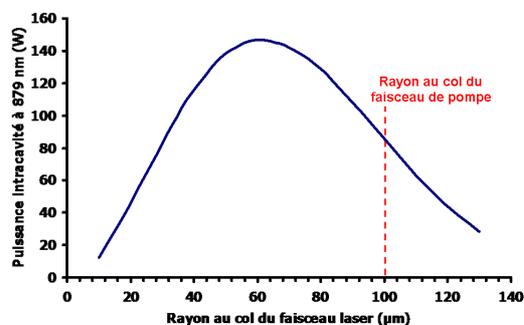


FIGURE 3.6 – Influence du rayon au col du faisceau laser sur la puissance intracavité

$P_p = 20\text{W}$ polarisés suivant π , $w_p = 100\mu\text{m}$, $L = 3\%$
 Nd : GdVO₄ : longueur 5mm / dopage 0.1%

3.2.3 Dimensionnement du cristal amplificateur

Maintenant que les paramètres de la source de pompe et de la cavité sont établis, nous pouvons procéder au dimensionnement du cristal amplificateur. Celui-ci est défini par sa longueur et sa concentration en ions dopants. Ayant démontré précédemment toute l'influence de l'excès de divergence de la source de pompe, nous nous attendons à ce que les simulations nous orientent vers des cristaux "fortement" dopés privilégiant une absorption maximale sur de courtes longueurs de cristaux. Afin de déterminer le couple optimal, nous avons étudié l'évolution de la puissance intracavité pour différentes concentrations, tout en faisant varier la longueur de cristal (de 1 mm à 10 mm). Le tableau 3.2 récapitule les paramètres d'entrée utilisés pour les simulations.

$P_{Pompe}(W)$	$w_{0p}(\mu m)$	M_p^2	Concentration (%)	$w_{0l}(\mu m)$
17	100	43	0.1	60
			0.2	55
			0.3	50

TABLE 3.2 – Paramètres d'entrée des simulations numériques

Les tailles de rayon au col du laser w_{0l} ont été choisies pour obtenir la puissance intracavité maximale. La réabsorption dans les "ailes" du mode laser étant proportionnelle au taux de dopant, il semble normal que la dimension optimale du rayon au col soit dépendante de ce paramètre. Ainsi plus le cristal possède une concentration importante, plus le rayon optimal diminue afin de minimiser les pertes par réabsorption se produisant dans les ailes.

Remarque : nous avons décidé d'étudier l'évolution de puissance intracavité pour des taux de dopant allant de 0.1 % à 0.3 %. Ce choix se justifie à l'aide des deux raisons suivantes. Il est impossible de se procurer des cristaux possédant un taux de dopant bien maîtrisé en dessous de 0.1 %, et nous verrons dans la suite qu'il est inutile d'augmenter le taux de dopants de par les nombreux effets parasites en découlant.

La figure 3.7 présente les résultats des simulations pour les différentes concentrations. Pour les trois concentrations, une longueur optimale de cristal apparaît nettement et correspond à la longueur sur laquelle la transparence est atteinte tout au long de la traversée (pour le niveau de puissance intracavité considéré). Il apparaît que la longueur optimale est d'autant plus courte que le cristal est fortement dopé. L'absorption étant plus importante dans un cristal possédant une forte concentration, la longueur sur laquelle l'intensité de transparence est partout atteinte est réduite. Si maintenant nous considérons une courbe en particulier (dopage fixé), pour une longueur de cristal plus courte que la longueur optimale, la puissance intracavité est limitée par la puissance de pompe absorbée. Pour une longueur plus importante, l'intensité de pompe n'étant plus suffisante en fin de cristal pour atteindre la transparence, celui-ci devient absorbant à la longueur d'onde laser, et crée donc des pertes.

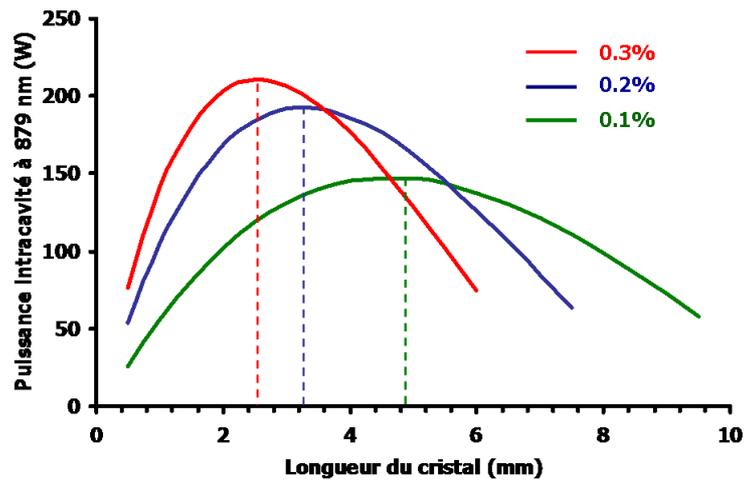


FIGURE 3.7 – Résultat des simulations présentant la dépendance des performances en fonction de la concentration en ions dopants et de la longueur de cristal.

$P_p = 20W$ polarisés suivant π , $w_{laser} = 55 \mu m$, $w_p = 100 \mu m$, $L = 3\%$
Nd : *GdVO*₄ : longueur 5mm / dopage 0.1%

Afin d'illustrer cette idée nous pouvons définir le gain linéique vu par l'onde laser en une tranche d'abscisse z du milieu à gain :

$$\bar{g}(z) = \int_0^{R_c} g(r,z) \cdot \frac{1}{w_l^2(z)} \cdot e^{\frac{-2r^2}{w_l^2}} \cdot r \cdot dr \quad (3.11)$$

Nous avons présenté en figure 3.8 ce gain linéique \bar{g} en fonction de la propagation dans le cristal pour trois différentes longueur de cristaux dopés 0.3%.

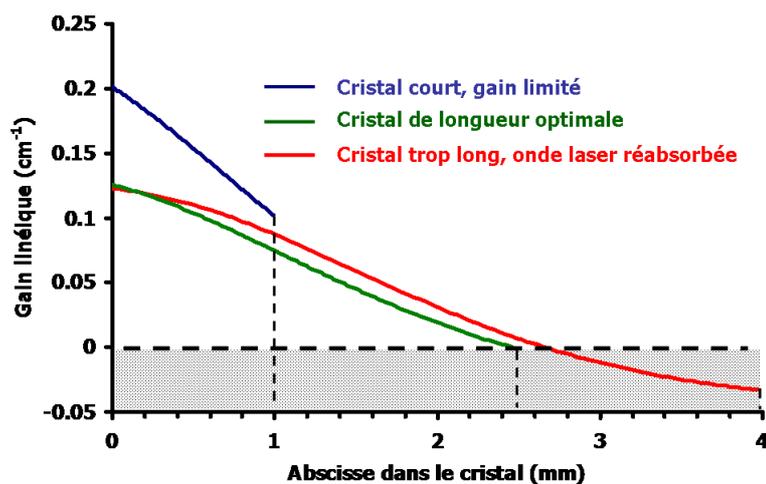


FIGURE 3.8 – Comparaison du gain linéique en fonctionnement laser pour trois longueurs de cristaux, en fonction de la propagation

Rem : la focalisation de la pompe se fait toujours au 1er tiers de la longueur du cristal considéré.

Nous voyons donc à l'issue de cette étude que l'intuition initiale se vérifie. La modélisation nous incite à utiliser un cristal court et "fortement" dopé afin de limiter les effets de la divergence de la source de pompe. Cependant ces simulations ne tiennent pas compte d'effets parasites engendrés par la hausse de la concentration. La partie suivante explicite ces effets et paradoxalement motive l'utilisation d'un cristal faiblement dopé.

Illustration des effets de la saturation d'absorption :

Les figures 3.9.a, 3.9.b et 3.9.c présentent la superposition de l'optimum de puissance intracavité en fonction de la longueur, avec l'optimum de gain petit signal G_0 (ou gain au seuil), et ce pour chaque concentration.

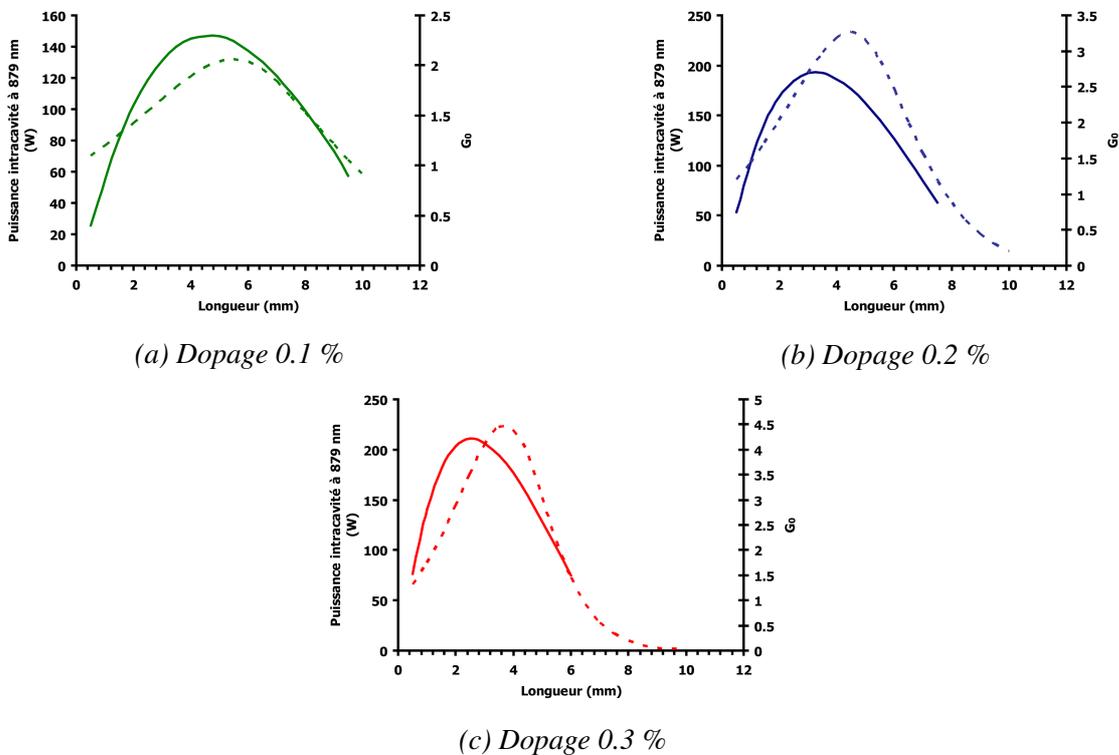


FIGURE 3.9 – Comparaison de l'optimum de puissance intracavité (trait plein) et de l'optimum de gain petit signal (pointillés)

Nous constatons que les deux optimums sont décalés. Ce décalage est lié à la saturation d'absorption. En effet, en absence d'effet laser, l'absorption dans le cristal est saturée, impliquant que la transparence est atteinte sur une plus grande longueur de cristal. En revanche, lorsque nous simulons la cavité laser en fonctionnement (à savoir avec une forte puissance intracavité), l'absorption est désaturée, la partie avant du cristal est plus absorbante qu'initialement, réduisant alors la longueur sur laquelle la transparence est atteinte. Nous voyons donc de par cette simulation qu'il serait malvenu d'optimiser un laser à trois niveaux en prenant comme paramètre son gain petit signal G_0 surtout lorsque le but est l'obtention d'un régime de forte puissance intracavité.

3.2.4 Justification de l'utilisation d'un cristal faiblement dopé

3.2.4.1 Une configuration plus tolérante en terme de longueur de cristal

Le premier avantage à l'utilisation d'un cristal faiblement dopé apparaît très nettement sur la figure 3.7. En effet, on constate qu'autour du point optimal, la puissance intracavité est "insensible" à la longueur de cristal utilisée. En effet, le tableau 3.3 présente le pourcentage de diminution maximal pour une fourchette de 1 mm autour de l'optimum de longueur.

Taux de dopant	0.1 %	0.2 %	0.3 %
Diminution de la puissance intracavité	4.8 %	8.2 %	14 %

TABLE 3.3 – Tolérance sur la longueur de cristal en fonction du taux de dopant

On constate que pour le cristal dopé à 0.1% la diminution est bien moins importante que pour les cristaux dopés à 0.2 et 0.3 %. Ainsi la configuration utilisant le cristal le plus faiblement dopé sera plus tolérante à une éventuelle erreur de dimensionnement liée aux incertitudes sur les valeurs des sections efficaces utilisées ou d'autres phénomènes non pris en compte dans ce modèle.

Ceci est essentiellement dû au fait que dans le cristal le moins dopé, le gain linéique est beaucoup plus faible. Ainsi pour un cristal plus court que l'optimum, la perte de gain lié à la diminution de longueur est proportionnellement moins importante. De même, pour un cristal plus long que l'optimum, le phénomène de réabsorption à la longueur d'onde laser sera moins marqué.

3.2.4.2 Une moins grande sensibilité aux phénomènes d'upconversion par transfert d'énergie

Le deuxième avantage à l'utilisation d'un cristal faiblement dopé tient au diagramme énergétique complexe de l'ion néodyme. En effet, celui-ci possède de nombreux niveaux d'énergie et des phénomènes d'absorption par état excité ou d'upconversion par transfert d'énergie peuvent apparaître. Il a été démontré que les phénomènes d'absorption par état excité aux longueurs d'onde de pompe et longueur d'onde laser traditionnelles avaient une très faible influence sur les performances laser [Guyot 95]. En revanche intéressons-nous au phénomènes d'upconversion par transfert d'énergie.

Le fonctionnement de ce processus est relativement simple. Un atome dans l'état métastable ${}^4F_{3/2}$ se désexcite en transférant son énergie à un autre atome se trouvant initialement dans le même état, le faisant monter encore plus haut dans les niveaux énergétiques. Ce transfert d'énergie réduit l'inversion de population en dépeuplant de manière non radiative le niveau haut de la transition laser. Ce phénomène est d'autant plus probable que les ions dopants sont proches ; de ce fait il est très influencé par la concentration.

De manière générale, on simule ce process en ajoutant un terme en $-\gamma \cdot N_2^2$ à l'équation 2.2, où γ représente la probabilité d'upconversion dépendant de la concentration. l'équation devient alors la suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} \cdot N_1(r, z) + \sigma_{al} \cdot I(z) \cdot \frac{\lambda_e}{h \cdot c} \cdot N_1(r, z) \\ - \sigma_{el} \cdot I(r, z) \cdot \frac{\lambda_e}{h \cdot c} \cdot N_2(r, z) - \left(\frac{1}{\tau} + \gamma \cdot N_2(r, z) \right) \cdot N_2(r, z) = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Nous pouvons interpréter le terme d'upconversion comme une réduction du temps de vie du niveau haut de la transition. La dépendance de γ peut être considérée comme linéaire avec la concentration [Ostroumov 98]. Nous voyons donc que ce phénomène influence particulièrement les laser nécessitant un fort taux d'inversion [Chen 99], situation dans laquelle nous nous trouvons afin d'atteindre la transparence du milieu.

De plus les simulations montrent qu'en moyenne, la densité de population dans l'état excité N_2 vu par l'onde laser, possède une dépendance linéaire avec la concentration du cristal utilisé. De ce fait, nous arrivons à la conclusion que le terme d'upconversion sera 9 fois plus important dans un cristal dopé 0.3% et 4 fois plus important dans un cristal dopé 0.2% que dans un cristal dopé 0.1% (évaluation effectuée au 1er ordre en considérant le processus d'upconversion comme un phénomène perturbatif). D'un point de vue pratique, l'effet du transfert d'énergie se traduit par une diminution du gain d'où une augmentation du seuil et une baisse de la puissance intracavité accessible.

Nous pouvons tout de même émettre une réserve sur ce phénomène dans les gammes de concentrations que nous envisageons. En effet, il est possible que la dépendance linéaire avec la concentration du facteur γ ne soit plus vraie (paramètre relativement difficile à évaluer expérimentalement), réduisant ainsi l'influence des effets d'upconversion.

3.2.4.3 Une réduction des effets thermiques

A l'heure actuelle, les effets thermiques dans les lasers solides pompés par diode représentent le principal frein à la montée en puissance. Leurs effets sont variés et conduisent généralement à une dégradation des performances, voir à la fracture du cristal utilisé. Plus le cristal est dopé, plus son absorption linéique est importante et plus l'élévation de température est conséquente.

Avec la hausse de la température plusieurs phénomènes physiques ont lieu tendant à changer les données spectroscopiques du cristal. Dans le cas des système à trois niveaux, la hausse de température diminue la densité de population du niveau bas de la transition (équilibre thermodynamique régit par une statistique de Boltzmann), si bien que les effets de la réabsorption sont réduits. Cependant, la hausse de température engendre aussi une diminution des sections efficaces spectroscopiques, réduisant le gain du laser. Il est intéressant de comparer les effets de ces deux phénomènes. A température ambiante (300 K), la population du niveau bas de la transition est de 40 %. Si nous considérons une augmentation de 100°C, soit une température de 400 K, la population du niveau bas chute à 35 % environ (en accord avec une statistique de Boltzmann). En soit, on obtient une baisse du phénomène de réabsorption de 12.5 %. Maintenant considérons l'étude effectuée par Jensen et al., visant à apprécier l'évolution avec la température des sections efficaces d'émission à 1064 nm dans le Nd :GdVO₄ [Jensen 94]. Dans cette étude il apparaît une baisse de 33 % de la section efficace d'émission à cette

longueur d'onde. Cette baisse est principalement liée à l'élargissement des raies laser avec la température, induisant une diminution de la section efficace spectroscopique. Si nous considérons que la réduction de la section efficace spectroscopique pour l'émission à 879 nm est similaire à la réduction de la section efficace spectroscopique à 1064 nm, nous voyons que ce phénomène est prépondérant, face aux phénomènes de population. Ainsi, l'augmentation de température diminue l'efficacité, et donc la puissance intracavité accessible.

Outre les effets spectroscopiques, la hausse de température engendre une lentille thermique plus ou moins aberrante, modifiant les conditions de stabilité de la cavité, et déformant le faisceau laser (induisant alors des pertes). Nous pouvons d'ores et déjà donner un ordre de grandeur de celle-ci, à l'aide d'un calcul théorique simplifié. En effet, si nous considérons que la pompe se propage avec un diamètre de faisceau constant (donc en négligeant les effets de la divergence), la distance focale de la lentille thermique est donnée par la formule suivante :

$$\frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h \cdot P_{abs} \cdot X}{2 \cdot \pi \cdot w_p^2 \cdot K_c} \quad (3.13)$$

Dans cette expression η_h correspond au défaut quantique, P_{abs} à la puissance absorbée et K_c à la conductivité thermique. X est un paramètre qui prend normalement en compte l'évolution de l'indice de réfraction avec la température, le bombement des faces (issu de la dilatation du cristal avec la chaleur) et la modification de l'ellipsoïde des indices (comme décrit dans [Didierjean 07]).

Rem : Cette formule est normalement donnée dans le cas d'un barreau cylindrique refroidi par la surface. Cependant, la dimension du cristal que nous utilisons, à savoir $3 \times 3 \text{ mm}^2$, est bien plus grande que le diamètre de la zone pompée ($200 \text{ }\mu\text{m}$ de diamètre) ; c'est pourquoi en première approximation, la formule précédente peut s'appliquer à notre système.

Dans ce calcul ayant pour but l'obtention d'un ordre de grandeur, nous considérerons que X est principalement lié au $\frac{dn}{dt}$ du matériau. Les valeurs numériques utilisées pour le calcul sont résumées dans le tableau 3.4.

η_h	$\left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_e}\right) \sim 0.081$
P_{abs}	16.7 W (en référence au tab. 3.1)
$X = \frac{dn}{dt}$	4.7 K^{-1}
w_p	100 μm
K_c	$8 \cdot 10^{-6} \text{ W} \cdot \text{m} \cdot \text{K}^{-1}$

TABLE 3.4 – Valeurs numériques utilisées pour le calcul

Nous obtenons une valeur de focale thermique de l'ordre de 80 mm représentant un minorant de la valeur expérimentale attendue. En effet, ne considérant pas la divergence du faisceau, nous augmentons la puissance réellement absorbée dans le cristal et maximisons l'effet de la lentille thermique (comportement en $\frac{1}{w_p^2}$). Nous verrons dans l'étude expérimentale qui suit l'effet de celle-ci sur les performances.

3.2.4.4 Une compétition de raie moins importante

Le dernier élément que nous pouvons avancer afin de justifier le choix d'un cristal dopé 0.1 % concerne le problème de sélectivité spectrale. En effet, lors des premières expériences [Herault 06], la réalisation d'une cavité de haute finesse n'avait pu être achevée de par la compétition de raie avec la transition à 912 nm. De manière simple, nous pouvons poser que l'oscillation laser à 879 nm prédomine si son seuil est inférieur à celui de la transition à 912 nm. Le tableau 3.5 présente le niveau des pertes nécessaire pour éviter l'oscillation laser à 912 nm pour une puissance de pompe permettant d'atteindre le seuil d'oscillation laser à 879 nm.

	Configurations issues des simulations		
	5 mm	3 mm	2.5 mm
Cristal	0.1%	0.2%	0.3%
$P_{P_{seuil}}(879\text{ nm})$	6.36 W	5.24 W	5.51 W
Pertes admissibles à 912 nm au seuil	36 %	41 %	48 %

TABLE 3.5 – Comparaison du niveau de pertes admissible à 912 nm au seuil de l'oscillation laser à 879 nm pour différents dopages

$$P_p = 20W, w_p = 100\mu m, L = 3\%$$

Les longueurs de cristaux utilisés correspondent aux optima calculés pour chaque concentration

Nous constatons que le niveau des pertes à introduire pour effectuer la sélectivité spectrale est d'autant plus grand que la concentration en ions dopants est importante. En effet, la transition à 912 nm est une transition à quasi-trois niveaux (possédant donc une très faible intensité de transparence). Le gain de cette transition est au premier ordre proportionnel au produit de la longueur et de la concentration du cristal. Le cristal optimal dans le cas d'un faible taux de dopant (0.1 %) possède le produit longueur/concentration le plus faible, permettant donc de diminuer le gain à 912 nm malgré la nécessité de pomper légèrement plus fort pour atteindre le seuil.

L'ensemble de ces éléments motive donc l'utilisation d'un cristal dopé à 0.1 % bien que l'optimum de longueur ne permette pourtant pas l'obtention théorique du plus fort niveau de puissance intracavité (voir fig. 3.7). Avant de conclure ce chapitre, nous proposons un paragraphe dans lequel les résultats énoncés précédemment dans le cadre des lasers à trois niveaux sont repris en considérant la transition comme étant à quatre niveaux. Le but étant de montrer toute la difficulté de réalisation d'un laser à trois niveaux.

3.2.5 Comparaison avec un système à quatre niveaux

Afin de comparer à une structure à quatre niveaux, nous avons simplement considéré la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser comme nulle. Pour le reste des simulations, nous avons conservé les paramètres géométriques utilisés lors des modélisations précédentes.

Influence de la source de pompe :

La figure 3.10 présente l'effet de la luminance de la source de pompe sur les performances laser.

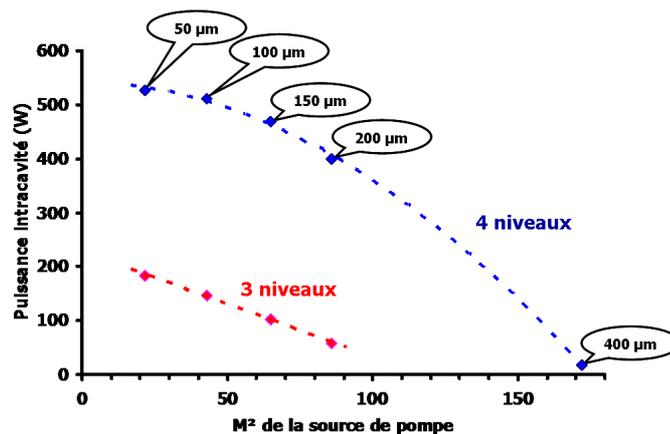


FIGURE 3.10 – Effets de la luminance de la source de pompe sur une transition à quatre niveaux

$P_p = 20W$ polarisés suivant π , $w_p = 100\mu m$, $w_l = 190\mu m$, $L = 3\%$
Nd : GdVO₄ : longueur 5mm / dopage 0.1%

Nous constatons que l'effet de la luminance de la pompe pour une transition à quatre niveaux (courbe bleu) est moins important. Pour une diode fibrée de très gros diamètre de coeur (400 μm), l'effet laser existe toujours, et bien que cela n'apparaisse pas clairement sur la figure, il serait possible d'obtenir l'effet laser avec une diode encore moins brillante, en changeant le diamètre de focalisation et/ou en ajustant le recouvrement pompe/signal. De plus, nous remarquons que pour des sources dont le diamètre de coeur de fibre est inférieur à 50 μm , il existe une saturation de la puissance intracavité pouvant être atteinte. En effet, pour un tel diamètre de coeur de fibre et une focalisation sur un diamètre de 200 μm , la distance sur laquelle la divergence n'influe pas ($2 \cdot n \cdot Z_R$) est de 8 mm. Cette valeur est supérieure à la longueur de cristal utilisée (5 mm). Ainsi les effets de la défocalisation et donc du mauvais recouvrement sont minimisés et l'utilisation d'une diode plus brillante ne serait pas nécessaire (excepté si on désirait focaliser sur un plus petit diamètre pour augmenter le gain et donc diminuer le seuil). En revanche si nous nous référons à la figure 3.3 (courbe rouge), nous n'observons pas ce phénomène de saturation, démontrant bien toute l'importance de ce critère pour un laser à trois niveaux.

Influence du recouvrement pompe/signal :

Nous avons constaté que le recouvrement entre la pompe et le signal était un point critique du dimensionnement de la cavité. Si là encore nous reproduisons la courbe présentant l'optimum de puissance intracavité en fonction de la taille du rayon au col du laser, nous voyons que l'effet du recouvrement est certes présent, cependant les tolérances sont bien plus importantes permettant un dimensionnement plus aisé du système laser.

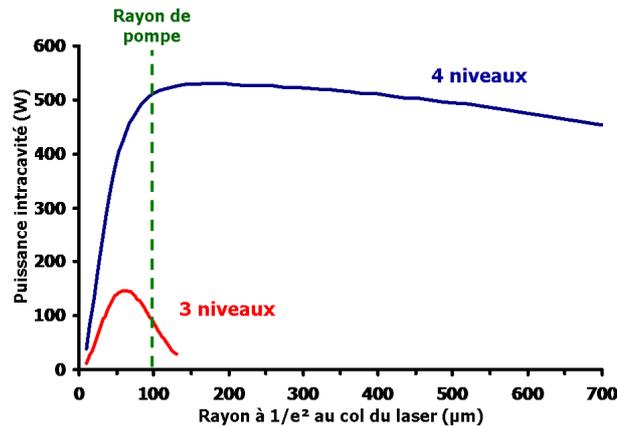


FIGURE 3.11 – Optimisation du recouvrement pompe/signal

$P_p = 20W$ polarisés suivant π , $w_p = 100\mu m$, $L = 3\%$
 $Nd : GdVO_4$: longueur 5 mm / dopage 0.1 %

Comparativement à un système à trois niveaux, l'optimum de recouvrement dans le cas présent se trouve être pour un diamètre de faisceau supérieur au diamètre du faisceau de pompe (un rayon au col du faisceau laser de 190 µm pour un rayon de 100 µm au col du faisceau de pompe). De plus, si la première partie de la courbe ressemble très fortement à celle présentée pour une transition à trois niveaux (à savoir la limitation du gain de par un recouvrement réduit), la deuxième partie connaît une chute plus lente car est seulement liée à la désadaptation de mode. En effet, dans le cas d'un système à quatre niveaux, le laser ne subit aucune perte par réabsorption dans les zones non pompées.

Dimensionnement du cristal amplificateur :

Le dernier point abordé dans le paragraphe précédent était le dimensionnement du cristal amplificateur. Celui-ci était relativement critique pour un système à trois niveaux et un optimum de longueur existait pour une concentration donnée. Si maintenant nous reproduisons la courbe dans les conditions d'une transition à quatre niveaux (fig. 3.12), nous constatons que l'optimum de longueur disparaît. En effet, l'efficacité est régie principalement par l'absorption. De par l'augmentation de longueur du cristal, l'absorption s'en trouve augmentée ainsi que la puissance intracavité. Il existe donc une longueur pour laquelle on observe un phénomène de saturation des performances mais pas une dégradation de celles-ci. Cette saturation est liée à l'absorption totale de la pompe au bout d'une certaine longueur. Cependant, le milieu étant intrinsèquement transparent pour l'onde laser, l'ajout d'une longueur de cristal supplémentaire n'engendre théoriquement "aucune" perte pouvant dégrader les performances.

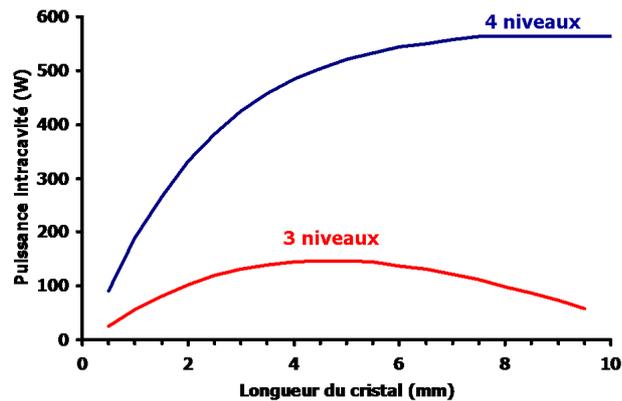


FIGURE 3.12 – Influence de la longueur du cristal sur la puissance intracavité

$P_p = 20W$ polarisés suivant π , $w_p = 100\mu m$, $w_l = 190\mu m$, $L = 3\%$
Nd : GdVO₄ : dopage 0.1%

Nous voyons donc à l'aide de cette comparaison rapide que le dimensionnement d'un laser à trois niveaux pompé par diode est bien plus difficile et bien plus critique que celui d'un laser à quatre niveaux. Une réelle étude théorique est nécessaire pour obtenir un fonctionnement optimal, car un laser à partir d'une transition à trois niveaux ne sera efficace que s'il a été initialement bien dimensionné. En revanche, un laser issu d'une transition à quatre niveaux, est beaucoup plus facilement adaptable aux conditions extérieures de fonctionnement (diode moins brillante, cavité figée dont l'adaptation de mode n'est pas optimale, cristal trop long et/ou trop dopé).

3.3 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons présenté un modèle permettant de calculer en pompage par diode la puissance intracavité dans le cadre de cavités à faibles pertes en fonction de divers paramètres. Nous avons pu mettre en évidence l'influence des points clés du dimensionnement d'un laser à trois niveaux et ainsi obtenir une configuration se voulant être optimale.

De par l'utilisation d'un cristal plus faiblement dopé, l'architecture dimensionnée dans ce chapitre se trouve être moins sujette aux effets d'upconversion par transfert d'énergie, et plus tolérante à une éventuelle erreur liée aux incertitudes de la spectroscopie. Enfin, la gestion des effets thermiques dans un cristal dopé à 0.1 % est beaucoup plus facile que dans des cristaux plus fortement dopés réduisant ainsi les effets parasites en découlant.

Cette étude théorique montre toute la difficulté de dimensionnement d'un laser à trois niveaux pompé par diode et la très forte influence des différents paramètres tels la diode de pompe, la cavité ou encore les dimensions du cristal, sur les performances. Dans le chapitre suivant, nous proposons la réalisation pratique d'un laser à base de Nd :GdVO₄ pompé par diode, émettant à 879 nm ainsi que les expériences de doublement de fréquence associées.

Chapitre 4

Réalisation expérimentale

A l'aide de l'étude théorique développée dans le chapitre précédent, nous avons dimensionné un laser à base de Nd :GdVO₄ émettant à 879 nm. Dans ce chapitre nous l'étudions tout d'abord à cette longueur d'onde pour vérifier les tendances dictées par la théorie puis nous présentons les expériences de doublement de fréquence.

4.1 Expérience à la longueur d'onde fondamentale : 879 nm

Dans un premier temps nous détaillons le montage expérimental que nous avons utilisé pour effectuer les caractérisations et ré-ajustons les simulations afin de prendre en compte le fait que la diode de pompe n'est finalement pas linéairement polarisée. Nous décrivons ensuite la mise en évidence du phénomène de filtrage spatial par le caractère trois niveaux du système, et terminons enfin en présentant les performances laser obtenues en régime monomode spatiale, en expliquant à l'aide de simulations théoriques les comportements expérimentaux observés.

4.1.1 Présentation du montage expérimental

Pour la réalisation du laser à 879 nm, nous avons opté pour l'utilisation d'une cavité à trois miroirs (ou cavité en V) possédant un deuxième bras collimaté, nous permettant d'ajuster très facilement le recouvrement entre la pompe et le signal (fig. 4.1). La diode laser de pompe est une diode laser LIMO délivrant une puissance de 25 W à 808 nm couplée dans une fibre de 100 μm de diamètre de coeur. L'émission de cette diode est malheureusement non polarisée (nous en explicitons les conséquences dans le paragraphe suivant). Au moyen de deux doublets (collimation et focalisation) la pompe est injectée au travers d'un miroir dichroïque, haute transmission (HT) à 808 nm et haute réflexion (HR) à 879 nm dans le cristal de Nd :GdVO₄ sur un diamètre à $\frac{1}{e^2}$ de 230 μm (mesuré). Le cristal quant à lui est de section 3x3 mm^2 , de longueur 5 mm et de concentration 0.1 %.

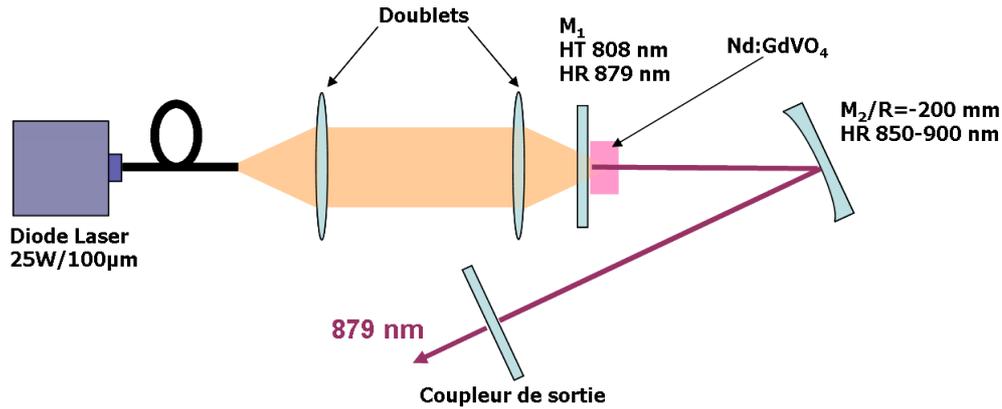


FIGURE 4.1 – Montage expérimental

Le deuxième miroir de la cavité est HR sur la bande 850-950 nm et possède une transmission supérieure à 90 % à 1063 nm. A lui seul il permet d'éviter toute oscillation laser sur la raie à quatre niveaux. En guise de miroir de sortie, nous avons testé un ensemble de coupleurs issus d'une cloche de traitement particulière. En effet, le traitement initialement demandé était celui présenté en figure 4.2 :

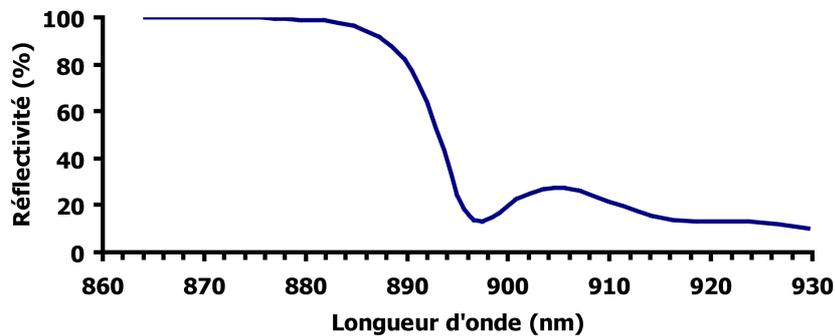


FIGURE 4.2 – Courbe de réflectivité initiale des coupleurs utilisés

Il s'avère que la réalisation pratique d'un traitement possédant un tel dichroïsme est possible, néanmoins la localisation de la transition entre la haute réflectivité et la haute transmission est sujette à une relative incertitude. Ainsi sur une commande de six miroirs, nous avons observé une disparité sur la position du flan de transmission nous permettant d'obtenir des coupleurs de transmission 1.4 %, 4 %, 9 %, 24 % et 45 % à 879 nm. Quelle que soit la valeur de transmission à cette longueur d'onde, les pertes induites à 912 nm se trouvent toujours au-dessus de 70 %, valeur largement supérieure aux 36 % nécessaires pour réaliser la sélectivité spectrale (voir tab. 3.5).

4.1.2 Influence de la non polarisation de la source de pompe

Dans le cas particulier du Nd :GdVO₄ (en comparaison avec le Nd :YAG), la polarisation de la source de pompe possède une grande importance. En effet, le spectre d'absorption de ce cristal est polarisé, si

bien que suivant l'axe de polarisation de la pompe, l'intensité nécessaire pour atteindre la transparence est différente (tab. 4.1). Si nous reprenons l'expression du gain linéique présentée en équation 2.4 et que nous considérons une intensité laser nulle (au seuil de l'oscillation), nous obtenons l'expression du gain linéique petit signal :

$$g_0(r, z) = \frac{\sigma_{el} \cdot \sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} - \sigma_{al} \cdot \frac{1}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot I_p(r, z) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \quad (4.1)$$

Si maintenant nous considérons la polarisation de la pompe suivant les deux directions π et σ nous obtenons l'équation suivante :

$$g_0(r, z) = \frac{\sigma_{el} \cdot (\sigma_{ap}^\pi \cdot I_p^\pi(r, z) + \sigma_{ap}^\sigma \cdot I_p^\sigma(r, z)) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} - \sigma_{al} \cdot \frac{1}{\tau}}{(\sigma_{ap}^\pi \cdot I_p^\pi(r, z) + \sigma_{ap}^\sigma \cdot I_p^\sigma(r, z)) \cdot \frac{\lambda_p}{h \cdot c} + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \quad (4.2)$$

Si maintenant nous considérons que $I_p^\pi = I_p^\sigma = \frac{1}{2} I_{pinc}$, (cas d'une diode non polarisée), nous pouvons définir l'intensité de pompe de transparence pour un pompage non polarisé :

$$I_{ptr} = \frac{\sigma_{al} + \frac{1}{\tau}}{(\sigma_{ap}^\pi + \sigma_{ap}^\sigma) \cdot \sigma_{el}} \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda_p} \quad (4.3)$$

Le tableau 4.1 présente la comparaison des intensités de pompe de transparence suivant l'état de polarisation de la source de pompe :

	Source polarisée suivant π	Source polarisée suivant σ	Source non polarisée
$I_{ptr} (kW \cdot cm^{-2})$	10.4	42.6	16.7

TABLE 4.1 – Effets de la polarisation de la pompe sur l'intensité de transparence

Lorsque nous avons fait le choix d'utiliser un cristal de vanadate de gadolinium, nous pensions bénéficier d'une diode de pompe polarisée. Cependant, les diodes de forte luminance (couplées dans des fibres de 100 μm de coeur) sont en réalité deux "stacks" de diodes lasers couplées par polarisation dans la fibre. De ce fait, en sortie du module de pompe, l'émission à 808 nm est polarisée suivant les deux axes. après propagation dans la fibre de longueur 120 cm (fibre trop longue ne permettant pas le maintien de la polarisation), la dépolarisation est quasi-totale.

Remarque : Nous avons analysé l'état de polarisation en sortie de la fibre à l'aide d'un cube séparateur de polarisation. Les puissances mesurées étaient équivalentes suivant les deux axes. En courbant la fibre, il était possible de coupler plus de puissance sur une polarisation, cependant ce couplage crée un déséquilibre d'au maximum 5 % entre les deux voies ; c'est pourquoi nous pouvons considérer que notre source de pompe est totalement dépolarisée en sortie de fibre et que $I_p^\pi = I_p^\sigma$.

Nous avons donc modifié notre modèle de simulation pour tenir compte de la polarisation suivant les deux axes de la diode de pompe et des saturations d'absorption respectives.

La figure 4.3 présente les performances simulées en fonction de la longueur pour un cristal dopé à 0.1 %, en tenant compte de la polarisation de la diode de pompe suivant les deux axes.

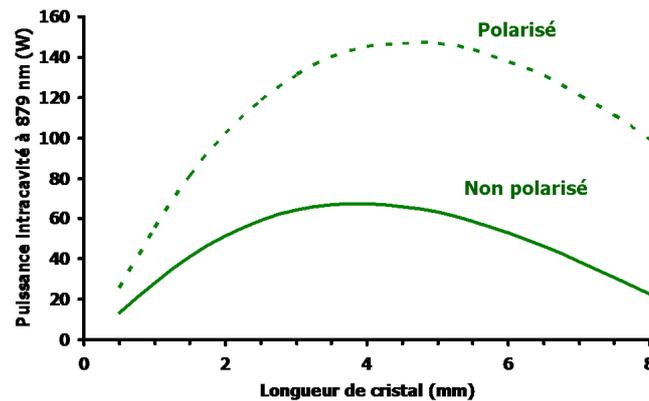


FIGURE 4.3 – Simulation de la puissance intracavité à 879 nm en fonction de la longueur du cristal (trait plein : pompe non polarisée / trait pointillé : pompe polarisée)

$P_p = 20W$ également répartis sur les deux axes σ et π , $w_{laser} = 60 \mu m$, $w_p = 100 \mu m$, $L = 3\%$
 Nd : GdVO₄ : dopage 0.1%

La première observation que nous pouvons faire, est la baisse importante de puissance intracavité à 879 nm. En effet pour un cristal de longueur 5 mm (cristal utilisé dans la suite des expériences), avec une pompe polarisée suivant l'axe π nous avons calculé une puissance intracavité de 147 W. Dans ce cas, la puissance intracavité maximale est de l'ordre de 67 W. Il y a donc une réduction des performances d'un facteur 2.2 du simple fait de la polarisation de la source de pompe. De plus, nous pouvons noter qu'avec une telle diode, un cristal de 5 mm ne correspond plus à l'optimum, et que celui-ci se trouve naturellement décalé vers les cristaux de plus faible longueur (4 mm dans le cas présent). Malgré tout, nous avons décidé d'effectuer les expériences avec cette configuration (5 mm dopé 0.1 %), afin de valider l'ensemble des calculs précédemment effectués et ainsi vérifier que notre méthode de dimensionnement était appropriée aux lasers à trois niveaux.

4.1.3 Mise en évidence du phénomène de filtrage spatial par le caractère trois niveaux de la transition

4.1.3.1 But de l'expérience et choix de la cavité

Dans le chapitre précédent, nous avons montré qu'il existait un rayon au col du faisceau laser optimal (fig. 3.6) de l'ordre de 60 μm pour un rayon de pompe de 100 μm , maximisant la puissance intracavité. Cependant le rayon du mode laser optimal est fortement dépendant de la puissance de pompe incidente. En effet plus la puissance de pompe incidente est faible et plus cette taille se réduit pour limiter les pertes par réabsorption dans les ailes du mode laser (fig. 3.5). Nous voyons donc naturellement que pour avoir un seuil d'oscillation laser bas, on est amené à diminuer le rayon au col du faisceau laser. Réduire cette taille conduit à deux problématiques. Tout d'abord on réduit l'efficacité à puissance de pompe maximale, et on risque de très fortement dégrader le profil spatial de faisceau du fait de l'oscillation de modes d'ordres supérieurs. Cette dernière assertion souvent vérifiée dans le cadre de lasers à quatre niveaux, n'est pas forcément vraie pour les systèmes à trois niveaux. En

effet, un filtrage spatial peut être effectué de par la réabsorption présente dans les ailes du mode de pompe, et ainsi repousser le seuil d'oscillation des modes d'ordre supérieurs à une valeur de puissance de pompe supérieure à celle injectée. Ce phénomène étant difficile à modéliser (si nous voulons tenir compte de la compétition des modes spatiaux qui partagent des zones de gain communes), nous avons décidé de le mettre en évidence expérimentalement.

Pour ce faire nous avons intentionnellement dimensionné la cavité présentée en figure 4.4.

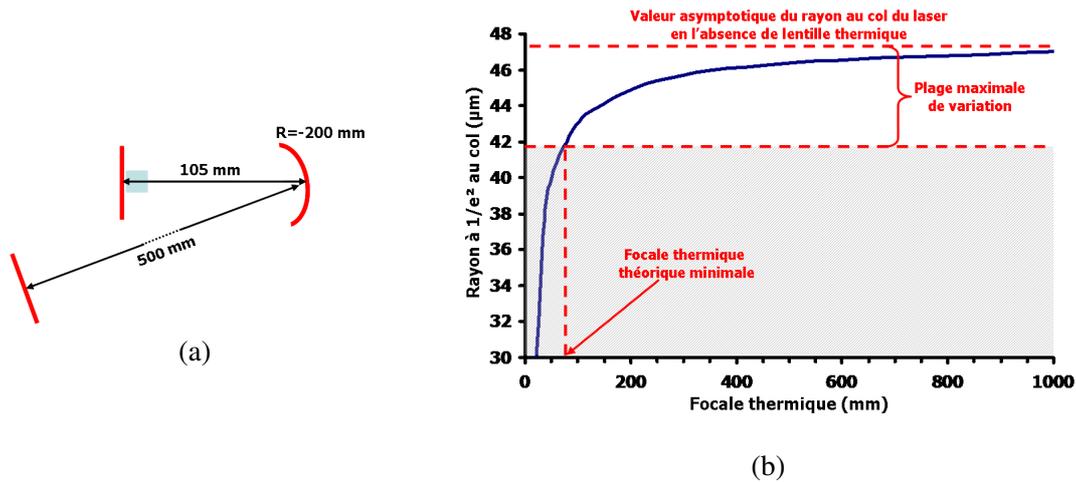


FIGURE 4.4 – Dimensions de la cavité (a) et sensibilité à la lentille thermique (b)

Celle-ci possède deux avantages. Tout d'abord sans tenir compte d'une éventuelle lentille thermique, la taille du rayon au col du laser est de l'ordre de 47 μm (inférieur aux 60 μm optimal). De plus cette cavité est particulièrement insensible à la lentille thermique pour des valeurs de focales supérieures à 80-100 mm (cf fig. 4.4.b), si bien qu'il sera possible de définir les limites du filtrage spatial par effet "trois niveaux" pour un diamètre de mode fondamental relativement constant malgré l'augmentation de la puissance de pompe.

4.1.3.2 Observation expérimentale et mise en évidence

Pour la mise en évidence de ce phénomène nous avons utilisé un coupleur de transmission 24 % à 879 nm, que nous verrons par la suite être le coupleur optimal d'extraction. Cette valeur de transmission peut paraître élevée, mais n'oublions pas que cette transition à trois niveaux, une fois la transparence atteinte sur toute la longueur du cristal, affiche un gain important lui permettant de supporter un haut niveau de pertes par couplage, du fait de la forte section efficace d'émission (pour preuve, les valeurs de gain seuil présentées en figure 3.9). Dans cette configuration, nous avons enregistré le profil du faisceau laser pour différentes puissances de pompe.

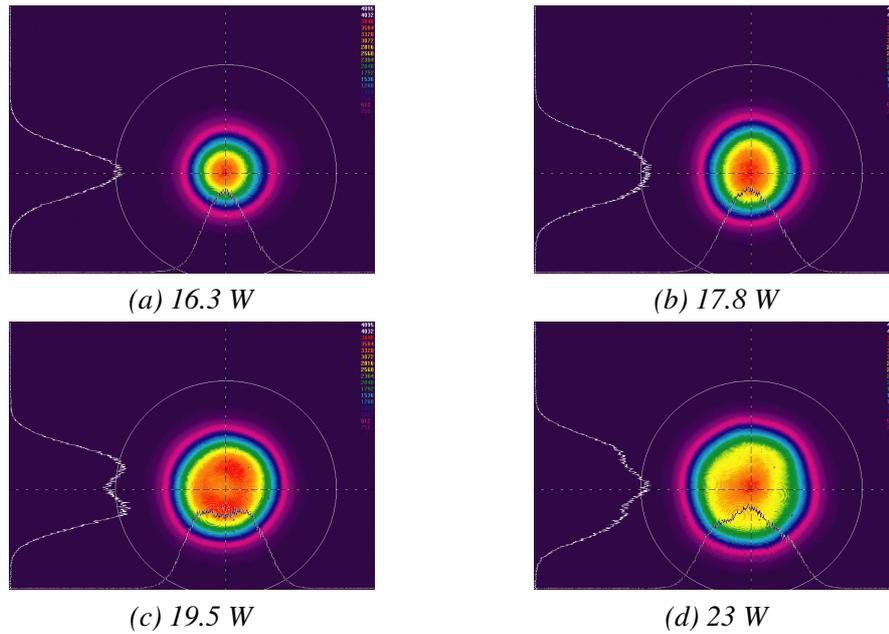


FIGURE 4.5 – Profil spatial de faisceaux pour différentes puissances de pompe incidentes

Nous constatons que pour une puissance de pompe inférieure à 18 W, nous conservons un profil spatial de faisceau gaussien. Le filtrage spatial opéré par le caractère trois niveaux du système est donc efficace. En revanche au-delà de cette puissance de pompe, le profil se dégrade peu à peu et nous obtenons à puissance de pompe maximale une émission fortement multimode caractérisée par une valeur de M^2 de l'ordre de 2.5 (cf. fig. 4.6).

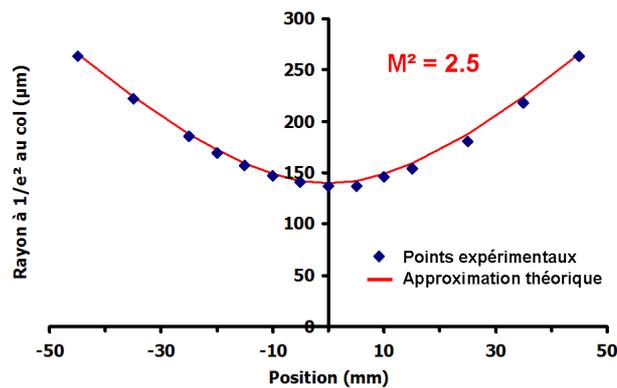


FIGURE 4.6 – Mesure du paramètre M^2 pour une puissance de pompe de 23 W

Malgré cette mauvaise qualité spatiale de faisceau traduisant la désadaptation de mode, l'efficacité du laser reste linéaire avec la puissance de pompe (fig. 4.7).

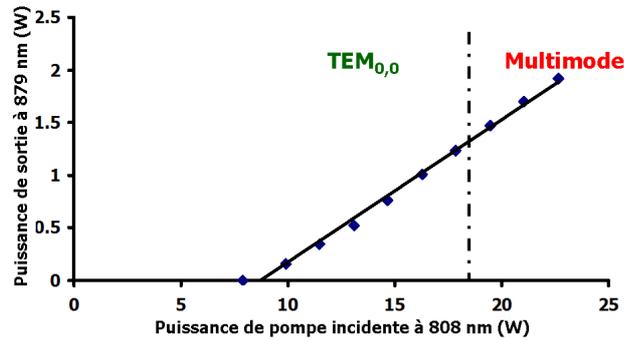


FIGURE 4.7 – Courbe d’efficacité de l’émission à 879 nm pour un coupleur de transmission 24 %

En effet, nous obtenons une puissance de sortie de 1.9 W à 879 nm pour une puissance de pompe incidente de 23 W à 808 nm. La pente d’efficacité étant alors de 13.4 %. Les modes d’ordre supérieur venant dégrader le faisceau au delà de 18 W de pompe, permettent tout de même de maintenir un rendement d’extraction constant, expliquant la linéarité de la courbe d’efficacité.

4.1.4 Cavité laser monomode transverse : Observations expérimentales et interprétations

4.1.4.1 Caractérisation de la lentille thermique

Afin d’obtenir un faisceau possédant une bonne qualité spatiale à puissance de pompe maximale, tout en maintenant une grande puissance de sortie, nous avons réajusté les distances entre les miroirs. La cavité finalement obtenue est présentée en figure 4.8.a.

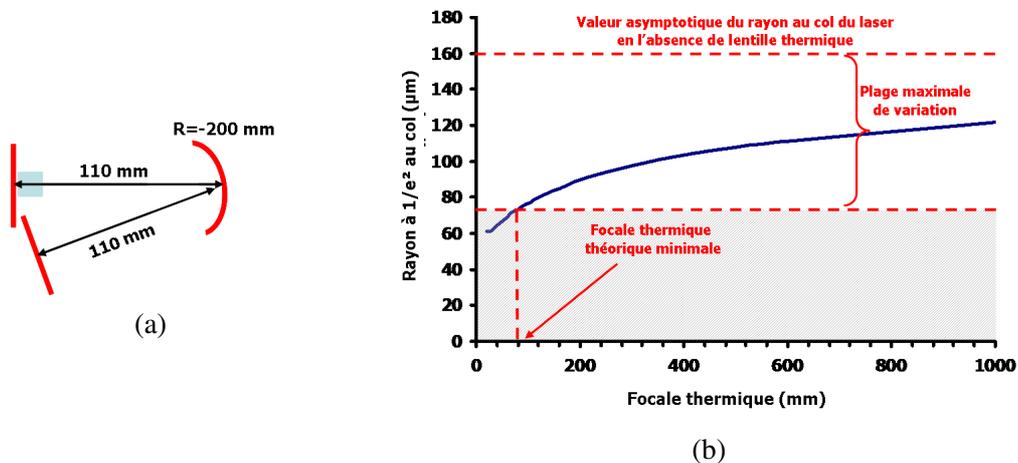


FIGURE 4.8 – Dimensions de la cavité (a) et sensibilité à la lentille thermique (b)

Lorsque nous avons simulé cette cavité dans un logiciel réalisant les calculs de stabilité à partir des matrices ABCD, le rayon au col du laser dans le cristal de Nd :GdVO₄ était évalué à 160 μm. D’après le calcul effectué dans le chapitre 3 et illustré en figure 3.6, avec un tel rayon, le laser ne devrait théoriquement pas osciller ; mais dans cette cavité la lentille thermique joue un rôle important. La figure 4.8.b présente l’influence de la lentille thermique sur le rayon au col du laser dans le cristal dopé aux ions néodyme. Nous voyons que contrairement à la cavité précédente, cette cavité est très sensible aux effets de lentille thermique et que la présence de celle-ci peut permettre de réduire la taille du faisceau laser en dessous de 100 μm (rayon du faisceau de pompe). Nous avons donc décidé d’en faire une mesure expérimentale à puissance de pompe maximale.

Pour ce faire, nous avons effectué une mesure en deux temps. Tout d’abord nous avons évalué la qualité spatiale du faisceau laser à puissance de pompe maximale (fig. 4.9), pour ensuite mesurer le diamètre du faisceau en plusieurs points lors de sa propagation en espace libre. Ainsi nous avons déterminé sa divergence, estimée à 1.2 mrad. Nous sommes alors remontés à la valeur du rayon au col sur le miroir de sortie à l’aide de la formule suivante :

$$w = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi \cdot \theta_{div}} \quad (4.4)$$

Le rayon sur le miroir de sortie ainsi mesuré est de 525 μm. Le logiciel de calcul simulant les cavités laser à l’aide des matrices ABCD travaillant pour des faisceaux limités par la diffraction, nous avons donc considéré une taille de rayon sur le miroir de sortie de 350 μm (525/1.5). Cette taille s’avérant plus grande que celle simulée (186 μm), nous avons alors introduit dans ce calcul une lentille mince convergente au milieu du cristal laser, simulant la lentille thermique. En utilisant la distance focale de cette lentille comme variable d’ajustement, nous sommes arrivés à la conclusion que la focale thermique devait être de l’ordre de 180 mm dans nos conditions de fonctionnement. Avec une telle lentille thermique, le rayon au col du laser dans le cristal de Nd :GdVO₄ est évaluée à 87 μm (si nous considérons un faisceau limité par la diffraction), et donc un rayon de 58 μm pour le faisceau possédant un M^2 de l’ordre de 1.5. Nous voyons donc que nous sommes proches la taille optimale théorique de 6

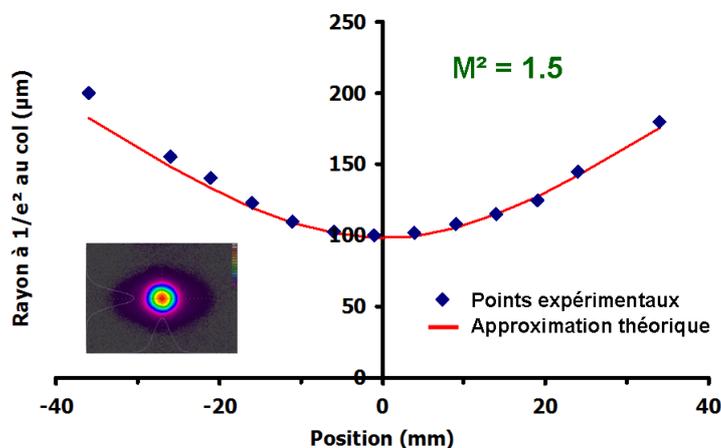


FIGURE 4.9 – Mesure du M^2 à puissance de pompe maximale

Remarque : nous avons évalué dans le chapitre précédent, que la distance focale de la lentille thermique ne pouvait être inférieure à 80 mm. Il s'avère qu'à puissance de pompe maximale, nous mesurons une lentille thermique de 180 mm. L'ordre logique est respecté, cependant un si grand écart nécessite une explication. Notre modélisation ne tient pas compte de la divergence de la source de pompe ce qui a pour effet d'augmenter les effets de la lentille thermique et d'en réduire la distance focale. De plus la valeur de puissance absorbée utilisée dans le calcul du chapitre précédent est surestimée par rapport à la réalité (car ne tenait pas compte de la divergence de la pompe et de la non-polarisation de la diode). après mesure nous avons obtenu une valeur d'absorption en régime de saturation de 35 % et une absorption en régime non saturée de 52 %. Nous absorbons donc une puissance maximale de 12 W pour une puissance incidente de 23 W à 808 nm. Tous ces éléments réunis expliquent la différence entre le calcul effectué et la valeur mesurée.

4.1.4.2 Résultats expérimentaux

La cavité étant relativement sensible à la lentille thermique, nous avons d'abord effectué les caractérisations à puissance de pompe maximale. Nous avons en premier lieu utilisé des coupleurs possédant des transmissions de plus en plus importantes, et avons mesuré les puissances extraites. La figure 4.10 présente l'ensemble des résultats.

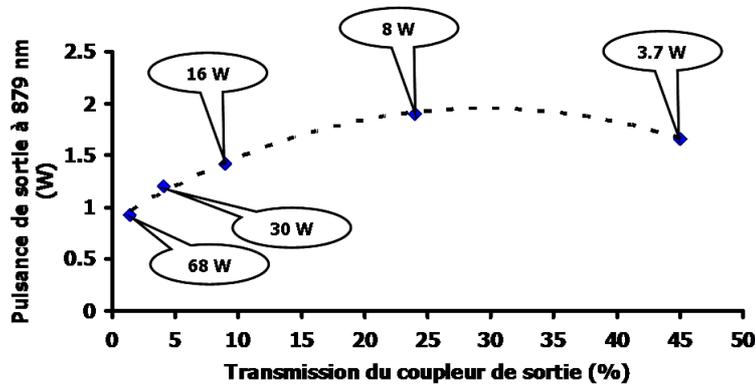


FIGURE 4.10 – Evolution de la puissance extraite en fonction de la transmission du coupleur de sortie (les bulles représentent la puissance intracavité équivalente)

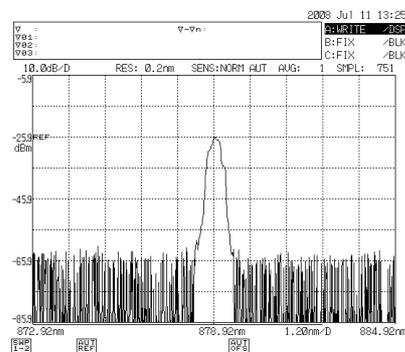
Comme énoncé précédemment, le coupleur de transmission 24 % est très proche du coupleur optimal. De plus, avec un coupleur possédant une transmission de 45 %, la puissance extraite est de 1.5 W. Ceci est une preuve du très fort gain petit signal (G_0) accessible dans cette structure à trois niveaux, permettant l'oscillation dans une cavité possédant un très haut coupleur de transmission et donc un très fort niveau de pertes.

Les bulles au-dessus des points expérimentaux correspondent aux puissances intracavité correspondantes. Nous constatons qu'avec un coupleur de faible transmission 1.4 %, nous n'obtenons en sortie

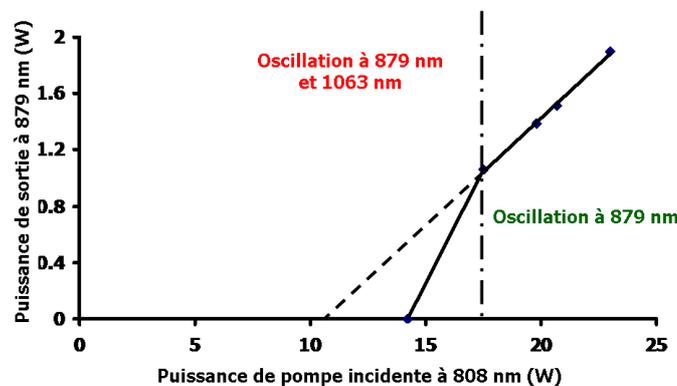
de laser que 920 mW, correspondant à une puissance circulante de l'ordre de 68 W. Si finalement nous évaluons les pertes globales de la cavité à 3.5 % (transmission du traitement anti-reflet sur le cristal de 99.7 % et réflectivité des miroirs M_1 et M_2 du même ordre), nous constatons que la valeur de puissance intracavité obtenue expérimentalement est du même ordre d'idée que celle calculée théoriquement et présentée en figure 4.3.

Les dernières caractérisations effectuées sont le spectre d'émission à puissance de pompe maximale et la courbe d'efficacité de la puissance de sortie à 879 nm en fonction de la puissance de pompe incidente (fig. 4.11).

Le spectre laser possède une largeur à mi-hauteur de 0.31 nm, valeur relativement importante, liée à la largeur de la raie laser (Largeur à mi-hauteur d'environ 2.25 nm) et à la grande longueur de cavité rendant l'émission fortement multimode longitudinale. Nous obtenons dans cette cavité une puissance équivalente à celle obtenue précédemment, à savoir 1.9 W (coupleur de transmission 24 %) avec une émission polarisée linéairement ; cependant nous notons que la courbe d'efficacité laisse apparaître une rupture de pente pour une puissance de pompe incidente inférieure à 17.5 W. Cette rupture de pente est couplée à l'apparition d'une émission laser à 1063 nm se produisant entre le miroir d'entrée et la face de sortie du cristal de Nd :GdVO₄. Il est important de mentionner que cette courbe d'efficacité a été enregistrée en diminuant la puissance de pompe. Lorsque nous avons voulu l'enregistrer en augmentant la puissance de pompe, nous n'avons retrouvé l'effet laser à 879 nm qu'au delà de 17 W de puissance pompe incidente (en dessous, seule l'oscillation parasite à 1063 nm était présente).



(a)



(b)

FIGURE 4.11 – Spectre d'émission (a) et courbe d'efficacité (b)

4.1.4.3 Interprétation physique

La première hypothèse permettant d'expliquer cette rupture de pente, et le changement de longueur d'onde, consiste à dire qu'avec la diminution de la puissance de pompe, l'effet de la lentille thermique s'estompe ; le mode laser commence à grossir, se désadaptant petit à petit du mode de pompe, et rend finalement impossible l'effet laser par une augmentation de son seuil.

Nous avons donc tracé en figure 4.12 l'évolution théorique du seuil d'oscillation en fonction du rayon au col du laser (courbe bleue). L'augmentation du rayon engendre une augmentation du seuil d'oscillation, du fait du mauvais recouvrement et de la hausse des pertes par réabsorption subies par le mode. Nous avons ensuite superposé l'évolution du rayon au col du laser dans la cavité en fonction de la puissance de pompe (courbe rouge) en évaluant théoriquement la valeur de focale thermique à l'aide de la modélisation proposée dans [Didierjean 07], tenant compte de la divergence de la source de pompe. (La lentille thermique ainsi calculée, permet à l'aide du logiciel utilisant le formalisme ABCD d'en déduire le rayon au col du laser pour un faisceau TEM_{0,0})

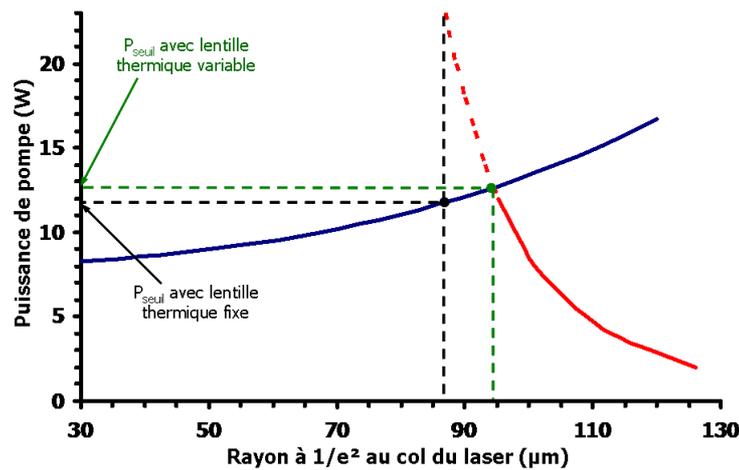


FIGURE 4.12 – Evolution du seuil laser en fonction de la taille du waist (courbe bleue) superposée à l'évolution du waist avec la puissance de pompe (courbe rouge)

Si nous supposons que la lentille thermique ne varie pas avec la puissance de pompe (focale thermique fixée à 180 mm), le rayon au col du laser reste égal à 87 µm malgré la diminution de la puissance de pompe. Le seuil d'oscillation se trouverait donc autour de 12 W. Si maintenant nous considérons l'évolution de la lentille thermique. Avec la diminution de la puissance de pompe, l'effet de celle-ci s'estompe et la taille du mode laser augmente. Il s'ensuit une hausse du seuil d'oscillation, donné par le point d'intersection des deux courbes. Néanmoins, la différence de seuil est minimale (12→13 W). Elle n'explique pas la hausse relevée expérimentalement, ni la rupture de pente associée. Nous avons donc attribué cette hausse à l'apparition de l'émission à 1063 nm. En effet, avec la désadaptation de mode l'inversion de population augmente pour maintenir l'oscillation laser à 879 nm. De par cette augmentation, le gain disponible à 1063 nm devient supérieur aux pertes (à cette longueur d'onde)

permettant ainsi le démarrage de l'oscillation parasite. Cette oscillation prend petit à petit le dessus sur l'émission à 879 nm, et se cumule à l'effet de désadaptation de mode, augmentant alors le seuil d'oscillation de la transition à trois niveaux.

4.1.5 Bilan sur l'émission laser à 879 nm

Dans cette partie dédiée aux expériences à la longueur d'onde fondamentale, nous avons présenté plusieurs phénomènes relatifs aux lasers à base de transitions à trois niveaux. Ainsi, nous avons montré les effets du filtrage spatial lié aux pertes par réabsorption dans les ailes du mode de pompe. Ce phénomène permet de conserver une bonne qualité spatiale de faisceau, même lorsque le rayon au col du laser est très inférieur au rayon au col du faisceau de pompe. Cependant cet effet de filtrage possède ses limites, et nous avons observé une dégradation du faisceau pour des puissances de pompe supérieures à 17.5 W.

Dans un deuxième temps, et après avoir réajusté la cavité pour se placer dans les conditions optimales de recouvrement pompe/signal, nous avons obtenus 1.9 W de puissance de sortie à 879 nm dans un faisceau proche de la limite de diffraction (M^2 de l'ordre de 1.5) polarisé linéairement. Ce résultat représente une augmentation de la puissance de sortie d'un facteur 2.4 par rapport à la première démonstration effectuée par [Herault 06].

Enfin, nous avons pu faire fonctionner le laser en cavité faibles pertes (coupleur de transmission 1.4 %) en utilisant un coupleur possédant un fort dichroïsme et ainsi illustrer la bonne adéquation entre le modèle théorique développé nous donnant une puissance intracavité de 67 W et la réalisation expérimentale nous donnant une valeur de 68 W.

4.2 La génération de seconde harmonique

D'après les expériences présentées dans la section précédente, nous voyons que conformément aux simulations, la puissance intracavité reste limitée. Ainsi, afin d'obtenir une conversion non linéaire efficace, le choix du cristal opérant la génération de seconde harmonique est crucial dans le dimensionnement du système.

Dans cette section, nous présentons une comparaison des cristaux non linéaires permettant d'effectuer le doublement de fréquence à cette longueur d'onde ; le but étant d'établir lequel de ces cristaux possède le plus grand potentiel. Ensuite, nous introduisons le montage expérimental utilisé et détaillons les résultats obtenus ainsi que les limitations observées.

4.2.1 Un point clé : Le choix du cristal non linéaire

Les cristaux non linéaires les plus couramment utilisés pour effectuer le doublement de fréquence autour de 879 nm sont le triborate de lithium LiBO_3 ou LBO, le triborate de bismute BiBO_3 ou BiBO et le niobate de potassium KNbO_3 . Ces cristaux ont pour avantages d'être commerciaux, possèdent une

croissance cristalline maîtrisée et sont vendus à des prix abordables. Leurs propriétés physiques sont désormais bien connues, et nous proposons une comparaison de celles-ci dans le tableau 4.2.

Le niobate de potassium attire plus particulièrement notre attention par la possibilité d'un accord de phase de type I non critique à cette longueur d'onde de travail, pour une coupe suivant l'axe a. En effet, l'accord de phase non critique présente deux principaux avantages à la génération de seconde harmonique. Tout d'abord, l'acceptance angulaire est infinie au premier ordre ; il est alors possible de focaliser fortement l'onde fondamentale dans le cristal et ainsi augmenter l'efficacité de conversion. Ensuite, l'angle de double réfraction (ou walk-off) est nul permettant l'utilisation de cristaux de grande longueur, là encore ayant pour effet l'augmentation de l'efficacité de conversion. Ajoutons à cela que le niobate de potassium possède un coefficient non linéaire (d_{eff}) 13.8 fois plus grand que celui du LBO et 3.9 fois plus important que celui du BiBO, il semble le candidat idéal pour effectuer le doublement de fréquence d'un laser possédant une faible puissance intracavité.

Cristal	Angle de coupe	Température (K)	Acceptance thermique (K.cm)	d_{eff} (pm/V)	Acceptance angulaire (mrad.cm)	Acceptance spectrale (nm.cm)	Walk-off (mrad)
LBO	$\theta = 90^\circ$ $\phi = 24.4^\circ$	300	8.04	0.79	3.99	2.7	13.72
BiBO	$\theta = 157.4^\circ$ $\phi = 90^\circ$	300	1.77	3.53	0.99	0.81	49.03
KNbO ₃	Accord de phase non critique	369	0.30	13.7	∞	0.22	0

TABLE 4.2 – Comparaison des cristaux non linéaires couramment utilisés pour une génération de seconde harmonique 880/440 nm en accord de phase type I

Valeurs calculées à l'aide du logiciel SNLO [SNLO]

Les seules limitations pouvant être mises en avant sont l'acceptance spectrale de ce cristal ainsi que son acceptance thermique. En effet, pour ces deux critères, les valeurs présentées par le niobate de potassium sont relativement faibles (tab. 4.2). Si nous considérons un cristal de KNbO₃ de longueur 10 mm, l'acceptance spectrale maximale autorisée pour la génération de seconde harmonique est de 220 pm. Ainsi, du fait de la grande largeur du spectre d'émission (mesurée à 310 pm à mi hauteur, fig. 4.7.b) une partie de l'onde fondamentale ne sera pas convertie. De même, la température du cristal devra être régulée à une précision de 0.3°C.

Malgré tout, nous avons décidé d'utiliser un cristal de KNbO₃ coupé suivant l'axe a (permettant un accord de phase non critique) de longueur 10 mm.

Apparté sur les cristaux à quasi accord de phase :

En 1989, Lim et al. démontrent la possibilité d'effectuer le doublement de fréquence à l'aide d'un nouveau type de cristaux non linéaires : les cristaux à quasi-accord de phase [Lim 89] . Nous ne rentrerons pas dans le détail de cette technologie, cependant il est important de noter que ces cristaux possèdent des efficacités de conversion "redoutables" et sont de féroces concurrents aux cristaux standards présentés ci-dessus. Malgré tout leur approvisionnement n'est pas des plus aisé, peu de compagnies les commercialisent, et la technologie de fabrication complexe influence énormément sur leur prix de vente. Ayant la possibilité d'utiliser un cristal non linéaire en accord de phase non critique, l'usage de cristaux à quasi-accord de phase ne trouve donc pas de réelle justification.

4.2.2 Montage expérimental, résultats et observations

La source de pompe et le cristal de Nd :GdVO₄ utilisés sont les mêmes que précédemment ; seule la cavité a été modifiée. En effet, nous utilisons désormais une cavité à quatre miroirs, possédant un deuxième rayon de col où nous positionnons le cristal non linéaire monté sur un support dont la température est contrôlée par un élément Peltier. Afin d'obtenir une cavité de grande finesse à 879 nm tout en réalisant la sélectivité spectrale et en évitant l'oscillation laser à 912 nm, nous utilisons deux miroirs filtres M_3 et M_4 dont la courbe de transmission théorique est donnée en insert de la figure 4.13.

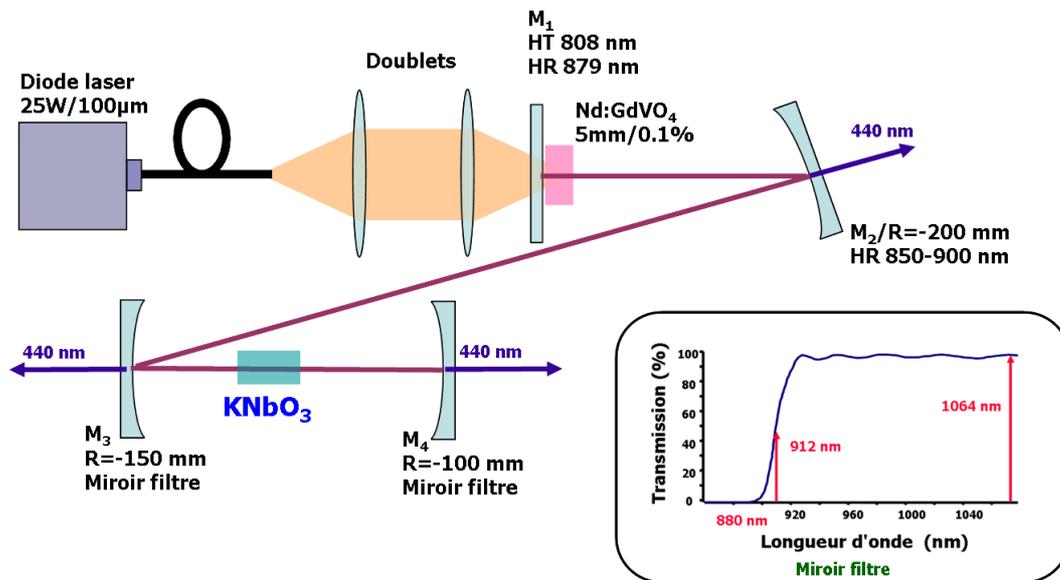


FIGURE 4.13 – Montage expérimental et transmission des miroirs filtres (insert)

A l'aide de ce montage expérimental nous avons réussi à produire une puissance de 300 mW (cumulée sur trois voies de sorties présentées sur la figure 4.13) autour de 440 nm (les miroirs n'étant pas optimisés dans le bleu pour ne générer qu'une seule voie de sortie), avec une qualité spatiale de

faisceau équivalente à celle mesurée dans l'infrarouge ($M^2 < 1.5$), et polarisée linéairement (en accord avec un accord de phase de type I).

Malheureusement il nous a été impossible de relever une courbe d'efficacité de la puissance doublée en fonction de la puissance de pompe. En effet, nous avons observé lorsque nous diminuons la puissance de pompe incidente, un décalage de la longueur d'onde d'émission reporté dans le tableau 4.3.

Sachant que l'acceptance spectrale d'un cristal de KNbO_3 de longueur 10 mm, pour le doublement de fréquence à 880 nm est de 220 pm (tab. 4.2), nous voyons qu'il est important de réajuster la température du cristal pour retrouver l'accord de phase. Ceci explique donc pourquoi il était difficile de relever une courbe d'efficacité montrant l'évolution de la puissance à 440 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm.

Puissance de pompe (W)	Longueur d'onde d'émission (nm)
23	879.3
16	879.7
15	880.2
11.7	880.4

TABLE 4.3 – Décalage de la longueur d'onde d'émission avec la puissance de pompe incidente

Remarque : l'explication du décalage de la longueur d'onde d'émission avec la puissance de pompe pourrait être liée au fait que le pic d'émission de la transition à trois niveaux soit légèrement décalé vers les hautes longueurs d'onde comparativement au pic d'absorption. Bien que les spectres à notre disposition laissent présager ce phénomène [Czeranowsky 02], la précision de ceux-ci ne permet tout de même pas d'être formel sur cette explication. Ce phénomène peut paraître étonnant car généralement les pics d'émission et d'absorption sont situés à la même longueur d'onde. Cependant, dans le cas du Nd :GdVO₄, le niveau $^4F_{3/2}$ (niveau haut de la transition) n'est pas dégénéré (comparativement aux cristaux de Nd :YAG ou de Nd :YVO₄). Une levée partielle de la dégénérescence pourrait expliquer ce décalage de la longueur d'onde d'émission.

Conclusions et perspectives

Nous avons donc démontré dans l'ensemble de cette partie, qu'il était possible de faire osciller une transition à trois niveaux dans un cristal dopé aux ions néodyme en pompage direct par diode ; l'efficacité du système étant suffisante pour réaliser un doublement de fréquence intracavité et ainsi générer un laser bleu à 440 nm.

Grace à une étude théorique poussée effectuée à l'aide de simulations numériques, nous avons pu identifier les points clés de l'optimisation d'une telle architecture. Nous avons quantifié l'importance de la luminance de la source de pompe et ainsi choisi le système de pompage adapté. De même, nous avons optimisé les dimensions du cristal (longueur/concentration) afin d'obtenir une grande puissance intracavité, tout en limitant les répercussions d'éventuels effets parasites (upconversion / problèmes thermiques) ou d'une erreur de conception liée aux incertitudes de la spectroscopie.

D'un point de vue expérimental, nous avons extrait à 879 nm une puissance 2.4 fois plus importante que celle obtenue par Herault et al., à savoir 1.9 W, limité par la diffraction. De par le dimensionnement effectué nous avons réduit le gain à 912 nm au seuil de l'oscillation laser à 879 nm, et donc facilité la sélectivité spectrale ; nous avons ainsi pu faire fonctionner la transition à trois niveaux en continu dans une cavité de haute finesse dédiée au doublement de fréquence intracavité. A l'aide de ce montage expérimental nous avons obtenu 300 mW à 440 nm, cumulés sur trois voies de sortie.

Certaines limitations ont été observées qui peuvent néanmoins être contournées :

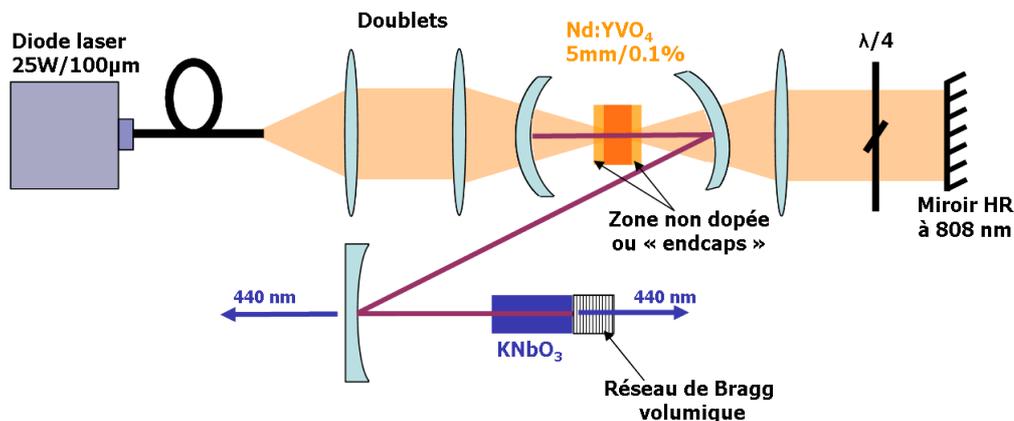
Prémièrement, étant donné la nécessité d'atteindre l'intensité de pompe de transparence à la sortie du cristal laser pour éviter les effets de la réabsorption, la puissance absorbée dans le cristal de Nd :GdVO₄ est intrinsèquement limitée. La mise en place d'un système de recyclage de la pompe pourrait singulièrement augmenter l'efficacité du laser en regard de la puissance de pompe incidente. En effet, à l'heure actuelle, nous avons mesuré une absorption saturée de 35 %, et une absorption non saturée (absorption en fonctionnement laser) de 52 %. Ce coefficient d'absorption est faible, et n'est pas uniquement lié à la nature à trois niveau du système. Rappelons le, l'absorption dans un cristal de Nd :GdVO₄ est polarisée (absorption plus importante suivant l'axe π que suivant l'axe σ). Or la diode laser de pompe que nous utilisons ne l'est pas. Si bien que la moitié de la puissance utile n'est pas efficacement absorbée dans le cristal. C'est pourquoi il serait intéressant de retourner la polarisation de la pompe recyclée, afin que la puissance de pompe non absorbée (au premier passage) suivant l'axe σ soit absorbée efficacement lors du deuxième passage (car étant alors orientée suivant l'axe π).

Cependant, un recyclage de pompe implique une puissance absorbée plus grande. Nous avons pu

constater expérimentalement la présence d'une lentille thermique aux effets non négligeables. Augmenter la puissance absorbée pourrait conduire à un système aux performances dégradées (puissance plus faible, mauvaise qualité spatiale de faisceau) du fait des effets thermiques. L'utilisation de cristaux composites possédant une partie non dopée jouant le rôle de dissipateur pourrait être une méthode simple pour minimiser ces effets indésirables.

La dernière limitation observée concerne le spectre d'émission. Celui-ci est plus large que l'acceptance spectrale du cristal non linéaire (310 pm à mi-hauteur pour une acceptation de 220 pm) et se décale avec la puissance de pompe dans une cavité de haute finesse. Ces deux éléments pourraient être résolus par l'utilisation d'un réseau de Bragg volumique (VBG en anglais). Il est désormais possible de se procurer commercialement ce type de réseaux aux performances remarquables (efficacité de diffraction de 99.2 % pour une largeur à mi-hauteur de 170 pm) [Optigrate], sachant que leur utilisation en cavité laser a déjà été largement démontrée [Vorobiev 08].

Le montage expérimental résultant de ces améliorations serait le suivant :



Montage expérimental optimal

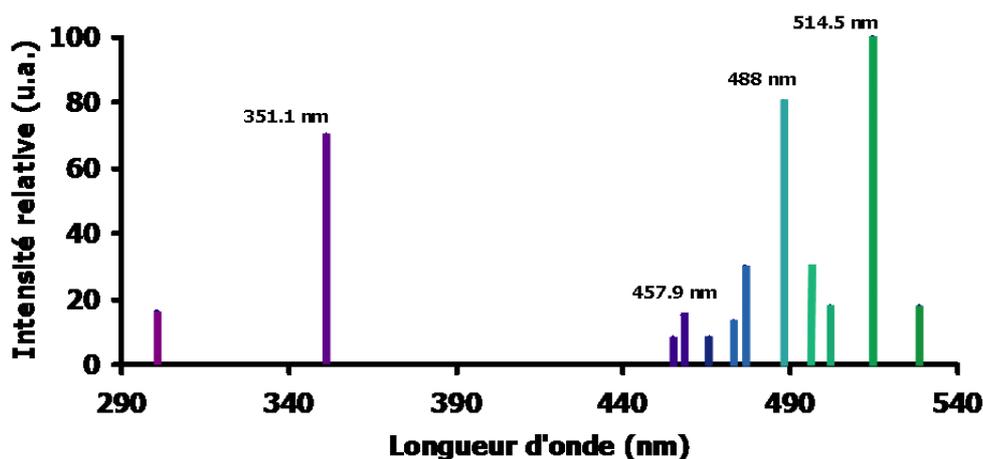
La dernière étape serait l'intégration en un micro-laser pompé par une diode laser mono-ruban polarisée. Cette configuration permettrait une réduction significative des pertes passives et améliorerait l'efficacité du système.

Deuxième partie

Pompage en intracavité de cristaux dopés ytterbium pour une émission laser autour de 980 nm

Introduction

Le premier effet laser dans un gaz d'argon ionisé fut démontré en 1964 par William Bridges [Bridges 64]. Depuis lors, ce laser a su conquérir une place importante tant dans les laboratoires de recherche que dans l'industrie de par les nombreuses applications qu'il peut couvrir. En effet, on peut constater à l'aide de la figure ?? que les lasers à argon présentent une large gamme de longueurs d'onde, permettant leur utilisation dans les domaines de la stéréolithographie et de l'inspection de wafer (raies UV), de l'holographie (raies visibles bleu-vert), mais aussi toutes les applications liées aux biosciences, et plus particulièrement la spectroscopie de fluorescence.



Raies d'émission d'un laser à argon

La raie à 488 nm est largement utilisée car elle correspond au pic d'absorption du marqueur de fluorescence GFP (Green Fluorescent Protein). Le remplacement de ces lasers à gaz, en particulier à cette longueur d'onde, représente un enjeu industriel considérable. C'est pourquoi depuis quelques années la recherche de solutions alternatives, dans une gamme de puissance entre 20 et 500 mW, est au coeur de nombreux travaux.

Dans un premier chapitre nous détaillerons l'ensemble de ces solutions, pour finalement proposer l'utilisation de la transition à trois niveaux des cristaux dopés ytterbium émettant autour de 980 nm. Ainsi par doublement de fréquence, il est possible d'obtenir une oscillation laser visible proche de

488 nm. Bien que le pompage direct par diode de cette transition à trois niveaux soit possible (selon le guide de conception de la première partie), le deuxième chapitre propose un nouveau concept de pompage : le pompage en intracavité. Nous présenterons les avantages liés à ce procédé et effectuerons un état de l'art historique de celui-ci. Dans un troisième chapitre plus théorique nous expliciterons les clés de fonctionnement de cette architecture en développant un modèle de simulation que nous appliquerons au cristal d'Yb :S-FAP et dégagerons l'intérêt du pompage en intracavité face aux autres type de pompage. Nous procéderons dans un quatrième chapitre à la mise en oeuvre de cette solution, en essayant de corroborer observations expérimentales et tendances dictées par la théorie. Nous appliquerons enfin le pompage en intracavité au cristal d'Yb :KYW ; celui-ci est plus facilement "approvisionnementnable". Il émet à une longueur d'onde moins décalée, permettant une oscillation laser plus proche de 488 nm. Cette solution ouvrira la perspective d'un produit industriel. En guise de conclusion, nous reviendrons sur les principaux résultats théoriques et expérimentaux relatifs au pompage en intracavité de transitions à trois niveaux, et nous envisagerons de nouveaux développements destinés à améliorer les performance de cette architecture.

Chapitre 1

Etat de l'art des sources lasers solides émettant autour de 488 nm

Dans l'état de l'art que nous proposons, trois types de technologies seont successivement abordées. Nous débutons par les lasers à semiconducteurs pour continuer avec les sources lasers fibrées et finalement terminer par les lasers à cristaux massifs.

1.1 Sources lasers à base de matériaux semiconducteurs

Dans cette section, nous présentons les solutions solides à base de matériaux semiconducteurs. Nous commençons notre comparaison avec les diodes laser à base de GaN émettant directement à 488 nm, pour ensuite envisager la solution consistant à doubler en fréquence en extracavité une diode laser émettant à 976 nm ; enfin nous terminons par la technologie maitresse à ce jour, à savoir les OPSL (Optically Pumped Semiconductor Laser) doublés en intracavité. En bilan de cette section, nous constaterons que les tendances sont totalement inversées par rapport à l'émission à 442 nm abordée en première partie de ce manuscrit.

1.1.1 Les diodes lasers à base de nitrure de gallium émettant directement à 488 nm

Comme nous l'avons évoqué dans la première partie, la difficulté de réalisation d'une diode laser à base de puits quantiques en InGaN, tient en la grande pureté cristalline nécessaire à son bon fonctionnement. Or cette pureté cristalline est d'autant plus difficile à obtenir que le désaccord de maille entre le substrat en GaN et les puits quantiques est important. Le décalage de la longueur d'onde vers le vert se faisant par l'augmentation de la concentration d'indium, celui-ci s'accompagne obligatoirement d'une augmentation du désaccord de maille. C'est pourquoi les premières diodes laser émettaient autour de 400 nm et ce n'est qu'avec l'amélioration des techniques d'épitaxie qu'elles purent être décalées autour de 442 nm. Il est désormais possible de se procurer des diodes laser proposant un rayonnement à 488 nm [Nichia] ; néanmoins les puissances disponibles (en échantillon de test) restent à ce jour faibles, de l'ordre de 20 mW et la durée de vie n'est pas spécifiée.

1.1.2 Diodes lasers émettant dans l'infrarouge et doublées en fréquence

La première expérience de doublement de fréquence en extracavité d'une diode laser fut réalisée en 1989 par Webjörn et al. à la longueur d'onde de 416.5 nm (soit 833 nm divisé par 2) [Webjörn 89]. Malgré l'utilisation d'un cristal non linéaire à guide d'onde en quasi-accord de phase (ppLiNbO₃), l'efficacité de conversion restait limitée (0.7%) du fait de la faible puissance couplée dans le cristal.

Par chance, les diodes laser émettant autour de 980 nm ont connu d'importants développements de par leur utilisation pour le pompage des amplificateurs à fibre dopés erbium (EDFA). Ainsi, de nombreuses technologies visant à améliorer la luminance furent testées à cette longueur d'onde, et il est désormais possible de trouver des diodes lasers délivrant 2.5 W autour de 980 nm, stabilisées en longueur d'onde (largeur spectrale 12 pm) avec une bonne qualité spatiale de faisceaux ($M^2 \sim 2$). Du fait de cette singulière amélioration les dernières expériences de doublement de fréquence démontrent des efficacités de conversion non linéaire de 16.8 % pour une puissance générée à 488 nm de l'ordre de 400 mW (avec une puissance incidente de 2.5 W) [Uebernicketal 08]. Le schéma d'une telle expérience est présentée en figure 1.1.

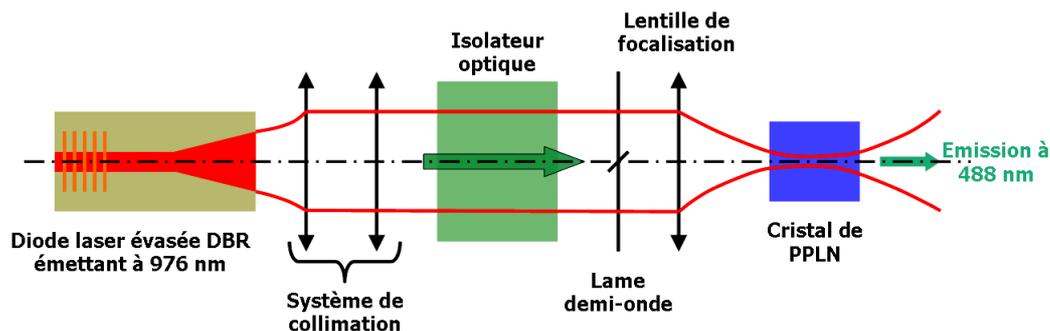


FIGURE 1.1 – Doublement extracavité d'une diode laser évasée stabilisée en longueur d'onde

L'intégration sur micro-banc optique a récemment été présentée, démontrant des efficacités de conversion moins importantes (autour de 8% pour 500 mW générés à 488 nm avec une puissance incidente de 6 W), mais une très grande compacité (50x25x8 mm³) [Paschke 09]. Nous voyons donc que cette technologie semble prometteuse d'un point de vue industriel. La société JDSU propose un produit délivrant une puissance de 20 mW dans un profil spatial TEM_{0,0} [JDSU]. Malheureusement, lors de l'augmentation de puissance, la qualité spatiale de faisceaux se dégrade; en effet les diodes lasers utilisées possèdent une direction dont la propagation se fait en limite de diffraction, en revanche la direction orthogonale est souvent multimode, avec un paramètre M^2 allant de 2 (pour les diodes délivrant autour de 2.5 W) à 7 (pour les diodes délivrant 6 W). Cette mauvaise qualité spatiale à la longueur d'onde fondamentale se reporte alors sur la qualité spatiale à la longueur d'onde doublée.

1.1.3 Semiconducteurs pompés optiquement, doublés en fréquence en intracavité

La première source laser à base de semiconducteur pompé optiquement fut développée en 1996 par Sandusky et al. [Sandusky 96]. Ce type de structure généralement fabriqué par épitaxie est réalisé

de la manière suivante : Un miroir de Bragg (hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser, et à la longueur d'onde de pompe) est déposé sur un substrat. On accole à ce miroir une zone active constituée d'un empilement de couches semiconductrices réalisant les fonctions de barrières et de puits quantiques (cf fig. 1.2). Un traitement antireflet est déposé sur la surface de la structure émettrice ainsi obtenue ; on utilise alors une cavité externe pour obtenir l'oscillation. Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières, les électrons libres ainsi générés migrent dans les puits ou ils se recombinent pour donner lieu à des photons lasers.

Les trois principaux avantages de cette technologie sont la flexibilité en longueur d'onde liée à l'utilisation de puits quantiques (longueur d'onde définie par le dimensionnement du puits), la possibilité d'émettre avec un profil spatial gaussien TEM_{0,0} du fait de la cavité externe, et l'augmentation en puissance facilitée grâce aux avantages de la structure équivalente à un disque mince (faible épaisseur permettant un meilleur refroidissement, mais aussi l'utilisation de diodes de pompe de forte puissance, mais possédant une mauvaise qualité spatiale de faisceau).

De nombreux travaux ont été réalisés autour de cette technologie, mais nous ne citerons ici que ceux de la société Coherent, qui à l'heure actuelle se pose en leader mondial de la technologie des OPS-VECSEL (laser à semiconducteur pompé optiquement à cavité externe et émettant par la surface). La figure 1.2 présente le schéma de principe d'un laser à semiconducteur pompé optiquement émettant à 976 nm doublé en intracavité avec un cristal de LBO.

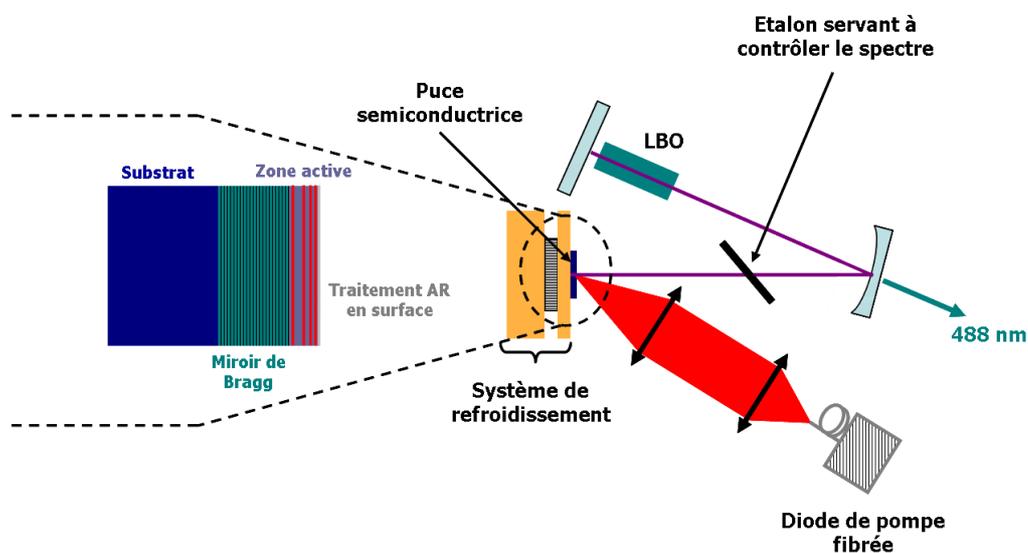


FIGURE 1.2 – Schéma de fonctionnement d'un laser OPS Coherent et détail de la structure de la puce semiconductrice

A l'aide d'un tel montage une puissance de 30 W a été obtenue à 976 nm (sans le cristal non linéaire) et une puissance de 15 W à 488 nm après conversion de fréquence [Chilla 04]. De plus, Coherent propose commercialement des lasers délivrant jusqu'à 500 mW à 488 nm [Coherent] ; un premier prototype de laser monofréquence a été présenté cette année [Bell 09] ; cette caractéristique étant nécessaire pour certaines applications telles la spectroscopie Raman, la cytométrie de flux ou l'holographie.

Les lasers à semiconducteurs pompés optiquement apparaissent comme de très bons candidats au remplacement des laser à argon ; les performances réalisées à ce jour sont exceptionnelles, cependant la technologie semiconductrice mise en jeu reste complexe et seules certaines compagnies telles que Coherent la maîtrisent.

1.2 Sources lasers fibrées

Dans cette section nous présentons les technologies fibrées permettant d'obtenir un rayonnement laser à 488 nm. Dans une première partie, nous traitons d'une solutions permettant une émission directe dans le visible de par le procédé d'upconversion, pour ensuite détailler les solutions plus classiques de doublement de fréquence à l'aide d'un cristal non linéaire.

1.2.1 Laser à upconversion pour une émission directe à 488 nm

Dans un schéma laser classique, le photon de pompe est plus énergétique que le photon laser émis. C'est pourquoi pour une pompe émettant dans l'infrarouge, il est nécessaire d'utiliser un cristal non linéaire pour atteindre le domaine visible. Cependant, il existe des procédés pour passer outre ce schéma classique et obtenir un effet laser visible en pompant dans l'infrarouge : l'upconversion.

Il existe trois processus d'upconversion ; l'absorption par état excité, le transfert d'énergie coopératif entre atomes et le phénomène d'avalanche de photons [Joubert 99]. Nous ne détaillerons pas les principes de fonctionnement de ces différentes architectures, le seul élément important à retenir est la nécessité pour les ions activateurs de posséder de nombreux niveaux métastables avec des temps de vie suffisamment longs. Les ions les plus couramment utilisés sont les ions thulium (Tm^{3+}), erbium (Er^{3+}) et praséodyme (Pr^{3+}).

Les procédés d'upconversion sont des phénomènes possédant une faible probabilité et démontrent donc des seuils élevés. C'est pourquoi la technologie fibrée est bien adaptée car elle permet de confiner la pompe sur une faible surface tout en maintenant une grande longueur d'interaction avec le milieu. Il a donc été démontré à l'aide de cette technologie une puissance de 204 mW à 480 nm, dans une fibre ZBLAN dopée aux ions thulium [Faucher 07]. De même avec une fibre co-dopée Yb^{3+} et Pr^{3+} , 150 mW à 491 nm ont été obtenus [Zellmer 99]. Néanmoins cette technologie souffre de problèmes de durée de vie. En effet, des phénomènes de photo-blanchiment apparaissent après un temps plus ou moins long de fonctionnement relatif à la puissance circulant dans le bleu.

1.2.2 Laser à fibre dopé aux ions ytterbium et doublés en fréquence

Les lasers à fibre ont démontré ces dernières années un grand potentiel pour la génération de fortes puissances en régime continu couplées à des qualités de faisceaux remarquables. Il s'avère que les ions ytterbium possèdent une forte section efficace d'émission à la longueur d'onde de 976 nm (dans

la silice). Malgré le caractère trois niveaux de cette transition (et donc la forte section efficace d'absorption à 976 nm) de nombreuses études ont été effectuées sur la réalisation de sources lasers fibrées émettant autour de cette longueur d'onde (Spectroscopie en figure 1.3).

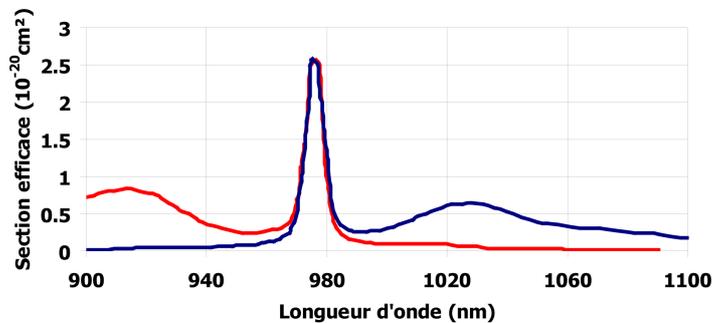


FIGURE 1.3 – Spectre d'absorption (rouge) et d'émission (bleu) de l'ion ytterbium dans la silice

Comparativement aux diodes lasers, les puissances extraites à 976 nm sont bien plus importantes en régime continu, avec des qualités spatiales de faisceaux approchant la limite de diffraction. Le seul inconvénient est là encore l'obligation d'effectuer le doublement de fréquence en extracavité. En effet, la réalisation d'une cavité de haute finesse est rendue difficile du fait de la réinjection du signal dans la fibre. Les pertes par couplage réduiraient la puissance intracavité accessible. De plus, avec l'augmentation de la puissance intracavité, les effets non linéaires (absents en régime d'extraction) augmenteraient significativement et dégraderaient les performances laser.

De nombreuses technologies de fibres ont été développées que nous présentons successivement dans cette section et dont nous donnons les avantages et inconvénients pour la génération d'une oscillation laser efficace à 976 nm. A des fins de comparaisons entre ces diverses technologies, nous relevons la puissance et l'efficacité à la longueur d'onde fondamentale, et dans les rares cas où la génération de seconde harmonique est réalisée, nous en donnons les résultats.

1.2.2.1 Fibres monomodes

Historiquement, les premières fibres utilisées pour obtenir une oscillation laser à 976 nm furent les fibres dites "monomodes". Dans ce type de fibres, pompe et laser se propagent dans le même coeur dopé aux ions ytterbium. De ce fait la densité de puissance de pompe est confinée sur un très faible diamètre (allant de 2 à 5 μm) réduisant la puissance nécessaire pour atteindre la transparence du milieu à quelques milliwatts (7 mW pour une fibre de 5 μm de diamètre de coeur pompée à 915 nm[Bouchier 05a]). Avec une telle fibre, la plus grande puissance démontrée par Bouchier et al. fut de 2 W à 976 nm (pour 3 W à 914 nm) possédant un profil spatial monomode transverse et une largeur spectrale de 20 pm à mi-hauteur. Après injection dans un cristal à quasi-accord de phase de $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, une puissance de 83 mW à 488 nm a pu être réalisée [Bouchier 05c].

Le principal désavantage de cette solution concerne la source de pompe qui constitue un véritable frein à la montée en puissance de cette technologie. En effet, afin d'injecter la pompe dans la fibre

monomode, il est nécessaire que celle-ci possède une très bonne qualité spatiale de faisceau (M^2 proche de 1). Ainsi, bien que des diodes de forte puissance existent à 915 nm, il est impossible de les utiliser tant leur luminance est faible. Il est donc toujours nécessaire de réaliser un laser intermédiaire transformant un faisceau de pompe multimode en un faisceau monomode, ceci nuisant à l'efficacité globale du système et le rendant difficilement industrialisable.

1.2.2.2 Fibres double coeur

Afin de pouvoir utiliser des diodes laser de plus forte puissance pour le pompage, les fibres à double coeurs sont apparues dans les années 90. Celles-ci présentées en figure 1.4, possèdent toujours un coeur dopé de faible diamètre pour maintenir une émission laser monomode, mais laissent se propager la pompe dans un coeur multimode (comprenant le coeur dopé) permettant un couplage plus aisé avec des diodes de faible luminance.

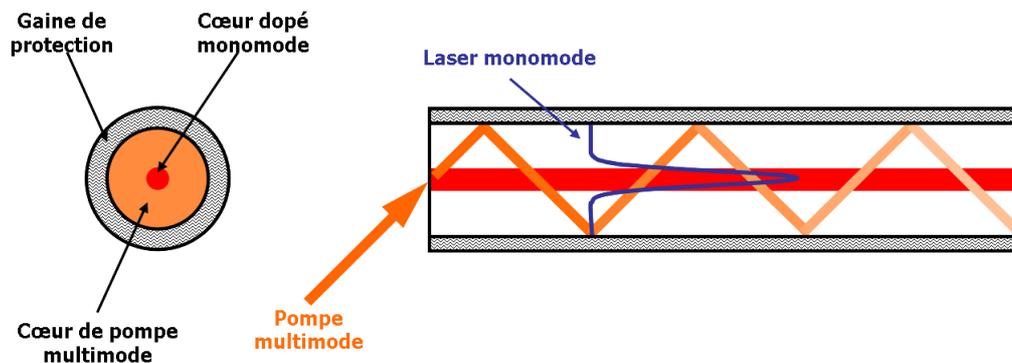


FIGURE 1.4 – Illustration d'une fibre double-cœur (DC)

Initialement développées pour l'amplification des lasers à 1030 nm, ces fibres furent testées pour une émission laser autour de 976 nm et démontrent une puissance de 800 mW pour une puissance de pompe de 2.2 W [Kurkov 01]. La baisse d'efficacité (en comparaison avec les fibres monomodes) tient au mauvais recouvrement entre le faisceau de pompe (se propageant dans un coeur de 25 μm) et le faisceau signal (confiné dans un coeur de 6 μm). Dans la littérature, il n'est pas fait état d'une expérience de doublement de fréquence en sortie d'une telle fibre. Nous voyons donc que l'utilisation de fibres à doubles coeurs n'a pas permis une plus grande extraction de puissance à 976 nm (le diamètre du coeur de pompe restant relativement faible, empêchant l'utilisation des diodes de très forte puissance), mais a rendu possible le pompage par diodes lasers. Cette technologie peut être considérée comme la transition avec les fibres à cristaux photoniques que nous présentons dans le paragraphe suivant.

1.2.2.3 Fibres à cristaux photonique PCF

La principale limitation liée aux fibres à doubles coeurs tient au faible facteur de recouvrement entre le coeur de pompe et le coeur dopé. En effet, pour coupler des diodes laser de pompe de forte puis-

sance (et donc de faible luminance), il est nécessaire d'avoir un coeur de pompe de diamètre important (150 à 200 μm); en revanche pour maintenir une émission monomode transverse, le diamètre de coeur dans une fibre standard ne peut excéder quelques microns. Les fibres PCF permettent de s'affranchir de cette dernière condition en minimisant la différence d'indice entre le coeur dopé et sa gaine, permettant alors d'augmenter le diamètre de coeur (jusqu'à 80 μm) tout en maintenant un profil d'émission gaussien. Cette très faible différence d'indice est obtenue en réalisant une gaine en silice possédant des trous d'air (fig. 1.5).

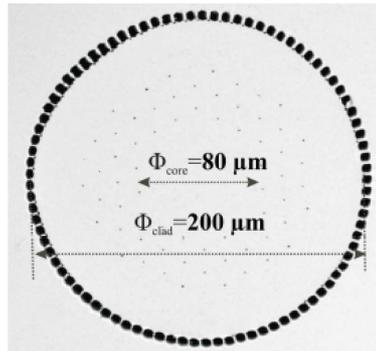


FIGURE 1.5 – Photographie d'une fibre PCF

Les premières réalisations de lasers autour de 976 nm à l'aide de cette technologie débutent en 2001. Renaud et al. démontrent une puissance de 120 mW pour une puissance de pompe de 1.3 W [Renaud 01]. Deux ans plus tard une puissance de 3.5 W est réalisée pour une puissance de pompe de 9.4 W à 915 nm, soit une efficacité de 42 % [Ylä-Jarkko 03]. Dans les deux cas, les coeurs de pompe restent de faible diamètre, respectivement 42 μm et 28 μm pour des coeurs dopés de 14 μm et 28 μm . Très récemment, à l'aide d'une fibre PCF dite rod-type, possédant un coeur de pompe de 200 μm et un coeur dopé de 80 μm , une puissance de 96 W a pu être obtenue pour une puissance incidente de 225 W (seuil à 18 W), soit une efficacité de 48 % [Boullet 08].

Les fibres PCF à très large coeur ouvrent donc la possibilité d'obtenir de très grandes puissances autour de 980 nm avec une très bonne qualité spatiale de faisceau, chose qui était impossible avec les deux précédentes technologies (fibres monomodes et fibres à double-coeur standards). Même s'il n'est pas fait état d'une expérience de doublement de fréquence à l'aide d'une telle source dans la littérature, il est certain que la puissance accessible dans le bleu, à l'aide d'une configuration de doublement de fréquence en extracavité serait de plusieurs watts.

1.2.2.4 Conclusion quant à la technologie fibrée

Nous voyons donc que la technologie des fibres est particulièrement adaptée à la réalisation de lasers à trois niveaux. En effet, de par le confinement de la pompe sur un faible diamètre, l'intensité de pompe de transparence est très facilement atteinte sur une grande longueur (évite donc les effets de la divergence en pompage par diode). Cependant cette technologie souffre de plusieurs problèmes

pour la réalisation de sources visibles à base de doublement de fréquence facilement intégrables et compactes.

Si on utilise une fibre monomode, la source de pompe doit être limitée par la diffraction afin d'injecter efficacement dans le cœur. Ceci représente une grande contrainte d'intégration ; la sensibilité à l'injection de la pompe est très importante, et le système global est onéreux. De plus les puissances démontrées à 976 nm ne sont pas plus importantes que celles réalisées à l'aide de diode laser. La génération de seconde harmonique se faisant en extracavité, nous voyons donc qu'il est préférable, d'un point de vue du rendement électrique/optique et de la facilité d'intégration d'utiliser des diodes laser pour cette gamme de puissance.

Rem : le fait d'utiliser des fibres double cœur permet un pompage par diode de celles-ci réduisant la contrainte sur la source de pompe ; néanmoins là encore les diodes laser restent des concurrents redoutables de par les performances récemment démontrées.

Le réel intérêt de la technologie fibrée apparaît avec les fibres PCF à très large cœur ("rod-type"). En effet, il est alors possible de pomper à l'aide de sources de très faible luminance mais de très forte puissance. Les puissances extraites à 976 nm sont alors bien plus importantes, et la qualité spatiale de faisceau est sans comparaison avec celle des diodes laser. De très fortes puissances sont potentiellement réalisables dans le visible, malgré un doublement de fréquence en extracavité. Cependant ce genre de système est peu compact (car les fibres PCF ne peuvent se plier), et n'est finalement pas adapté au remplacement des sources lasers émettant entre 20 et 500 mW à 488 nm.

1.3 Sources lasers à bases de cristaux massifs

Dans cette troisième section nous envisageons les solutions reposant sur le pompage par diode de cristaux massifs. Bien que l'upconversion (présenté plus haut) soit une solution d'émission directe dans le visible, il apparaît que ce phénomène est encore moins efficace dans les cristaux que dans les fibres. C'est pourquoi nous ne traiterons pas cette possibilité dans ce chapitre. En revanche deux solutions à base de conversion non linéaire seront successivement abordées. La première consiste en la somme de fréquence de deux longueurs d'ondes issues de cristaux dopés aux ions néodyme, tandis que la deuxième repose sur le doublement de fréquence de l'oscillation de la transition à trois niveaux dans les cristaux dopés ytterbium.

1.3.1 Somme de fréquence de deux transitions du néodyme

La somme de fréquence est une alternative au doublement de fréquence lorsque celui-ci est difficilement réalisable, ou impossible si aucune source laser n'émet à la bonne longueur d'onde dans l'infrarouge. Historiquement, Shichijyo et al ont démontré le premier dispositif expérimental permettant d'obtenir une puissance de 20 mW à 490 nm en faisant la somme de fréquence d'un laser Ti :Sa émettant à 910 nm dans la cavité d'un laser Nd :YVO₄ pompé par diode émettant à 1064 nm [Shichijyo 94]. Dix ans plus tard, Johansson remplace le laser à Ti :Sa par une diode laser émettant

170 mW dans un faisceau monomode transverse à 915.7 nm et démontre une puissance de 27 mW dans le visible [Johansson 04].

Par la suite, Herault et al ont démontré une puissance de 300 mW à 491 nm à l'aide d'une source laser à cavité imbriquée (fig. 1.6).

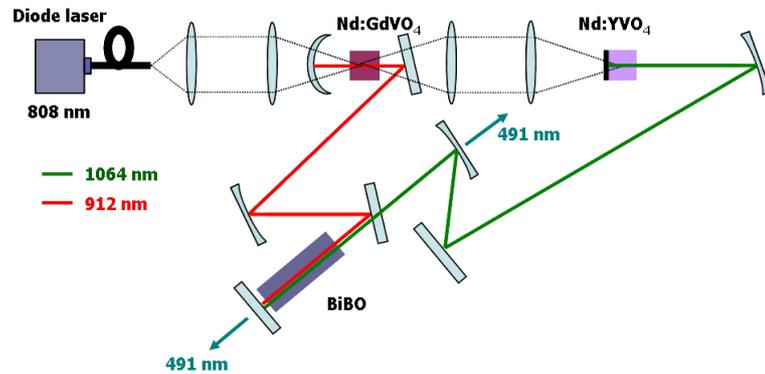


FIGURE 1.6 – Source laser à 491 nm à cavité imbriquée [Herault 05]

La pompe est injectée dans un cristal de Nd :GdVO₄ émettant dans une cavité à 912 nm. La puissance de pompe non absorbée est recyclée, remise en forme et réinjectée dans un deuxième cristal de Nd :YVO₄ oscillant dans une deuxième cavité à 1064 nm. Les deux cavités possèdent une partie commune dans laquelle est positionné un cristal non linéaire de BiBO permettant de réaliser la somme de fréquence intracavité aux deux longueurs d'onde. Ce procédé est relativement efficace car il permet d'optimiser les deux lasers de manière totalement indépendante. Néanmoins, d'un point de vue industriel ce concept est difficilement intégrable vue sa complexité. La société Cobolt propose un produit délivrant une puissance de 100 mW à 491 nm à l'aide d'un montage expérimental simplifié présenté en figure 1.7.

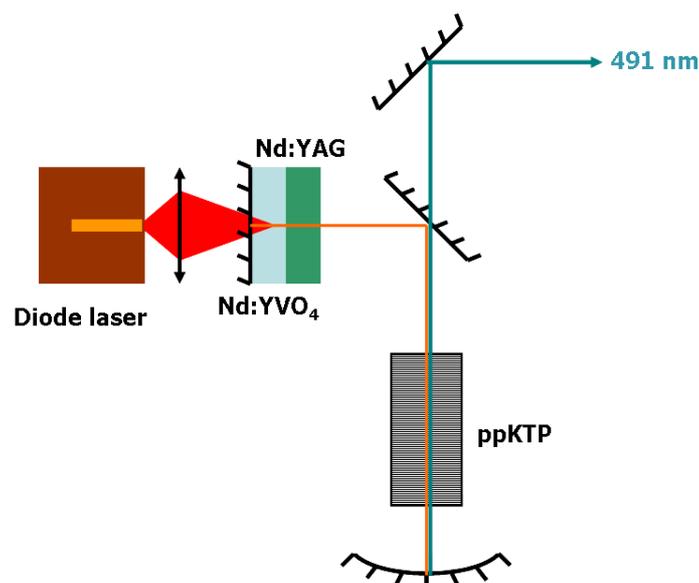


FIGURE 1.7 – Dispositif expérimental d'un laser Cobolt Calypso délivrant 100 mW à 491 nm

En effet, en accolant les deux cristaux de Nd :YAG et de Nd :YVO₄ il est possible de pomper les deux matériaux tout en s'affranchissant du système de recyclage et de ré-injection présenté en figure 1.6. De plus les deux longueurs d'onde (914 nm et 1064 nm) oscillent dans la même cavité et se recouvrent donc parfaitement dans le cristal non linéaire à quasi-accord de phase de ppKTP.

A l'heure actuelle, la solution basée sur la somme de fréquence est un concurrent sérieux aux OPSL doublés. En effet, bien que les puissances obtenues restent inférieures à la technologie semiconductrice, les propriétés en termes de largeur spectrale et de qualité spatiale de faisceau sont comparables. De plus, la possibilité d'obtenir un régime impulsionnel déclenché utile pour certaines applications a déjà été démontrée à l'aide de cette configuration [Herault 08] ; régime qu'il est impossible d'obtenir dans un laser à semiconducteur pompé optiquement du fait du faible temps de vie des porteurs avant leur recombinaison.

1.3.2 Doublement de fréquence de la transition à trois niveaux des cristaux dopés ytterbium

Comme nous l'avons montré dans la partie relative aux sources lasers fibrées, les ions ytterbium possèdent une transition à trois niveaux émettant autour de 980 nm. Il serait donc possible d'envisager une architecture basée sur le doublement de fréquence en intracavité de cette oscillation. Cependant, le caractère à trois niveaux de la transition complique le système. En effet, quelques années avant ces travaux de thèse, l'oscillation laser autour de 980 nm à l'aide des cristaux d'Yb :Sr₅(PO₄)₃F ou Yb :SFAP et d'Yb :KY(WO₄)₂ ou Yb :KYW avait été démontrée. Cependant dans les deux cas, le pompage à l'aide d'un laser Ti :Sa simplifiait énormément la problématique. Les puissances obtenues pour ces deux cristaux étaient respectivement de 250 mW à 985 nm pour une puissance incidente de 1.4 W [Yiou 03b] et 526 mW à 981 nm pour une puissance de pompe de 2.2 W [Bouchier 05b]. En revanche aucune expérience de génération de seconde harmonique n'est reportée dans ces travaux.

1.4 Conclusion

De par l'état de l'art effectué précédemment nous constatons que la technologie des OPSL semble s'imposer face aux autres technologies. En effet, elle cumule efficacité, facilité d'intégration et une très bonne qualité spatiale et spectrale (après insertion de filtres pour affiner). Néanmoins, la technologie semiconductrice à la base du système n'est pas disponible commercialement et seules peu de compagnies la maîtrisent. A l'heure actuelle, les autres technologies semiconductrices (diodes GaN ou diodes laser doublées), ou les sources fibrées ne sont pas encore au même niveau de performance.

Le concurrent direct à ces OPSL sont les sources à bases de cristaux dopés néodyme. Ces sources ont démontré des performances suffisantes pour le remplacement des lasers à argon, et ont pour avantage de n'utiliser que des composants commerciaux pour leur réalisation. Quelques années avant ces travaux de thèse, l'oscillation laser sur la transition à trois niveaux des cristaux dopés ytterbium avait été démontrée en pompage par laser Ti :Sa dans notre équipe, et il nous a semblé intéressant et logique d'étudier cette solution en pompage par diode.

Chapitre 2

Le pompage en intracavité de cristaux dopés aux ions ytterbium, une solution alternative

Nous avons démontré dans la première partie de ce manuscrit la possibilité de pomper directement par diode une transition à trois niveaux dans les cristaux dopés aux ions néodyme. Il serait donc possible de réaliser la même expérience dans les cristaux dopés ytterbium en suivant la même procédure d'optimisation. Cependant un nouveau concept de pompage, facilement réalisable dans les cristaux dopés ytterbium nous semblait adapté à la mise en oeuvre des systèmes à trois niveaux : le pompage en intracavité. Le chapitre suivant est dédié à l'explication du concept ainsi qu'à son état de l'art.

2.1 Présentation du concept et intérêt pour le pompage de transitions à trois niveaux

La principale difficulté dans la réalisation d'une source laser à trois niveaux efficace réside dans la capacité à dépasser l'intensité de pompe de transparence tout en maintenant un bon recouvrement entre la pompe et le signal, et en privilégiant une absorption optimale. C'est pourquoi la technologie des fibres permettait d'obtenir de très bonnes performances.

Avec une technologie à base de cristaux massifs, il est possible, contrairement à une technologie fibrée, de doubler la fréquence en intracavité. Le critère important est donc, comme en première partie, de maximiser la puissance dans la cavité pour obtenir le meilleur rendement de conversion. Si nous considérons que la transparence est atteinte tout au long du cristal laser, on trouve que la puissance intracavité a la dépendance suivante :

$$P_{intracavité} \propto \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}} \cdot \frac{(I_{P_{incident}} - I_{P_{seuil}})}{I_{P_{incident}}} \cdot \Gamma_{laser/pompe} \cdot P_{abs} \quad (2.1)$$

Elle est donc proportionnelle au défaut quantique $\frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}}$, au recouvrement entre la pompe et le signal laser $\Gamma_{laser/pompe}$, à la puissance absorbée P_{abs} et finalement à la différence entre l'intensité de pompe incidente et l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil. Or dans le cadre d'un laser à trois niveaux, $I_{P_{seuil}}$ peut se décomposer suivant deux termes qui physiquement sont bien distincts :

$$I_{P_{seuil}} = I_{P_{tr}} + I_{P_{pertescavité}} \quad (2.2)$$

Le premier terme traduit la nécessité d'atteindre la transparence, le deuxième est relatif aux pertes intrinsèques de la cavité qu'il faut compenser pour obtenir l'oscillation laser. Comme nous travaillons dans des cavités de haute finesse, l'intensité nécessaire à la compensation des pertes est minime face à l'intensité nécessaire pour atteindre la transparence du milieu. Nous voyons donc que pour augmenter la puissance intracavité d'un laser à trois niveaux, il est important d'avoir une intensité de pompe toujours très grande face à l'intensité de pompe de transparence

Comparons les différents types de pompage à notre disposition (fig. 2.1)

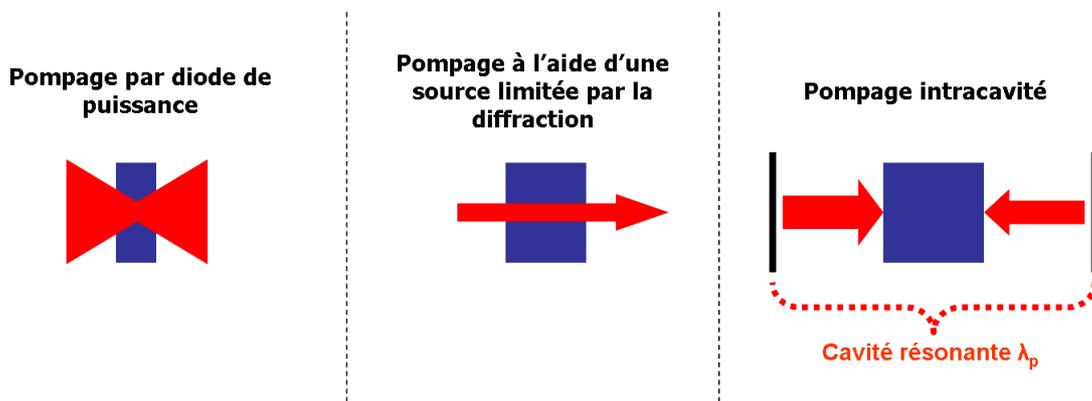


FIGURE 2.1 – Comparaison des différents type de pompage

Pompage direct par diode :

Bien qu'il soit désormais possible d'obtenir de fortes intensités de pompe au point de focalisation d'une diode laser, nous avons vu dans la partie précédente que la forte divergence de ces diodes réduisait la longueur de milieu utilisable et donc l'efficacité globale. Ceci est dû au double effet de la divergence, qui tend à réduire le recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau signal, forçant à utiliser des cristaux relativement courts (et donc peu absorbants) afin d'atteindre la transparence en tout point (plus particulièrement à la fin du cristal).

Pompage à l'aide d'un laser limité par la diffraction (Ti :Sa par exemple) :

En utilisant une source de pompe limitée par la diffraction, on réduit singulièrement la divergence. Ceci permet d'utiliser des cristaux plus longs, et d'améliorer le recouvrement spatial entre la pompe et le signal. Malheureusement ce gain de luminance est contrebalancé par la perte en puissance de pompe incidente. En effet, la puissance délivrée par les systèmes commerciaux (Ti :Sa continus par exemple) ne dépasse généralement pas 5 W. De plus, dans cette configuration de pompage, l'intégration en un

produit compact est délicate (deux lasers à dimensionner et à intégrer), et le rendement à la prise finalement moins bon du fait des nombreux étages de conversion.

Configuration de pompage en intracavité :

Plaçons le milieu à trois niveaux dans une cavité Fabry-Perot de haute finesse oscillant à une longueur d'onde où le cristal absorbe. La cavité définit un mode gaussien proche de la limite de diffraction si bien que la source de pompe du milieu à trois niveaux possède un faible excès de divergence ($M^2 \sim 1$). De plus, la puissance à l'intérieur de la cavité Fabry-Perot est très importante permettant de dépasser facilement l'intensité de pompe de transparence. Enfin, si nous nous plaçons dans une cavité linéaire, la pompe est naturellement recyclée, augmentant ainsi la puissance absorbée. Le pompage en intracavité semble donc bien adapté pour le pompage de laser à trois niveaux car il permet d'améliorer chaque terme de l'équation 2.1.

Dans le paragraphe suivant, nous proposons un état de l'art historique de ce procédé afin de montrer le cadre de son utilisation, son évolution et mettre ainsi en avant l'originalité de l'application du pompage en intracavité aux sources lasers à trois niveaux.

2.2 Etat de l'art et originalité du pompage en intracavité

La première publication relative au pompage en intracavité date de l'année 1973. Gapontsev et al. démontrent la possibilité de pomper un verre codopé erbium-ytterbium à la longueur d'onde de 1054 nm, en introduisant celui-ci dans la cavité d'un laser à base de verre dopé aux ions néodymes pompé par lampe flash [Gapontsev 73]. En guise d'illustration, nous proposons le schéma expérimental en figure 2.2. Il faut attendre l'année 1990 pour que Anthon et al. reprennent le procédé afin d'en améliorer les performances en optimisant le recouvrement entre pompe et signal [Anthon 90]. C'est alors que le pompage en intracavité connaît un réel intérêt. En effet, la demande de sources autour de 2.1 μm place l'ion holmium sur le devant de la scène. Cependant celui-ci souffre d'une spectroscopie problématique, l'empêchant d'être pompé par diode. Une première alternative à ce problème est le codopage à l'aide d'ions thulium Tm^{3+} . Ceux-ci pompés à 785 nm (longueur d'onde des diodes AlGaAs), transfèrent leur énergie aux ions holmium. Cependant le codopage engendre des problèmes d'upconversion qui réduisent le temps de vie du niveau métastable et donc augmentent le seuil d'oscillation laser en régime continu (et limitent les performances en régime déclenché). Une autre solution consiste à utiliser deux cristaux différents. Le premier dopé aux ions thulium est pompé par diode à 785 nm et émet autour de 1.9 μm . Cette émission sert alors à pomper le cristal dopé aux ions holmium qui devient le siège d'une oscillation laser autour de 2.1 μm . Cependant ce schéma de pompage étant peu efficace, une solution fut d'appliquer le concept du pompage en intracavité. La première démonstration dans le cadre de cette application fut réalisée en 1992 en pompage par $\text{Ti}:\text{Sa}$, démontrant ainsi la faisabilité du concept de pompage en intracavité "Tm-Ho" [Stoneman 92]. Très rapidement le pompage par diode dans diverses configurations est réalisé [Bollig 98, So 06].

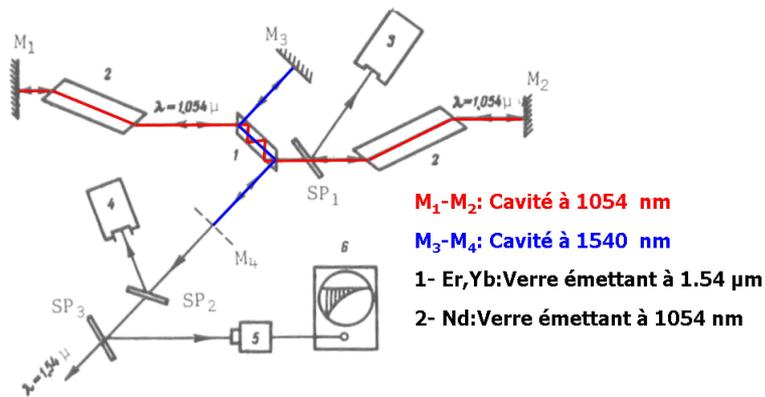


FIGURE 2.2 – Schéma expérimental de la première réalisation de pompage intracavité [Gapontsev-73]

Rem : Il est intéressant de noter que lors d'une de ces expériences, un comportement "auto-impulsionnel" du système a été observé ; l'idée suggérée étant que le cristal dopé aux ions holmium jouerait le rôle d'absorbant saturable, impliquant alors un régime déclenché (ou Q-switch) sur le laser à base d'ions thulium. Celui-ci devenant impulsionnel, le laser à base d'ions holmium expérimente alors un régime de commutation de gain (ou gain switch) [Schellhorn 03].

Nous voyons donc que le pompage en intracavité a initialement été utilisé dans l'infrarouge lointain, soit pour le pompage des ions erbium (émission autour de 1.5 µm voir 1.634 µm [Spariosu 94]) soit pour le pompage des ions holmium (émission autour de 2.1 µm).

Cependant ce concept a récemment été transposé dans le proche infrarouge avec les travaux de thèse de Emilie Herauld. En effet, afin de simplifier le montage expérimental présenté en figure 1.6, un cristal de Nd :GdVO₄ et un cristal de Nd :YVO₄ sont utilisés (fig. 2.3).

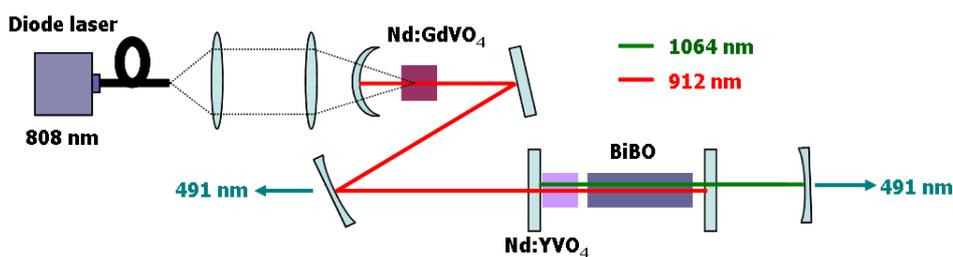


FIGURE 2.3 – Montage expérimental du premier laser émettant à 1064 nm pompé intracavité à 912 nm

Le premier, pompé par diode, émet à 912 nm. Dans cette cavité est alors introduit le deuxième cristal. La très faible absorption à 912 nm couplée à la très forte puissance intracavité à cette longueur d'onde permet d'obtenir un effet laser à 1063 nm dans une deuxième cavité, imbriquée à la première. En introduisant un cristal non linéaire dans la partie commune aux deux cavités, il est alors possible de réaliser un laser à 491 nm. Ce montage expérimental est présenté en figure 2.3.

Nous nous proposons dans la suite de ce manuscrit d'appliquer le pompage en intracavité aux cristaux dopés ytterbium afin de réaliser une source laser autour de 980 nm.

2.3 Application aux cristaux dopés aux ions ytterbium

Les cristaux dopés aux ions ytterbium possèdent une large bande spectrale d'absorption s'étendant (généralement) entre 900 et 960 nm. Cette bande correspond exactement aux transitions à quasi-trois niveaux des cristaux dopés aux ions néodyme. Le schéma structural du pompage en intracavité que nous proposons est donc le suivant (fig. 2.4).

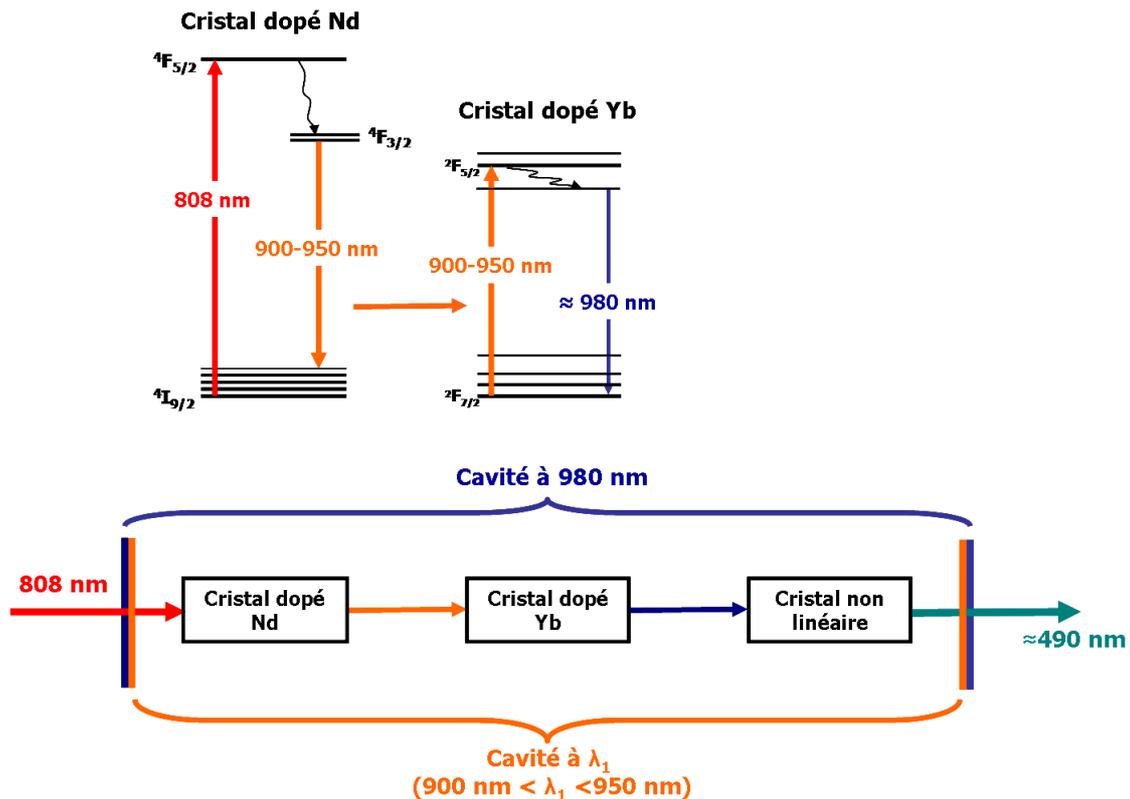


FIGURE 2.4 – Schéma structural du pompage en intracavité de cristaux dopés aux ions ytterbium

Un premier cristal dopé aux ions néodyme est pompé par diode autour de 800 nm et ré-émet dans la bande 900-960 nm sur une transition à quasi-trois niveaux ; nous appellerons par la suite ce premier laser, le laser primaire. Dans cette cavité nous insérons un cristal dopé aux ions ytterbium, absorbant à la longueur d'onde d'oscillation et ré-émettant autour de 980 nm. Afin de simplifier le montage expérimental présenté par Herault [Herault 08], nous utilisons une unique cavité résonnante aux deux longueurs d'onde. Ainsi, nous réalisons une cavité de haute finesse efficace à 980 nm. Afin d'augmenter l'efficacité de conversion non linéaire, nous introduisons le cristal non linéaire dans la cavité pour effectuer la génération de seconde harmonique et ainsi obtenir un laser émettant autour de 490 nm.

Dans le chapitre suivant, nous proposons une étude théorique permettant de comprendre le fonctionnement du pompage en intracavité et d'en comparer les performances avec les autres type de pompage (pompage direct par diode ou par laser limité par la diffraction), le but étant de démontrer tout l'intérêt de ce concept.

Rem : Une question se pose naturellement à ce point du manuscrit : "Pourquoi ne pas avoir appliqué le pompage en intracavité aux cristaux dopés aux ions néodymes ?". La réponse est relativement simple, la spectroscopie n'est pas adaptée. En effet le but initial est, rappelons le, de réaliser un laser pompé par diode. Dans le cadre d'un pompage en intracavité, il est donc nécessaire de réaliser une source laser pompée par diode émettant à une longueur d'onde à laquelle le milieu à trois niveaux est susceptible d'absorber. Or pour les ions néodyme, cela revient à construire un laser oscillant autour de 800 nm. Seuls les cristaux de Ti :Sa et les colquirites dopées aux ions chromes (ex : Cr :LiSAF) sont susceptibles de fournir une telle longueur d'onde. Or nous avons vu dans la première partie tous les problèmes relatifs à ces deux cristaux et à leur pompage.

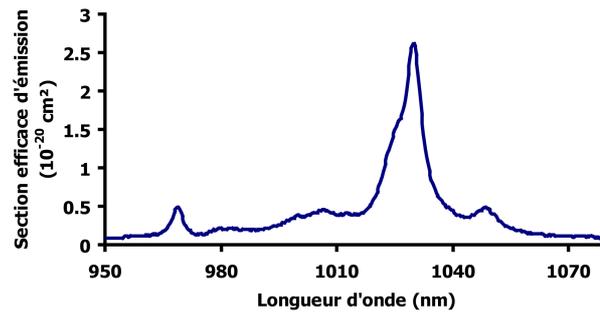
Chapitre 3

De l'intérêt du pompage en intracavité, théorie et comparaison aux autres modes de pompage

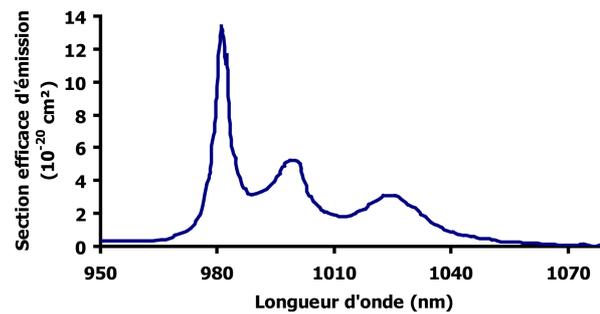
En comparaison avec le pompage direct par diode, le pompage en intracavité présente deux étages lasers bien distincts et intrinsèquement liés. Afin de dimensionner le système global, il est nécessaire de définir chacun des sous-systèmes. Dans une première partie, nous justifions l'utilisation d'un cristal d'Yb :S-FAP comme milieu à gain à trois niveaux pour démontrer le concept du pompage en intracavité dans le proche infrarouge et ainsi réaliser un laser à 985 nm. Une fois ce choix justifié, nous présentons une étude théorique autour de ce cristal permettant de motiver son pompage à 914 nm à l'aide d'un cristal de Nd :YVO₄ pompé par diode. Nous effectuons alors une modélisation du système global et en déduisons la puissance intracavité accessible, que nous comparons aux autres types de pompage.

3.1 Pourquoi l'Yb :S-FAP : le problème de la sélectivité spectrale

Le pompage en intracavité est un moyen de dépasser les problèmes liés à la faible luminance de la source de pompe. Cependant certains problèmes sont toujours présents, notamment celui de la sélectivité spectrale (pour forcer le laser à opérer sur la raie à trois niveaux). Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons réussi à dépasser cette limitation à l'aide de miroirs réalisant le rôle de filtres spectraux sélectionnant la transition à trois niveaux. Cependant dans le cadre des cristaux dopés aux ions ytterbium, ce problème est beaucoup plus difficile à surmonter. En effet, les spectres d'émission des cristaux dopés ytterbium sont en général très larges et continus, allant d'environ 980 nm (transition à trois niveaux) à plus de 1050 nm (transition à quasi-trois niveaux). Une explication détaillée de cette spectroscopie caractéristique aux ions ytterbium est présentée dans les travaux de [Jacquemet 05]. En guise d'illustration, les figures 3.1.a et 3.1.b représentent les spectres d'émission des cristaux d'Yb :YAG et d'Yb :KYW.



(a) Yb :YAG



(b) Yb :KYW

FIGURE 3.1 – Exemple de spectres d'émission de cristaux dopés aux ions ytterbium

Afin de s'affranchir du problème de sélectivité spectrale, nous avons décidé d'utiliser un cristal de la classe des fluoroapatites, l' $\text{Yb}:\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ ou $\text{Yb}:\text{SFAP}$. Ce cristal fut développé au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) en 1994 dans le but de l'utiliser pour la chaîne laser Mercury [Payne 94]. Son principal atout par rapport aux autres cristaux dopés ytterbium est son spectre d'émission présenté en figure 3.2.a et 3.2.b présentant deux raies distincts relativement fines à 985 nm (transition à trois niveaux) et 1047 nm (transition à quasi-quatre niveaux) sans émission intermédiaire.

De par ce spectre d'émission, il est facile d'envisager d'opérer la sélectivité spectrale à l'aide de miroirs dichroïques hautement réfléchissants à 985 nm et de haute transmission à 1047 nm. De plus l'oscillation à 985 nm ayant déjà été démontrée en pompage par $\text{Ti}:\text{Sa}$ dans une cavité possédant un faible niveau de pertes (transmission du coupleur de l'ordre de 7%) [Yiou 03b], ceci laisse présager la possibilité d'obtenir un effet laser à 985 nm dans une cavité de haute finesse. En pompage direct par diode, seul le régime quasi-continu a été démontré à 985 nm et à 492.5 nm après génération de seconde harmonique [Bayramian 00] et [Jeffries 06].

Nous proposons donc d'utiliser le pompage en intracavité pour démontrer une oscillation laser efficace en régime continu à 985 nm en pompage indirect par diode, dans un cristal d' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$. Pour ce faire, il nous faut désormais définir la longueur d'onde de pompe, objet de la section suivante.

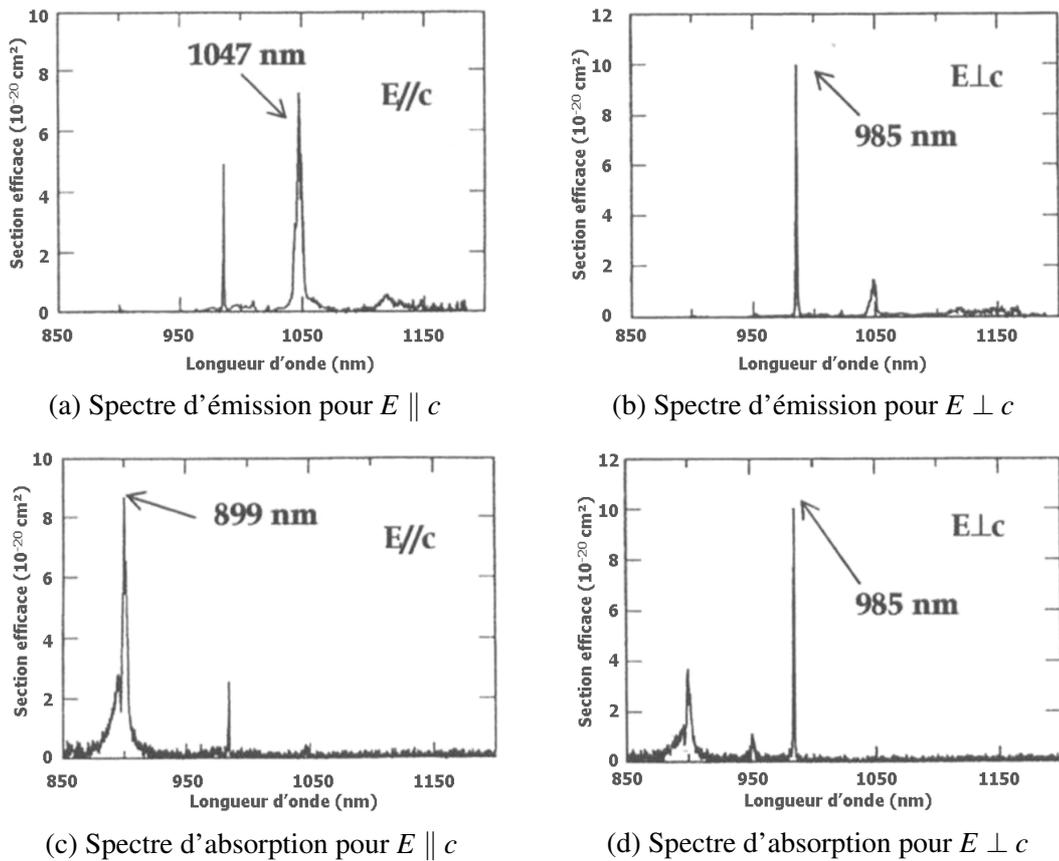


FIGURE 3.2 – Spectres d'émission et d'absorption d'un cristal d'Yb :S-FAP

3.2 Un choix difficile : la longueur d'onde de pompe

3.2.1 Champs des possibles

Afin de pouvoir décider de la longueur d'onde de pompe et donc du cristal dopé aux ions néodyme à utiliser, superposons au spectre d'absorption de l'Yb :S-FAP les raies d'émission à quasi-trois niveaux des cristaux de Nd :YAG, Nd :YVO₄ et Nd :GdVO₄.

Contrairement aux autres cristaux dopés aux ions ytterbium, le spectre d'absorption de l'Yb :S-FAP est relativement étroit, centré autour de 900 nm (à l'exception du pic d'absorption à 985 nm correspondant à la transition à trois niveaux). La majorité des transitions du néodyme sont comprises dans la bande d'absorption à l'exception des transitions à 938 et 946 nm du Nd :YAG.

Le nombre de possibilités pour la réalisation du pompage en intracavité étant élevé, une première sélection consiste à retirer les transitions dont la longueur d'onde est inférieure à 900 nm. En effet, ces transitions correspondent à des architecture à quasi-trois niveaux profondes ou à trois niveaux. Ayant démontré dans la partie précédente qu'il était difficile d'optimiser de telles structures et d'obtenir de grandes puissances intracavité en pompage par diode, elles semblent peu adaptées au pompage en intracavité d'un laser à trois niveaux.

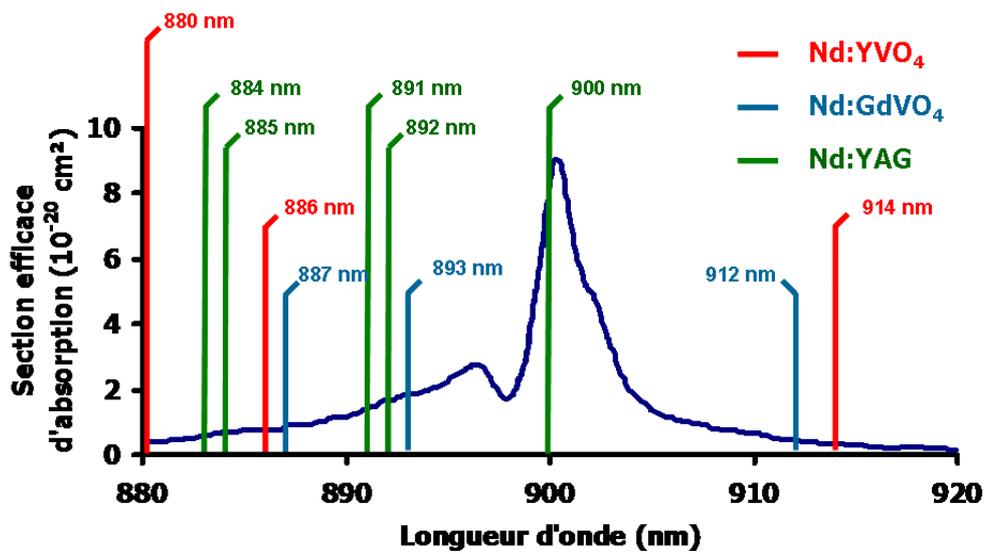


FIGURE 3.3 – Superposition du spectre d’absorption de l’Yb :S-FAP aux raies quasi-trois niveaux des trois principaux cristaux dopés aux ions néodyme

Nous voyons donc qu’il reste deux possibilités. La première consiste à pomper proche du pic d’absorption, en utilisant une raie à quasi-trois niveaux du Nd :YAG émettant à 900 nm [Castaing 07]. La seconde revient à pomper dans la traine d’absorption à 912 ou 914 nm, à l’aide des transitions du Nd :GdVO₄ ou du Nd :YVO₄. Dans le paragraphe suivant, nous avançons une étude théorique ainsi que des arguments pratiques permettant de justifier le choix d’un pompage dans la traine d’absorption.

3.2.2 Première comparaison des deux possibilités

Si nous nous référons à l’équation 2.1, la puissance intracavité est proportionnelle à plusieurs éléments. Le défaut quantique, le recouvrement pompe/signal, la puissance absorbée et la différence entre intensité de pompe incidente et intensité nécessaire pour atteindre la transparence. Concernant le défaut quantique, la différence est très faible entre un pompage au pic d’absorption (900 nm) et un pompage dans la traine (914 nm). De même, le recouvrement pompe/signal est un paramètre extérieur au choix de la longueur d’onde de pompe, fixé par la géométrie de cavité utilisée.

En revanche, l’intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence du milieu, comme la puissance absorbée dans l’Yb :S-FAP, sont dépendants de l’étage primaire mis en oeuvre pour le pompage en intracavité. C’est pourquoi dans la suite de ce paragraphe nous comparons les deux possibilités de pompage en regard de ces deux critères.

3.2.2.1 Comparaison des intensités de pompe de transparence

Le tableau 3.1 présente les valeurs spectroscopiques utilisées pour les calculs ainsi que les intensités de pompe de transparence respectives pour un pompage au pic d’absorption (900 nm) ou dans la traine (914 nm).

	λ_p (nm)	σ_{ap} (cm ²)	σ_{al} (cm ²)	σ_{el} (cm ²)	τ (s)	I_{pr} (kW/cm ²)
Nd :YAG	900	$9 \cdot 10^{-20}$	10^{-19}	10^{-19}	$1.4 \cdot 10^{-3}$	2.2
Nd :YVO ₄	914	$0.33 \cdot 10^{-20}$	10^{-19}	10^{-19}	$1.4 \cdot 10^{-3}$	57.8

TABLE 3.1 – Comparaison des intensités de pompe de transparence pour un pompage à 900 ou 914 nm

Nous constatons l'existence d'un facteur 26 entre les deux intensités de pompe de transparence lié à la faible section efficace d'absorption de la pompe à 914 nm. L'importance de ce facteur rend légitime la question du choix de la longueur d'onde de pompe et tendrait à favoriser un pompage au maximum d'absorption pour un laser à trois niveaux. Néanmoins, nous verrons par la suite que le choix n'est pas aussi évident.

3.2.2.2 Comparaison des puissances absorbées

Dans le cadre d'un pompage en intracavité la puissance absorbée peut de manière simple s'écrire comme le produit de la puissance intracavité de l'étage primaire, et de l'absorption du cristal d'Yb :S-FAP (Eq. 3.1).

$$P_{absorbée} = P_{intra\lambda_p} \cdot Absorption \quad (3.1)$$

Cependant ces deux grandeurs sont interdépendantes et ne peuvent donc être optimisées de manière séparée. En effet, si on augmente l'absorption du cristal (en changeant le taux de dopant et/ou en augmentant la longueur), on augmente les pertes dans la cavité du laser primaire, et de ce fait la puissance intracavité diminue. Le cristal joue donc le rôle de miroir de sortie : la puissance n'est pas extraite de la cavité mais elle est absorbée dans le cristal dopé ytterbium. De manière analogue au choix du coupleur optimale, il existe une valeur optimale d'absorption dépendant des conditions de pompage. Afin de déterminer à quelle longueur d'onde nous allons pomper le cristal d'Yb :S-FAP, nous allons donc simuler la puissance que l'on pourrait absorber dans chacune des configurations.

Nous comparons dans cette section le pompage en intracavité de l'Yb :S-FAP, à 900 nm (étage primaire en Nd :YAG) et à 914 nm (étage primaire en Nd :YVO₄). Nous supposons l'état stationnaire atteint et que le laser fonctionne en régime continu. Le cristal d'Yb :SFAP est modélisé par son absorption sur un aller retour notée *Abs*. Nous utilisons le modèle développé dans la première partie du manuscrit pour calculer la puissance intracavité pour chaque valeur d'absorption. Le critère de convergence étant d'égaliser l'expression du gain suivante :

$$G = \frac{1}{(1 - Abs) \cdot (1 - L_{passives})} \quad (3.2)$$

Les transitions que nous simulons pour l'étage primaire sont des transitions à quasi-trois niveaux dont le niveau bas est relativement éloigné du niveau fondamental. Les valeurs spectroscopiques utilisées sont répertoriées dans le tableau 3.2. Afin de pouvoir comparer les deux configurations, nous avons optimisé chacun des étages primaires (diamètre du mode de pompe, diamètre du mode laser et

longueur du cristal dopé néodyme) en considérant une source de pompe similaire, à savoir une diode laser délivrant une puissance de 20 W non polarisée à 808 nm, couplée dans une fibre de diamètre de coeur 100 μm (soit un M^2 de 43). Le résultat des simulations effectuées est présenté en figure 3.4. Celle-ci décrit la puissance absorbée pour chaque étage primaire en fonction de l'absorption double passage de l'Yb :S-FAP.

	σ_p (cm^2)	σ_{al} (cm^2)	σ_{el} (cm^2)	Temps de vie (s)
Nd :YAG* (à 900 nm)	$4.77 \cdot 10^{-20}$	$1.94 \cdot 10^{-21}$	$8.09 \cdot 10^{-21}$	$230 \cdot 10^{-6}$
Nd :YVO ₄ (à 914 nm) [Herault 07]	$36.4 \cdot 10^{-20}$ (π)	$4.8 \cdot 10^{-21}$	$4.8 \cdot 10^{-20}$	$97 \cdot 10^{-6}$
	$8.14 \cdot 10^{-20}$ (σ)	(π)	(π)	

TABLE 3.2 – Données spectroscopiques nécessaires au calcul

*Spectroscopie effectuée au laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide (LCAES) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris (ENSCP)

Comme nous l'avons envisagé au début de ce paragraphe, il existe une valeur optimale de l'absorption, valeur dépendant du gain de l'étage primaire considéré (Nd :YAG ou Nd :YVO₄). On constate que l'on peut potentiellement absorber une puissance de 4.8 W en pompant à 914 nm pour une absorption double passage de 8 % et seulement 3.1 W en pompant à 900 nm pour une absorption double passage de 5 %. Il semble donc plus intéressant de pomper l'Yb :S-FAP dans la traine car l'étage primaire à base de Nd :YVO₄ possède un gain plus important que l'étage primaire à base de Nd :YAG. De ce fait il est possible d'utiliser un cristal d'Yb :S-FAP plus absorbant tout en maintenant une densité de puissance intracavité élevée.

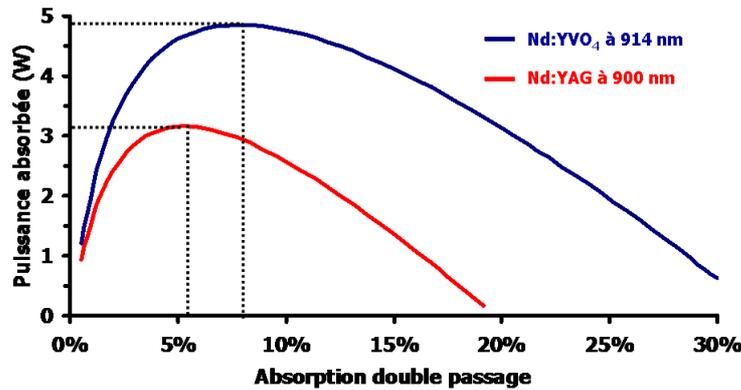


FIGURE 3.4 – Puissance absorbée à 914 nm (bleu) et 900 nm (rouge) en fonction de l'absorption du cristal d'Yb :S-FAP

Nd :YAG : Longueur = 4.5 mm / dopage = 0.5% / $w_p = 75 \mu\text{m}$ / $w_l = 75 \mu\text{m}$ / $L_{passives} = 3\%$
 Nd :YVO₄ : Longueur = 6 mm / dopage = 0.1% / $w_p = 75 \mu\text{m}$ / $w_l = 91 \mu\text{m}$ / $L_{passives} = 3\%$

3.2.2.3 bilan de la comparaison

Au vu des comparaisons effectuées, il est difficile de définir à ce stade de l'étude la longueur d'onde de pompe idéale. En effet, un pompage dans la traine favorise une puissance absorbée plus importante,

car le laser primaire à base de Nd :YVO₄ (914 nm) possède un gain plus important que l'étage primaire à base de Nd :YAG (900 nm). En revanche un pompage au maximum d'absorption permet de réduire l'intensité de pompe de transparence et d'ainsi maximiser sa différence avec l'intensité de pompe incidente. Ne pouvant conclure de manière formelle sur la longueur d'onde de pompe, nous avons développé un modèle de calcul permettant de simuler le système global en fonctionnement laser. Nous présentons celui-ci dans la section suivante et nous l'appliquons afin de conclure quant au choix du laser primaire à utiliser.

3.2.3 Détermination de la longueur d'onde de pompe

Afin de déterminer à quelle longueur d'onde il serait préférable de pomper l'Yb :SFAP, nous avons décidé de simuler à l'état stationnaire le comportement laser à 985 nm du système global ; le but étant alors d'évaluer laquelle des deux possibilités de pompage permettrait d'accéder à la plus grande puissance intracavité à cette longueur d'onde. Cependant la simulation d'un tel système nécessite de modifier le modèle développé dans la première partie. C'est pourquoi dans un premier paragraphe nous expliquons le modèle que nous avons utilisé pour ensuite le mettre en oeuvre afin de simuler l'oscillation laser de la transition à trois niveaux dans l'Yb :S-FAP pour un pompage à 900 nm et un pompage à 914 nm.

3.2.3.1 Principe du calcul

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, la puissance absorbée est proportionnelle au produit de la puissance intracavité du laser primaire par l'absorption du cristal à cette longueur d'onde. Nous avons ainsi déterminé ce que nous appellerons par la suite les points de fonctionnement du laser primaire (fig. 3.4). A une valeur d'absorption du cristal d'Yb :S-FAP correspond une unique valeur de puissance intracavité du laser primaire.

La complication des simulations tient au fait que l'absorption du cristal d'Yb :S-FAP est différente suivant la puissance de pompe injectée et la puissance intracavité à 985 nm, du fait du phénomène de saturation d'absorption dont nous rappelons l'équation (eq. 3.3) :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\sigma_{ap} \cdot \frac{\sigma_{el} \cdot I + \frac{1}{\tau}}{\sigma_{ap} \cdot I_p + (\sigma_{al} + \sigma_{el}) \cdot I + \frac{1}{\tau}} \cdot N_t \cdot I_p \quad (3.3)$$

Ne pouvant présager à l'avance que la puissance intracavité à 985 nm sera suffisante pour dé-saturer totalement l'absorption, il est important de tenir compte de ce phénomène dans les simulations, nous conduisant au modèle que nous présentons (une réflexion plus détaillée sur ce phénomène est présentée dans le paragraphe 3.3.2.1).

Il existe deux niveaux distincts de calcul dans celui-ci. Le niveau le plus bas consiste en la détermination de la puissance intracavité à 985 nm. Pour ce faire nous avons utilisé le modèle présenté en première partie, en considérant désormais que le faisceau de pompe est limité par la diffraction. Cependant, nous avons apporté une modification majeure, à savoir la mise en place d'un recyclage de la

pompe. En effet, lorsque nous plaçons le cristal d'Yb :S-FAP dans la cavité primaire qui est linéaire, le faisceau à 914 nm ou 900 nm fait un aller-retour dans le cristal dopé ytterbium. Nous avons donc tenu compte de cet effet pour les simulations. Ainsi en injectant dans la simulation une puissance de pompe correspondant à la puissance circulante de l'étage primaire, il est possible en utilisant le même algorithme récursif qu'en première partie, de déterminer la puissance intracavité à 985 nm en prenant comme critère de convergence :

$$G_{985} = \frac{1}{1 - L_{passives985}} \quad (3.4)$$

Le deuxième niveau de calcul consiste à vérifier que dans ces conditions de fonctionnement laser à 985 nm nous nous trouvons bien sur un point de fonctionnement de la cavité primaire ; à savoir que pour une puissance intracavité du laser primaire, il existe une unique absorption du cristal d'Yb :S-FAP correspondante (fig. 3.4). Nous avons donc implementé un algorithme global permettant de converger vers une solution où les conditions de fonctionnement (gain compensant les pertes) soient vérifiées pour les deux longueurs d'onde d'oscillation (oscillation laser primaire / oscillation à 985 nm). Cet algorithme est présenté en figure 3.5.

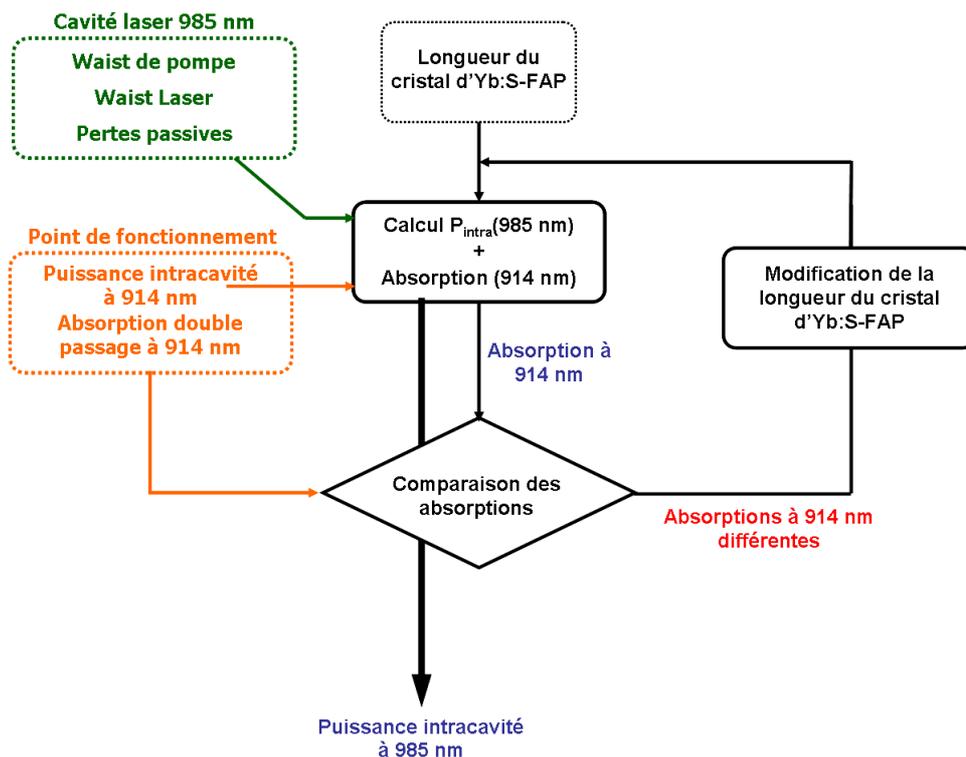


FIGURE 3.5 – Principe du calcul dans le cas d'un pompage intracavité

Tout d'abord nous choisissons un point de fonctionnement de la cavité primaire (cadre orange) ainsi que les conditions de fonctionnement de la cavité à 985 nm ($w_p, w_l, L_{passives985}$) (cadre vert). Nous considérons que le dopage du cristal d'Yb :SFAP est fixé ($1.9 \cdot 10^{19} \text{ ions/cm}^3$), en revanche la longueur de l'échantillon reste à déterminer. Nous fixons initialement une longueur de cristal d'Yb :SFAP

et considérons comme puissance de pompe la puissance intracavité donnée par le point de fonctionnement considéré de la cavité primaire. Nous calculons alors la puissance intracavité à 985 nm ainsi que l'absorption double passage dans le cristal d'Yb :S-FAP en fonctionnement laser. Si l'absorption correspond à celle nécessaire pour se trouver au point de fonctionnement de la cavité primaire, nous conservons la valeur de puissance intracavité à 985 nm. Si l'absorption ne correspond pas au point de fonctionnement, nous modifions la longueur du cristal d'Yb :S-FAP en conséquence et relançons l'ensemble de l'algorithme. Nous voyons donc que le calcul global comporte une double récursivité. La première pour calculer la puissance intracavité à 985 nm, et la deuxième pour obtenir la condition d'oscillation de la cavité primaire. Au terme de plusieurs itérations, nous obtenons la convergence du système.

Remarque : Pour la deuxième récursivité, nous aurions pu travailler à longueur constante et faire changer le taux de dopant, cependant l'Yb :S-FAP étant principalement fabriqué à une concentration, le paramètre le plus pertinent expérimentalement est la longueur.

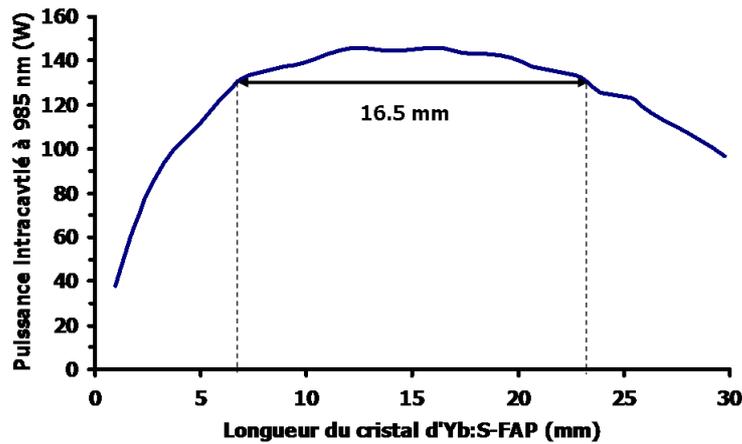
3.2.3.2 Résultats du calcul

A l'issue du calcul, nous obtenons un couple [Longueur du cristal d'Yb :S-FAP, Puissance intracavité à 985 nm] correspondant à un point de fonctionnement de la cavité primaire. Si maintenant nous utilisons cette modélisation pour l'ensemble des points de fonctionnement présentés en figure 3.4, nous obtenons les courbes suivantes (fig. 3.6).

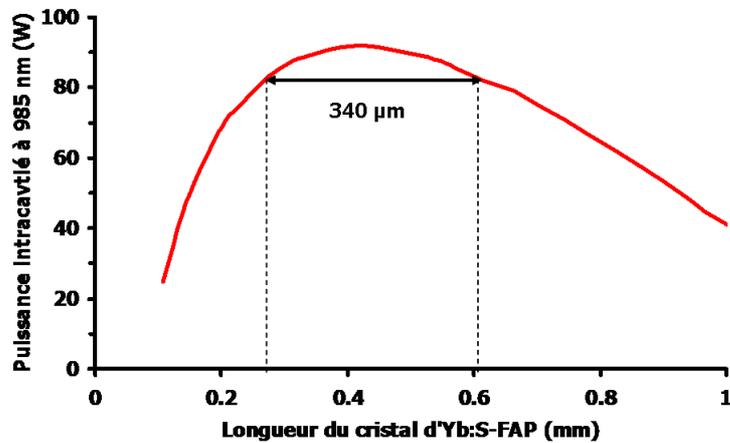
Notons tout d'abord que quelque soit la longueur d'onde de pompe, il existe une longueur du cristal d'Yb :S-FAP (qui diffère en fonction du laser primaire) permettant d'obtenir une puissance intracavité à 985 nm maximale. Pour un pompage à 914 nm, la puissance intracavité maximale (146 W) est atteinte pour un cristal de longueur 15 mm. Comparativement, pour un pompage à 900 nm l'optimum de puissance intracavité (91 W) est obtenu pour un cristal de 0.4 mm environ. La deuxième constatation que nous pouvons faire est la grande tolérance sur la longueur du cristal d'Yb :S-FAP que nous obtenons pour un pompage dans la traine. En effet, si nous tolérons une baisse de 10 % de la puissance intracavité par rapport au maximum accessible, nous obtenons une tolérance de dimensionnement de 16.5 mm pour un pompage dans la traine contre 340 μm pour un pompage au pic.

Rem : Nous pourrions comparer le pompage dans la traine à une baisse virtuelle du taux de dopant, qui en pompage direct par diode, donne le même caractère permissif au dimensionnement du "cristal laser trois niveaux".

Enfin, et ceci tend à être un argument d'ordre expérimental, nous voyons que la longueur optimale pour un pompage au pic d'absorption est de 400 μm . Cette taille de cristal, bien que réalisable (non sans difficultés) est par la suite difficilement manipulable (nécessité de supports mécaniques adaptés) et très difficilement thermalisable. C'est pourquoi il paraît plus simple de pomper dans la traine, où la dimension du cristal est plus classique.



(a)



(b)

FIGURE 3.6 – Puissance intracavité à 985 nm en fonction de la longueur du cristal d’Yb :S-FAP pour un pompage à 914 nm (a) et à 900 nm (b)

$w_p = 50 \mu\text{m} / w_l = 50 \mu\text{m} / L_{\text{passives}} = 3\%$, waist laser et waist de pompe sont de même taille car nous utilisons une unique cavité pour la pompe (899 ou 914 nm) et le signal (985 nm)

Rem : les ondulations de la courbe sont liés aux erreurs de convergence du calcul numérique

3.2.3.3 Bilan sur le choix de la longueur d’onde de pompe

Il apparait donc préférable de pomper l’Yb :S-FAP à 914 nm, à l’aide d’un laser primaire constitué d’un cristal de Nd :YVO₄ pompé par diode à 808 nm. En effet, la puissance intracavité accessible à 985 nm est théoriquement 1.6 fois plus grande que celle calculée pour un pompage au maximum d’absorption à 900 nm, la tolérance de dimensionnement est plus importante, et la longueur optimale du cristal d’Yb :S-FAP à utiliser est plus standard. Dans la suite de ce chapitre nous présentons une étude théorique plus approfondie du pompage en intracavité de l’Yb :S-FAP, en ne considérant désormais que la configuration de pompage dans la traîne d’absorption.

3.3 Etude théorique du pompage en intracavité

Dans cette partie nous étudions de manière plus approfondie le comportement laser en régime stationnaire du pompage en intracavité d'un cristal d'Yb :S-FAP. Nous mettons en évidence l'absolue nécessité de la prise en compte du phénomène de saturation d'absorption, pour le pompage en intracavité des cristaux dopés ytterbium, et nous exposons les limites de la modélisation effectuée.

3.3.1 Position de l'optimum

Comme observé précédemment, il existe une longueur optimale du cristal d'Yb :S-FAP permettant d'obtenir une puissance intracavité maximale à 985 nm. De même, nous avons constaté que dans le cadre d'un pompage en intracavité, la différence entre intensité de pompe incidente et intensité nécessaire pour atteindre la transparence semblait ne jouer qu'un rôle minime sur les performances. Afin de mieux appréhender cette notion, nous avons tracé sur le même graphique l'évolution de la puissance intracavité à 985 nm et l'évolution de la puissance absorbée à 914 nm en fonction de l'absorption double passage du cristal d'Yb :S-FAP (fig. 3.7).

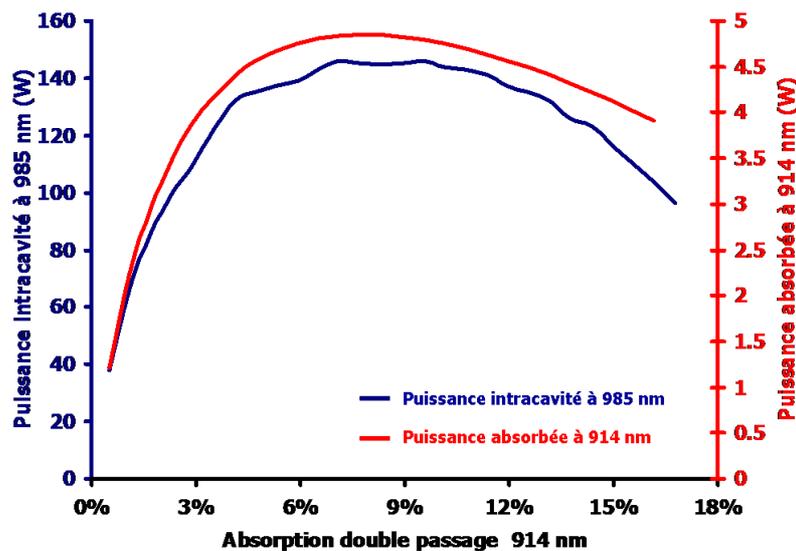


FIGURE 3.7 – Comparaison de l'absorption optimale pour le fonctionnement laser à 985 nm et pour la puissance absorbée à 914 nm

Nous voyons que le maximum de puissance intracavité à 985 nm, est obtenu pour le maximum de puissance absorbée à 914 nm. Ceci traduit bien le fait, que lors du pompage en intracavité, les performances accessibles à la longueur d'onde d'émission de la transition à trois niveaux sont très fortement dépendantes de la puissance de pompe absorbée ; la différence entre intensité de pompe incidente et intensité de pompe à la transparence ne joue alors qu'un rôle mineur sur l'efficacité.

Nous avons désormais un critère de dimensionnement du cristal dopé ytterbium. Celui-ci doit posséder une absorption double passage en fonctionnement laser équivalente à la transmission du coupleur

optimal du laser primaire. Cependant contrairement à ce qu'il est énoncé dans la littérature [So 06], dans notre cas l'absorption à prendre en compte n'est pas l'absorption petit signal double passage, mais bien l'absorption réelle en fonctionnement laser, et ce, du fait des phénomènes de saturation d'absorption. Dans le chapitre suivant nous montrons la relation existant entre ces deux paramètres.

Remarque : si cette différence jouait un rôle effectif sur les performances, l'optimum de puissance intracavité se décalerait vers des absorptions double passages plus faibles permettant d'augmenter la puissance intracavité à 914 nm.

3.3.2 Effets de la saturation d'absorption

Le processus de saturation de l'absorption a motivé la mise en place d'un algorithme complexe de convergence pour simuler à l'état stationnaire le pompage en intracavité. Dans les paragraphes qui suivent, nous motivons la nécessité de cet algorithme en mettant en évidence ce phénomène et explicitons dans le même temps les limites de notre modélisation.

3.3.2.1 Mise en évidence

Afin de bien comprendre les effets de la saturation d'absorption, nous redonnons l'équation définissant le coefficient d'absorption :

$$\alpha_p^{914} = \sigma_{ap914}^{Yb} \cdot N_1^{Yb} \quad (3.5)$$

Sachant qu'à l'état stationnaire, N_1^{Yb} est donné par la relation suivante :

$$N_1^{Yb} = \frac{\sigma_{el985}^{Yb} \cdot I_{985} + \frac{1}{\tau^{Yb}}}{\sigma_{ap914}^{Yb} \cdot I_{p914} + (\sigma_{al985}^{Yb} + \sigma_{el985}^{Yb}) \cdot I_{985} + \frac{1}{\tau^{Yb}}} \cdot N_t^{Yb} \quad (3.6)$$

les équations 3.5 et 3.6 permettent de retrouver l'expression relative à la saturation d'absorption présentée en équation 3.3.

Maintenant considérons que le seuil laser à 985 nm n'est pas atteint, donc $I_{985} = 0$. L'expression de N_1^{Yb} devient la suivante :

$$N_1^{Yb} = \frac{\frac{1}{\tau^{Yb}}}{\sigma_{ap914}^{Yb} \cdot I_{p914} + \frac{1}{\tau^{Yb}}} \cdot N_t^{Yb} \quad (3.7)$$

Pour une faible puissance intracavité à 914 nm du laser primaire, et donc une faible valeur de I_{p914} nous pouvons considérer que $N_1^{Yb} \sim N_t^{Yb}$. L'absorption est totalement désaturée et l'absorption globale du cristal est alors donnée par la formule suivante :

$$Abs_0^{Yb} = 1 - e^{-(\sigma_{ap} \cdot N_t \cdot L)} \quad (3.8)$$

Par la suite, nous appellerons cette absorption, "absorption petit signal". Celle-ci représente l'absorption maximale pour un échantillon d'Yb :S-FAP donné (dopage et longueur fixés).

Si nous augmentons la puissance intracavité à 914 nm, nous voyons à l'aide de l'équation 3.6 que la densité de population N_1^{Yb} diminue, et de ce fait, le coefficient d'absorption aussi : nous parlons alors de phénomène de saturation de l'absorption. Si maintenant, nous considérons que le seuil d'oscillation laser à 985 nm est atteint ($I_{985} \neq 0$), cette oscillation bloque la densité de population N_1^{Yb} à une valeur intermédiaire donnant une absorption ni saturée, ni désaturée. Nous voyons donc qu'en fonctionnement laser ($I_{985} \neq 0$), il est difficile de prévoir qu'elle sera l'absorption réelle du cristal dopé ytterbium.

A une longueur de cristal d'Yb :S-FAP (pour un taux de dopant donné), nous pouvons assimiler à l'aide de la formule 3.8, son absorption petit signal double passage équivalente. Nous avons alors représenté en figure 3.8 la relation liant l'absorption double passage *en fonctionnement laser* d'un échantillon d'Yb-SFAP au regard de son absorption *petit signal* double passage.

La droite verte en pointillés correspond à l'absorption maximale que peut engendrer un échantillon d'Yb :S-FAP donné. Si la puissance intracavité à 985 nm était suffisante pour désaturer totalement l'absorption dans le cristal dopé ytterbium, la courbe bleu (donnant la relation entre absorption réelle et absorption petit signal) serait confondue avec la droite en pointillés. Or nous constatons que cette courbe bleu est une droite possédant une pente inférieure à 1, traduisant une désaturation partielle (et non totale) de l'absorption. Si nous reportons sur cette courbe le point de fonctionnement correspondant à la longueur optimale du cristal d'Yb-S-FAP (et donc dans ce cas traduit par son absorption petit signal double passage), nous constatons que l'absorption réelle en fonctionnement laser est approximativement moitié moindre que l'absorption petit signal. Ainsi, si nous dimensionnions le cristal d'Yb :S-FAP en considérant que l'absorption en fonctionnement laser est désaturée totalement et correspond donc à l'absorption petit signal, nous ferions une erreur relativement importante (d'un facteur deux dans le cas présent).

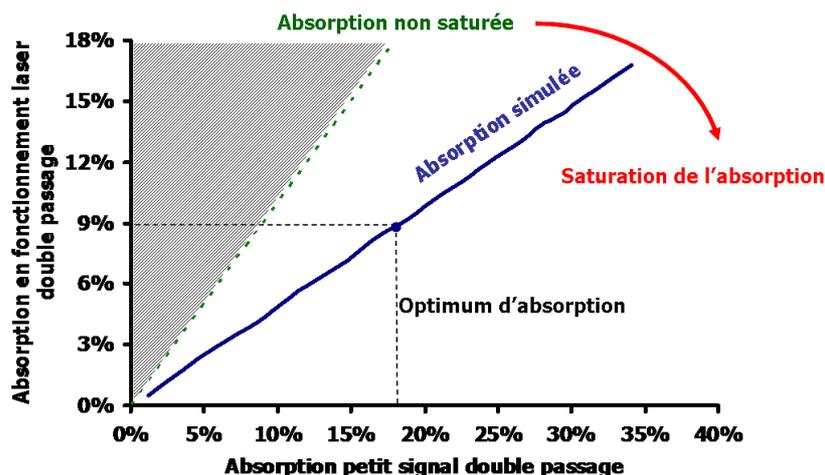


FIGURE 3.8 – Comparaison de l'absorption double passage effective à l'absorption petit signal de l'Yb :S-FAP

Remarque : Dans certaines publications [So 06] le dimensionnement du cristal pompé en intracavité est fait de telle sorte que son absorption petit signal double passage corresponde à la transmission du coupleur optimal de la cavité primaire (et donc au maximum d'absorption de puissance de pompe). Cette optimisation revient donc à dire que la puissance intracavité à la longueur d'onde laser est suffisante pour désaturer totalement l'absorption. Le phénomène de saturation d'absorption étant dépendant des propriétés spectroscopiques des cristaux utilisés ainsi que du taux de dopant, il n'y a pas de règle générale de dimensionnement, si ce n'est d'en tenir compte dans les simulations afin de savoir dans quelle cadre d'absorption on se trouve effectivement (saturée ou non saturée).

3.3.2.2 Limites de la modélisation

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence le phénomène de saturation de l'absorption. En fonctionnement laser, l'absorption à 914 nm est inférieure à l'absorption petit signal double passage du cristal d'Yb :S-FAP. Cependant, ce phénomène engendre une limitation à notre modélisation. En effet, essayons de comprendre le fonctionnement du système global lors de l'augmentation de la puissance de pompe à 808 nm.

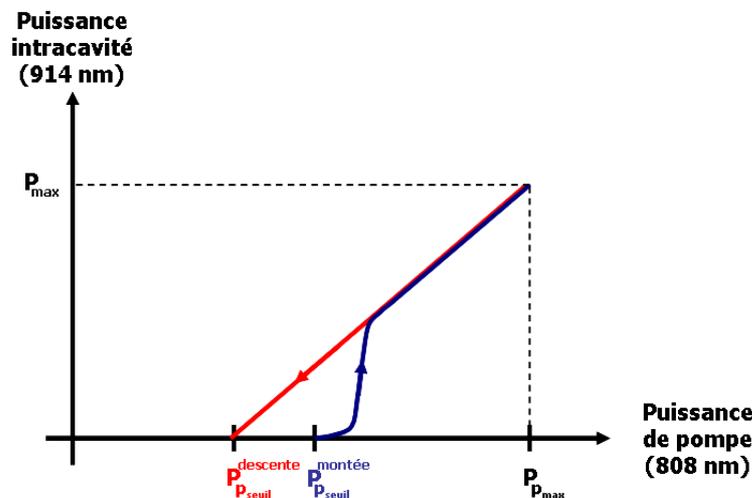


FIGURE 3.9 – Illustration de l'effet d'hystérésis sur la puissance intracavité à 914 nm

Initialement le laser à 914 nm n'oscille pas. Tant que l'intensité laser à 914 nm est nulle, l'absorption est totalement désaturée dans le cristal d'Yb :S-FAP ; celle-ci est donc maximale. Si on augmente la puissance de pompe à 808 nm, le gain à 914 nm (dans le cristal dopé néodyme) augmente jusqu'à compenser les pertes de la cavité (et donc les pertes par absorption de l'Yb :S-FAP). L'oscillation laser à 914 nm démarre et commence à saturer l'absorption dans le cristal dopé ytterbium. Avec la saturation de l'absorption, les pertes supportées par le laser primaire diminuent, et la puissance intracavité à 914 nm augmente. La puissance absorbée à 914 nm dans le cristal d'Yb :S-FAP devient alors suffisante pour compenser les pertes de la cavité à 985 nm, et l'oscillation laser à cette longueur

d'onde apparait. Une fois l'oscillation laser à 985 nm existante le coefficient d'absorption dans le cristal dopé ytterbium n'évolue plus.

Au regard de cette description, une première idée apparait. Il est possible d'observer un hystérésis lors de l'enregistrement des courbes d'efficacité. La figure 3.9 présente l'évolution de la puissance intracavité à 914 nm en fonction de la puissance de pompe à 808 nm.

Lors de l'augmentation de la puissance de pompe à 808 nm, le seuil d'oscillation du laser primaire est donné en considérant que l'absorption de l'Yb :S-FAP est non saturée donc maximale ; au vu de ces pertes nous obtenons un seuil d'oscillation pour une puissance de pompe notée $P_{P_{seuil}}^{montée}$. En revanche une fois que l'absorption est saturée, lors de la diminution de la puissance de pompe, les pertes engendrées par l'Yb :S-FAP sur le laser primaire sont inférieures au cas précédent et donc la puissance nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation à 914 nm est moins importante ($P_{P_{seuil}}^{descente}$). Cet hystérésis de la puissance intracavité à 914 nm se reporte alors sur la puissance à 985 nm.

La limitation de notre modélisation apparait alors. Nous avons effectué l'ensemble des calculs à puissance de pompe maximale à 808 nm, en considérant l'état de saturation de l'absorption comme atteint dans le cristal dopé ytterbium. Or, lors du calcul, certains cristaux dopés ytterbium possèdent une absorption petit signal double passage plus importante que les pertes admissibles de la cavité primaire. Ainsi la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil à 914 nm ($P_{P_{seuil}}^{montée}$) est supérieure à la puissance de pompe utilisée pour le calcul.

Physiquement, cette solution n'a pas de sens. En effet, si le laser à 914 nm ne démarre pas, il est impossible que l'absorption soit saturée. De ce fait le point de fonctionnement simulé est impossible à obtenir. C'est pourquoi dans l'ensemble des résultats présentés, nous avons restreint les solutions aux longueurs de cristaux d'Yb :S-FAP inférieures à 30 mm, longueur au-delà de laquelle le laser à 914 nm ne peut théoriquement pas osciller (du fait de la trop grande absorption petit signal double passage).

3.4 Comparaison avec les autres type de pompage

Dans l'étude précédente, nous avons démontré qu'il était possible après optimisation d'obtenir une puissance intracavité de l'ordre de 146 W à 985 nm en pompant en intracavité à 914 nm un cristal d'Yb :S-FAP. Nous avons comparé ce pompage à un pompage au pic d'absorption (900 nm) et avons conclu que cette dernière solution était en plus d'être moins efficace, plus difficile à mettre en oeuvre expérimentalement. Cependant une question vient à se poser. Quelle serait l'efficacité théorique d'un système pompé en extracavité, soit directement par diode, soit par un laser à 900 nm dont l'émission serait issue d'un cristal de Nd :YAG.

Afin de pouvoir comparer chacun des trois type de pompage, nous avons décidé de partir d'une source de pompe similaire pour chacune des configurations, à savoir une diode de pompe délivrant une puissance de 20 W non polarisée avec un paramètre $M^2=43$. Le spectre de la diode est considéré comme possédant une largeur à mi-hauteur de 2 nm, et sa longueur d'onde d'émission dépend du cristal pompé.

Pour un pompage direct par diode de l'Yb :S-FAP, nous supposons comme existant une diode laser émettant à 900 nm avec l'ensemble des caractéristiques présentées ci-dessus. Nous avons effectué toutes les optimisations nécessaires (rayon au col du faisceau de pompe, recouvrement pompe/signal, longueur du cristal) au regard de la diode de pompe, en utilisant le modèle développé en première partie de ce manuscrit.

Pour un pompage en extracavité utilisant l'émission à 900 nm d'un cristal de Nd :YAG, nous supposons une diode laser émettant à 808 nm. Ayant déjà effectué l'optimisation de ce premier étage (fig. 3.4), il est possible d'utiliser le modèle développé en première partie pour simuler le pompage de l'Yb :S-FAP. Nous avons effectué l'ensemble des optimisations en considérant une puissance de 3.1 W à 900 nm (puissance maximale extraite selon la figure 3.4), et un faisceau limité par la diffraction. Nous avons tout de même présupposé que le faisceau à 900 nm était polarisé (revenant à l'insertion d'une lame à angle de Brewster dans la cavité du Nd :YAG, n'introduisant pas de pertes supplémentaires). La figure 3.10 présente la comparaison des performances en fonction de la longueur du cristal d'Yb :S-FAP pour différentes longueurs d'échantillon à puissance de pompe maximale.

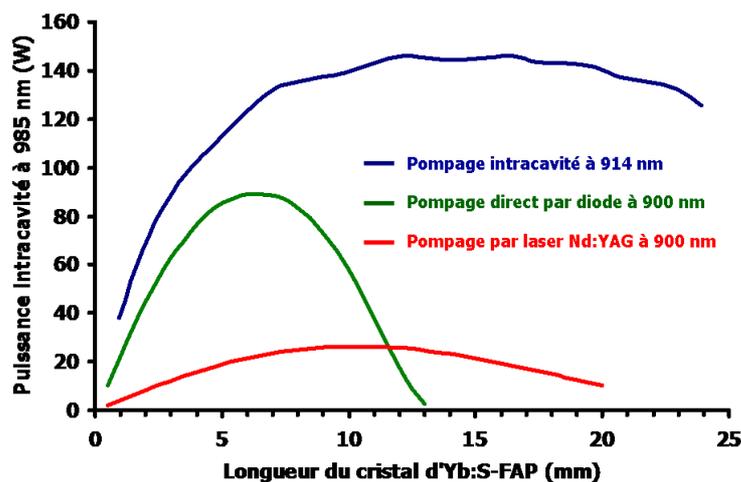


FIGURE 3.10 – Comparaison des différents type de pompage

Nous voyons donc sur cette figure la hiérarchie en terme de performance, des différents type de pompage, en partant d'une source de pompe initiale équivalente. Le pompage en extracavité à l'aide d'un laser dont le faisceau est en limite de diffraction apparait comme étant la solution la moins efficace ($P_{intra} \sim 25 W$). Vient ensuite le pompage par diode dont les performances sont beaucoup plus élevées en terme de puissance intracavité ($P_{intra} \sim 85 W$), et finalement, le pompage en intracavité à 914 nm apparait comme la solution donnant le plus haut niveau de puissance intracavité ($P_{intra} \sim 146 W$). Nous pouvons ajouter que dans cette configuration de pompage, la tolérance sur la longueur du cristal d'Yb :S-FAP à utiliser est bien plus importante que dans les deux autres type de pompage.

Le pompage en intracavité apparait donc, dans ce cas précis, comme le moyen idéal de pomper l'Yb :S-FAP, même si au premier abord le dimensionnement global peut paraître plus compliqué. De plus, à l'heure actuelle, il n'existe pas de diode laser disponible à la vente émettant à 900 nm (excepté sur commande, et de ce fait le prix d'un tel système serait très élevé)

3.5 Bilan sur le pompage en intracavité

Dans ce chapitre théorique, nous avons démontré tout l'intérêt du pompage en intracavité, et avons ainsi dégagé ses avantages par rapport aux autres type de pompage. Nous avons mis en avant l'importance du choix de la longueur d'onde de pompe et avons ainsi décidé de pomper dans la traîne d'absorption à 914 nm en réalisant un étage primaire à base de Nd:YVO₄ pompé par diode à 808 nm. A l'aide du modèle de simulation spécifiquement développé nous avons évalué la puissance intracavité maximale accessible et avons mis en évidence certains comportements lasers propres au pompage en intracavité. Il apparait que l'optimum de puissance intracavité à 985 nm correspond à l'optimum de puissance absorbée à 914 nm. En revanche contrairement aux idées établies, l'absorption à prendre en compte pour le dimensionnement n'est pas l'absorption petit signal, mais l'absorption en fonctionnement laser, du fait du phénomène de saturation d'absorption. Dans le chapitre suivant, nous mettons en oeuvre expérimentalement la configuration présentée en figure 3.11.

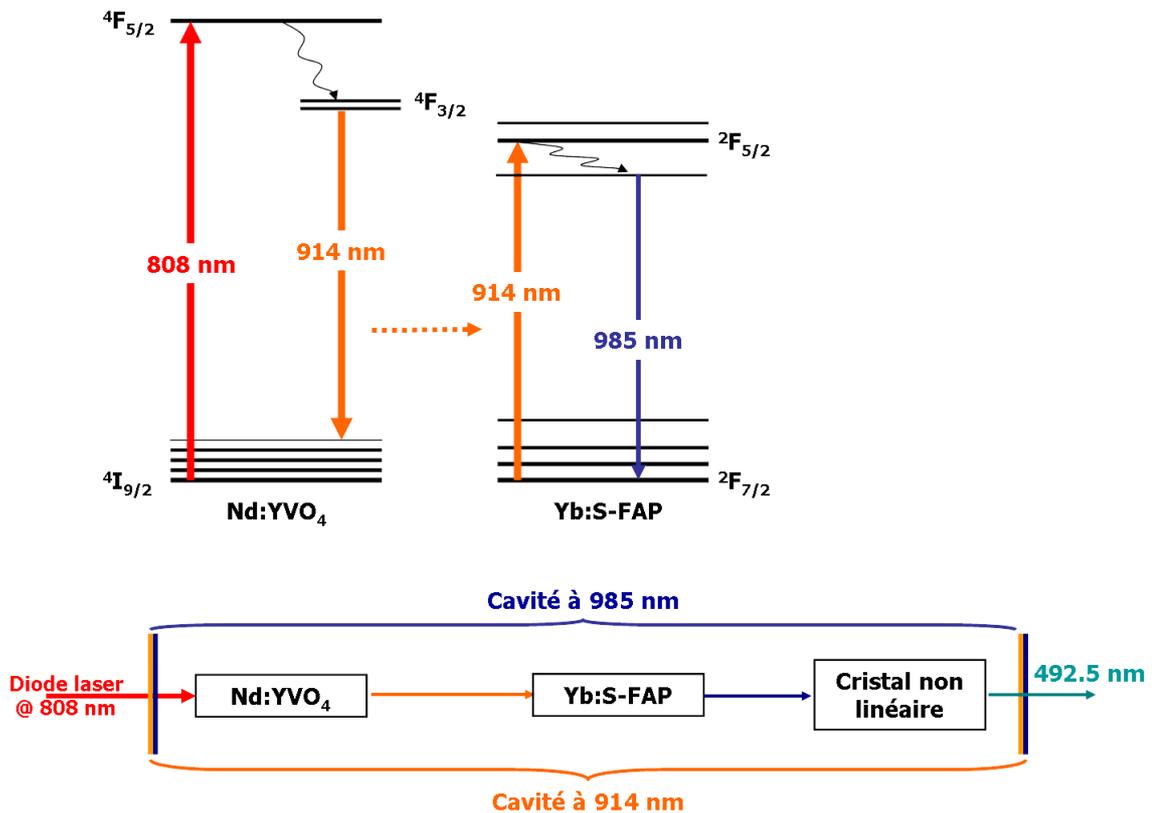


FIGURE 3.11 – Architecture laser retenue pour la réalisation du premier laser émettant à 985 nm en pompage intracavité

Chapitre 4

Etude expérimentale

Le pompage en intracavité d'une transition laser à trois niveaux dans le proche infrarouge n'ayant jamais été démontré, nous présentons dans un premier temps l'ensemble des expériences réalisées à la longueur d'onde fondamentale (985 nm) afin de distinguer les comportements issus du pompage en intracavité, des comportements issus du caractère à trois niveaux de la transition. Dans une deuxième partie, nous exposons les résultats de l'expérience de génération de seconde harmonique. Après une brève conclusion portant sur les résultats obtenus à l'aide des échantillons d'Yb :SFAP, nous justifions l'utilisation de cristaux d'Yb :KYW pour réaliser une source laser émettant à 981 nm et présentons les travaux expérimentaux réalisés avec ce cristal.

4.1 Expérience à la longueur d'onde fondamentale : 985 nm

4.1.1 Présentation du montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est présenté en figure 4.1. Celui-ci s'apparente de toute part à une expérience de doublement de fréquence où le cristal non linéaire aurait été remplacé par un cristal laser.

La diode de pompe est une diode laser LIMO délivrant une puissance de 25 W à 808 nm couplée dans une fibre de 100 μm de coeur. L'émission de cette diode est, rappelons le, non polarisée. La sortie de la fibre est imagée à l'aide de deux doublets (collimation et focalisation) et la puissance de pompe est injectée au travers d'un miroir dichroïque (HT 808 nm, HR 900-1100 nm) dans le cristal de Nd :YVO₄ dopé à 0.1 % et de dimensions 3x3x5 mm³ (cristal à notre disposition lors des expériences, proche du cristal optimale théorique de 6 mm dopé à 0.1 %). Le rayon au col du faisceau de pompe a été mesuré autour de 60 μm . Les miroirs M₂ et M₃ sont hautement réfléchissant sur la bande 900-990 nm et engendrent des pertes supérieures à 80 % à 1047 nm et supérieures à 70 % à 1064 nm pour empêcher toute oscillation laser des transitions à quasi-quatre et quatre niveaux de l'ytterbium et du néodyme. Le dernier miroir de la cavité (M₄) correspond au coupleur de sortie. Quelque soit sa transmission à 985 nm, il est de haute réflectivité à 914 nm pour toujours assurer le caractère "haute finesse" de la cavité primaire.

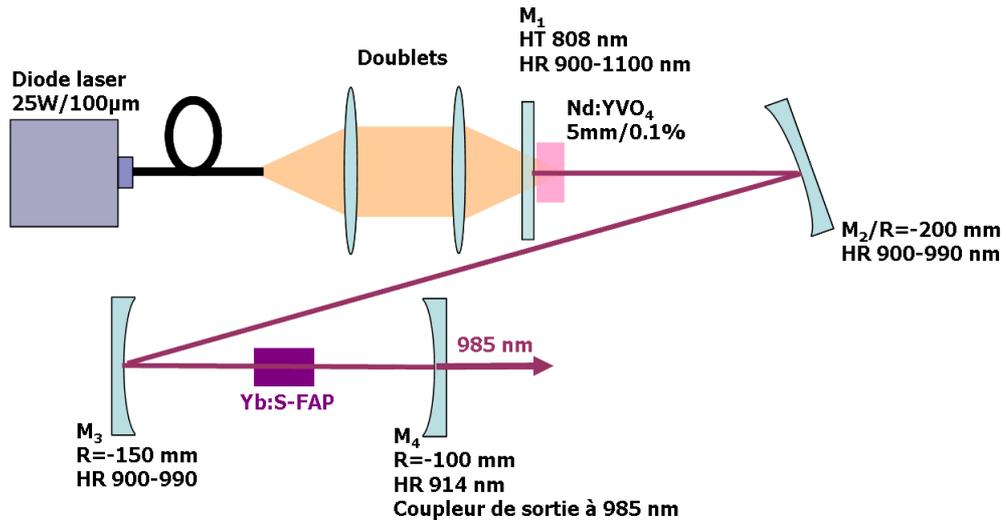


FIGURE 4.1 – Montage expérimental

Cette cavité à quatre miroirs possède un deuxième col (dans le troisième bras) où nous insérons les différents échantillons d'Yb :S-FAP nous ayant été fournis par les chercheurs du Lawrence Livermore National Laboratory. Ces échantillons sont traités antireflets à 914, 985, 1047 et 1064 nm, pour à la fois réduire les pertes, et éviter une oscillation parasite des transitions à quatre niveaux.

4.1.2 Caractérisation lasers

Ayant mis en avant dans le chapitre précédent que l'absorption de l'Yb :S-FAP à 914 nm (de par ses dimensions dopage/longueur) jouait un rôle prépondérant sur les performances, nous avons voulu étudier dans un premier temps l'influence de ce paramètre expérimental. Les échantillons d'Yb :S-FAP fournis par le Lawrence Livermore possédant des tailles et des concentrations différentes, nous les avons donc caractérisé en fonction de leur absorption petit signal à 914 nm comme définie dans l'équation 3.8. Cependant l'absorption étant relativement faible à cette longueur d'onde et donc expérimentalement difficilement mesurable, nous avons jugé préférable de mesurer l'absorption au pic à 900 nm, et de déduire à l'aide de la spectroscopie la valeur d'absorption équivalente à 914 nm. En effet, nous pouvons lier les deux absorptions par la formule 4.1.

$$Abs_{914} = 1 - e \left(-\frac{\sigma_{p914}}{\sigma_{p900}} \cdot \ln(1 - Abs_{900}) \right) \quad (4.1)$$

Les résultats des mesures et du calcul sont présentés dans le tableau 4.1.

Echantillon	Mesure de l'absorption à 900 nm	Calcul de l'absorption à 914 nm
1	45 %	2.1 %
2	61 %	3.3 %
3	64 %	3.6 %
4	71 %	4.4 %
5	82 %	6.1 %

TABLE 4.1 – Mesure de l'absorption petit signal à 899 nm et 914 nm des différents échantillons d'Yb :S-FAP en simple passage

Pour chaque échantillon d'Yb :S-FAP nous avons optimisé la cavité afin de maximiser la puissance extraite à 985 nm avec un coupleur de transmission 22 %. Afin d'étudier l'influence de l'absorption petit signal, nous avons reporté pour chaque échantillon, caractérisé par son absorption petit signal, la puissance maximale obtenue. Les résultats sont présentés en figure 4.2.

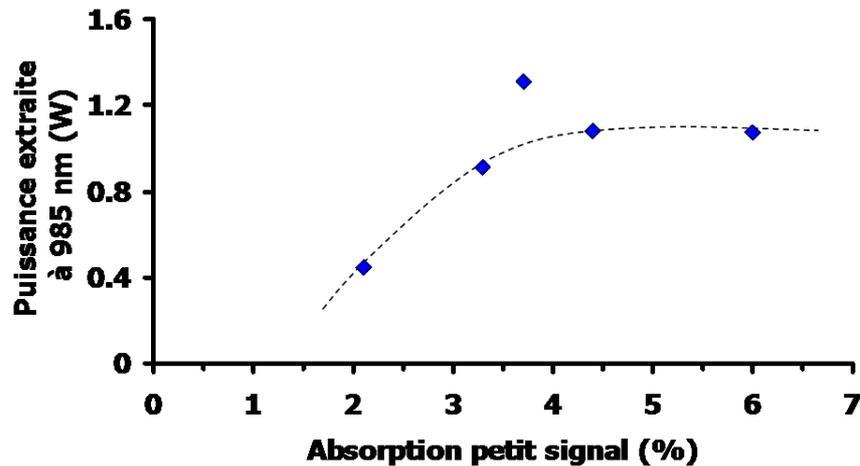


FIGURE 4.2 – Influence de l'absorption petit signal de l'Yb :S-FAP sur les performances laser à 985 nm

Nous observons que la puissance extraite croît avec l'absorption petit signal double passage, et semble atteindre un plateau pour des valeurs supérieures à 9 %. Nous avons calculé dans la partie précédente que l'optimum de puissance est théoriquement donné pour un cristal possédant une absorption petit signal double passage de 19 %. Cette valeur est bien plus grande que celle obtenue expérimentalement. Cependant cette différence peut s'expliquer simplement par différentes observations.

Les conditions expérimentales de la cavité primaires sont différentes des conditions théoriques idéales. Nous utilisons un cristal de Nd :YVO₄ légèrement plus court (5 mm) et le faisceau de pompe est focalisé sur un diamètre de 120 μm (inférieur au diamètre optimal théorique). Ces deux éléments tendent à rendre moins efficace le laser primaire. De plus nous avons noté une légère dégradation spatiale à puissance de pompe maximale du faisceau à 914 nm. Nous avons mesuré un M^2 de l'ordre de 1.7, lié à des problèmes thermiques. Globalement la cavité primaire est moins performante que celle simulée dans le chapitre précédent. La source de pompe du cristal dopé ytterbium possédant une luminance plus faible, il semble logique que l'optimum à 985 nm se décale vers des cristaux plus courts, donc moins absorbants. Enfin, nous avons noté une certaine inhomogénéité des cristaux d'Yb :S-FAP difficile à imputer à un éventuel gradient de concentration du taux de dopant, ou à une augmentation locale des pertes réparties dans le cristal, si bien que les mesures présentées en figure 4.2 sont difficiles à rapprocher de la théorie. Pour preuve, nous observons que l'échantillon numéro 3 permet d'obtenir une puissance extraite plus importante que ce que la tendance globale laisse envisager. Par la suite, nous présentons l'ensemble des caractérisations laser effectuées avec ce cristal (du fait qu'il nous ai donné les meilleurs performances). Dans un premier temps, nous avons utilisé différents coupleurs de sortie afin de déterminer la transmission optimale (fig. 4.3).

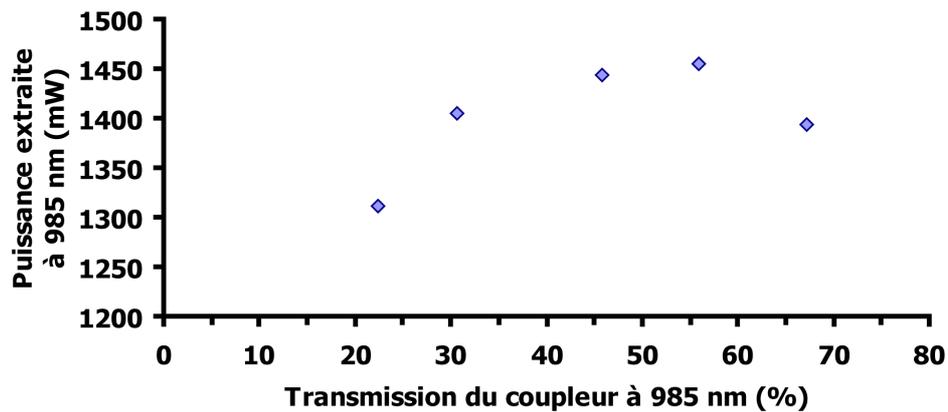
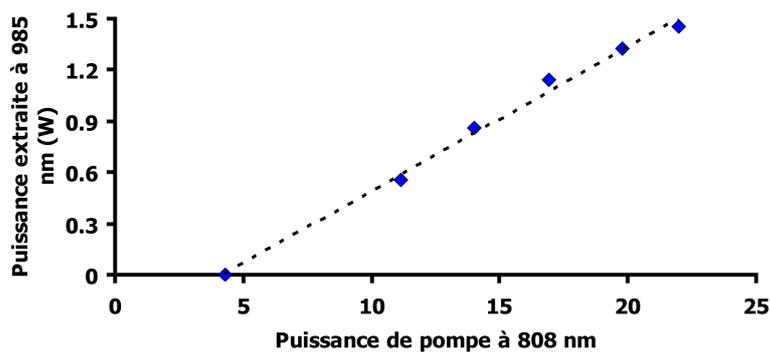
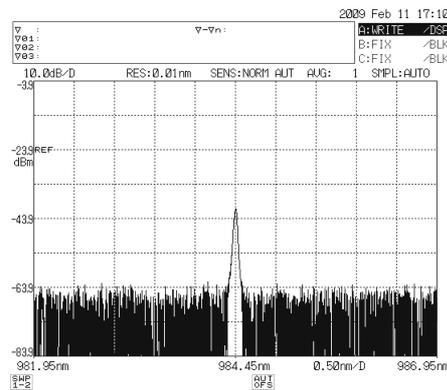


FIGURE 4.3 – Influence de la transmission du coupleur de sortie à 985 nm sur les performances laser

Nous constatons que le comportement est similaire à celui observé dans la première partie. En effet, le laser à 985 nm laisse apparaître un gain considérable en supportant plus de 65 % de pertes tout en maintenant une puissance extraite de 1.4 W.



(a) Courbe d'efficacité



(b) Spectre laser

FIGURE 4.4 – Caractérisations de l'émission laser à 985 nm

La valeur du coupleur optimale se situe autour de 56 % de transmission. La figure 4.4.a représente la courbe d'efficacité en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm pour ce coupleur.

Nous vérifions que malgré l'étage de pompage en intracavité, il existe une relation linéaire entre la puissance de pompe incidente à 808 nm et la puissance extraite à 985 nm, la pente d'efficacité étant de 8.4 %.

Nous obtenons une unique raie d'émission à 984.45 nm de largeur à mi-hauteur 40 pm (fig. 4.4.b). La raie est relativement fine, malgré la longueur de la cavité ($\approx 0.8m$) engendrant un grand nombre de modes longitudinaux. La finesse de la raie est liée au spectre d'émission relativement étroit de l'Yb :S-FAP. Conformément à la spectroscopie l'émission laser est polarisée. Nous avons mesuré un M^2 inférieur à 1.4.

Dans cette partie expérimentale, nous avons démontré la possibilité de pomper en intracavité un cristal dopé ytterbium pour que celui-ci ré-émette sur sa transition à trois niveaux à 985 nm. Dans la partie suivante nous présentons l'expérience de génération de seconde harmonique associée à ce système.

4.2 La génération de seconde harmonique

4.2.1 Montage expérimental

Nous ne reviendrons pas sur l'importance du choix du cristal non linéaire pour l'optimisation du rendement de conversion, ni sur la comparaison des différents cristaux utilisables pour la génération de second harmonique. En effet, nous nous trouvons dans une situation similaire à la première partie : Le niobate de potassium possède un accord de phase de type I non critique à 985 nm pour une température de 30°C lorsqu'il est coupé suivant l'axe b (axe différent du cristal utilisé en première partie). Il nous paraît tout indiqué d'utiliser à nouveau ce matériau pour réaliser la conversion de fréquence. Pour ces expériences, nous nous sommes donc procurés un cristal de longueur 5 mm.

Un des désavantages que nous avons relevé lors de nos travaux sur le Nd :GdVO₄ était la très faible acceptation spectrale de ce cristal. Suivant cet axe de coupe, l'acceptation spectrale est de 440 pm à 985 nm (pour un cristal de 5 mm), valeur très largement supérieure à la largeur du spectre fondamental (40 pm de largeur à mi-hauteur). Le montage est similaire à celui utilisé pour l'étude à la longueur d'onde fondamentale. Seul le coupleur de sortie à 985 nm est remplacé par un miroir HR à 914 et 985 nm, afin d'augmenter la puissance intracavité. Le cristal de KNbO₃ est quand à lui monté sur un support asservi en température. Il est inséré dans la cavité à côté du cristal d'Yb :S-FAP comme présenté en figure 4.5.

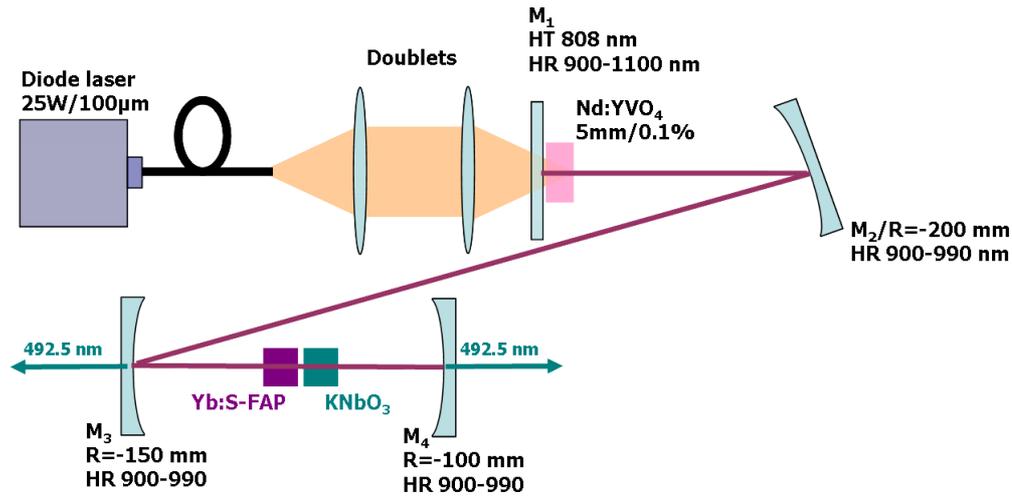
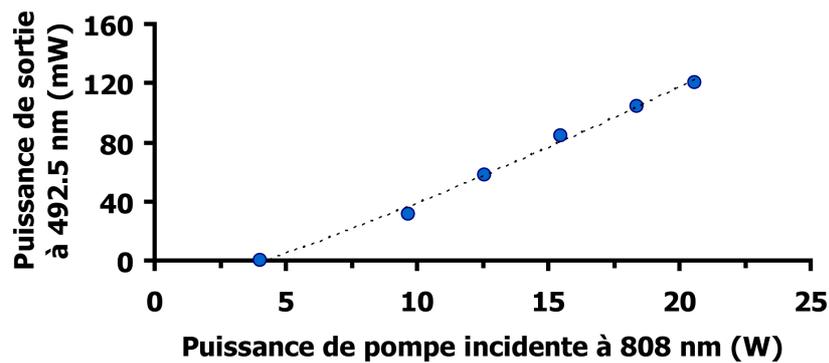


FIGURE 4.5 – Montage expérimentale pour la génération de second harmonique

4.2.2 Résultats expérimentaux

Les cristaux d'Yb :S-FAP et de KNbO₃ partageant le même col, ils ne peuvent être idéalement positionnés pour obtenir les meilleurs performances tant à la longueur d'onde fondamentale, qu'à la longueur d'onde doublée. Lors de la génération de seconde harmonique nous avons testé chaque échantillon d'Yb :S-FAP ; il s'avère que les meilleures performances furent obtenues avec le numéro 4. Celui-ci laisse apparaître des résultats légèrement moins bon que ceux démontrés avec l'échantillon 3, à la longueur d'onde fondamentale (voir fig. 4.2). Néanmoins ce cristal étant plus court de 2 mm, il permet un meilleur partage du deuxième col laser entre les cristaux d'Yb :S-FAP et de KNbO₃.



(a) Courbe d'efficacité à 492.5 nm



(b) Photographie du spot laser

FIGURE 4.6 – Caractérisations du laser à 492.5 nm

En figure 4.6.a nous présentons la courbe d'efficacité obtenu à 492.5 nm ainsi qu'une photographie du faisceau doublé (4.6.b).

Ainsi nous avons obtenu une puissance de 120 mW à 492.5 nm mesurée sur deux voies de sorties (derrière M_3 et M_4), pour une puissance de pompe incidente de 22 W à 808 nm. Le faisceau possédait une qualité spatiale équivalente à celle mesurée à la longueur d'onde fondamentale ($M^2 < 1.4$) et était polarisé linéairement conformément à un accord de phase de type I.

4.3 Résumé des travaux effectués avec les échantillons d'Yb :S-FAP

Dans ce début de chapitre, nous avons démontré la faisabilité expérimentale du pompage en intracavité de cristaux dopés ytterbium. Avec un cristal d'Yb :S-FAP, dont le choix était motivé par sa spectroscopie sympathique évitant tout problème de sélectivité spectrale, nous avons obtenu une puissance de 1.45 W à 985 nm pour une puissance de pompe incidente de 22 W à 808 nm. Nous avons étudié l'effet de l'absorption du cristal d'Yb :S-FAP sur les performances laser et avons observé une croissance de la puissance extraite avec l'absorption petit signal.

Outre ce comportement lié au procédé de pompage en intracavité, le laser à 985 nm possède des caractéristiques propre à la nature à trois niveaux de la transition. En effet, le comportement face aux pertes est similaire à celui présenté par le Nd :GdVO₄ en pompage direct par diode ; à savoir, un très fort gain permettant d'assurer l'oscillation laser malgré un haut niveau de pertes. L'expérience de doublement de fréquence effectuée à l'aide d'un cristal de KNbO₃ en accord de phase non critique a permis de générer 120 mW à 492.5 nm.

Ces résultats sont la première démonstration de l'oscillation laser continue à 985 nm et 492.5 nm d'un cristal d'Yb :S-FAP "pompé par diode". Bien que ce cristal possède de très bonnes qualités spectroscopiques pour une oscillation laser sur sa transition à trois niveaux aisée et efficace (long temps de vie, spectre étroit, aucun problème de sélectivité spectrale), il s'avère qu'il est difficilement approvisionnementnable. En effet, ces expériences n'auraient pu être réalisées sans la collaboration du Lawrence Livermore National Laboratory. De plus, la longueur d'onde d'émission est légèrement décalée par rapport à 976 nm, longueur d'onde nécessaire pour remplacer à l'identique les lasers à argon.

C'est pourquoi, une fois la démonstration expérimentale du pompage en intracavité réalisée, nous avons décidé d'orienter nos recherches vers des cristaux dopés ytterbium commerciaux, et avons envisagé de transposer l'expérience avec des cristaux de la famille des tungstates. La fin de ce chapitre présente l'étude expérimentale et théorique réalisée à l'aide de ce cristal.

4.4 Vers une solution commerciale

Cette section s'articule en deux temps. Tout d'abord, nous motivons le choix de l'Yb :KYW en tant que remplaçant de l'Yb :S-FAP et nous présentons ensuite la mise en oeuvre expérimental en justifiant à l'aide de simulations numériques les comportements observés.

4.4.1 Le choix de l'Yb :KYW

La famille des tungstates (groupement chimique $(\text{WO}_4)_2$) dopés aux ions ytterbiums possède des propriétés spectroscopiques se rapprochant énormément de celles présentées par l'Yb :S-FAP. Ses deux principaux représentants, l'Yb :KYW et l'Yb :KGW ont une croissance cristalline désormais bien maîtrisée, ils sont tous deux facilement approvisionnables et déjà intégrés dans des lasers commerciaux (oscillateurs femtosecondes pompés par diode [Amplitude]).

Afin de comparer ces cristaux à l'Yb :S-FAP, nous proposons de revenir à la définition du gain linéique dont nous rappelons l'expression en équation 4.2.

$$g(z) = \sigma_{el} \cdot N_2 - \sigma_{al} \cdot N_1 \quad (4.2)$$

Nous posons $x = \frac{N_2}{N_t}$; par la suite, nous appellerons ce paramètre "taux d'inversion" ($0 < x < 1$). Maintenant, nous normalisons l'équation par la densité totale de population N_t et après quelques manipulations d'écriture nous obtenons l'expression du gain linéique normalisé suivante (eq. 4.3) :

$$\frac{1}{N_t} \cdot g(z) = (\sigma_{el} + \sigma_{al}) \cdot x - \sigma_{al} \quad (4.3)$$

Le gain linéique normalisé par la concentration est souvent utilisé dans le domaine des lasers à fibres. Nous empruntons ce formalisme dans la suite de cette section afin de justifier de manière simplifiée le choix de l'Yb :KYW. Nous proposons dans le tableau 4.2 une comparaison des propriétés spectroscopiques des cristaux d'Yb :KYW et d'Yb :KGW à celles de l'Yb :S-FAP, ainsi que le calcul, pour chacun de ces cristaux, du taux d'inversion nécessaire pour atteindre la transparence à la longueur d'onde trois niveaux, noté x_{tr} .

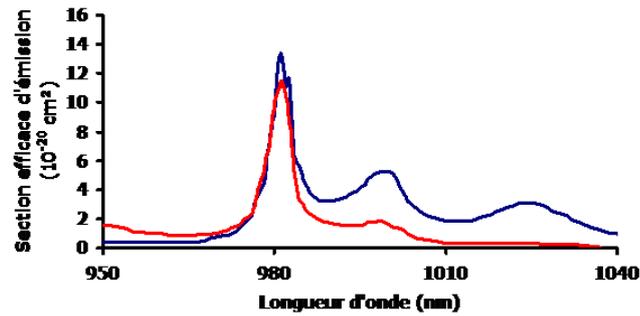
	Yb :KGW	Yb :KYW	Yb :S-FAP
λ_e	981 nm	981 nm	985 nm
σ_{el}	$15 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$13.4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$10 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
σ_{al}	$11.6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$11.5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	$10 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
x_{tr}	0.43	0.46	0.50

TABLE 4.2 – Comparaison des propriétés spectroscopiques à la longueur d'onde d'émission de la transition à trois niveaux

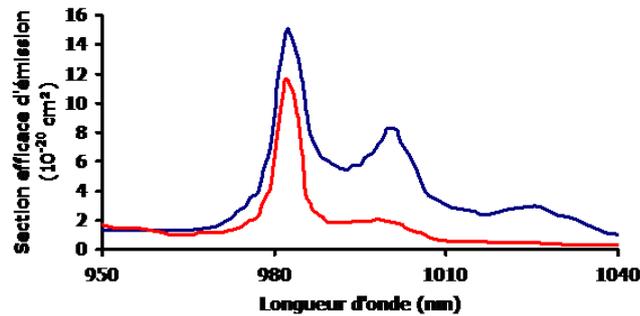
Un des premiers avantages des cristaux de tungstate est le décalage de la longueur d'onde d'émission de la transition à trois niveaux à 981 nm. Ce décalage permet de se rapprocher après doublement de fréquence de l'oscillation laser à 488 nm recherchée. De plus, nous constatons que le taux d'inversion pour atteindre la transparence du milieu dans l'Yb :KYW et l'Yb :KGW est légèrement inférieure à celui nécessaire dans l'Yb :S-FAP.

A première vue, l'Yb :KGW semble être l'alternative à l'Yb :S-FAP. En effet, comparativement à l'Yb :KYW il présente une plus grande section efficace d'émission à 981 nm pour une section efficace d'absorption équivalente. Cependant, si nous gardons le critère de la sélectivité spectrale en mémoire, il s'avère que le choix devient moins évident.

Les figures 4.7.a et 4.7.b présentent les spectres d'émission et d'absorption de ces deux cristaux.



(a) Yb :KYW



(b) Yb :KGW

FIGURE 4.7 – Comparaison des spectes d'émission (bleu) et d'absorption (rouge) de l'Yb :KYW et de l'Yb :KGW

On constate que ceux-ci présentent un pic d'émission autour de 1000 nm. Ce pic étant relativement proche de la transition à trois niveaux, le problème de la sélectivité spectrale se pose donc. Il nous faut alors déterminer lequel de l'Yb :KYW ou de l'Yb :KGW sera le plus sensible à cette problématique. Si nous comparons le gain linéique normalisé à 1000 nm de ces deux cristaux pour un taux d'inversion respectif permettant d'atteindre la transparence du milieu à 981 nm (tab. 4.3)

	x_{tr}^{981}	$\sigma_{al}^{1000}(cm^2)$	$\sigma_{el}^{1000}(cm^2)$	$\frac{1}{N_t} \cdot g^{1000}(x_{tr})(cm^2)$
Yb :KYW	0.46	$1.6 \cdot 10^{-20}$	$5.1 \cdot 10^{-20}$	$1.5 \cdot 10^{-20}$
Yb :KGW	0.44	$1.8 \cdot 10^{-20}$	$8.3 \cdot 10^{-20}$	$2.6 \cdot 10^{-20}$

TABLE 4.3 – Comparaison du gain à 1000 nm des deux cristaux

Nous voyons que l'Yb :KGW affiche un gain linéique normalisé 1.7 fois plus important que celui de l'Yb :KYW à 1000 nm. Il aura donc plus de facilités à osciller à cette longueur d'onde. C'est pourquoi nous avons décidé d'utiliser l'Yb :KYW dans les expériences qui suivent, afin de réduire les possibilités d'oscillation parasite de la transition à quasi-trois niveaux à 1000 nm.

4.4.2 Mise en oeuvre expérimentale

4.4.2.1 Montage expérimentale et premières observations

La cavité :

Le montage est similaire à celui présenté en figure 4.1. Expérimentalement nous avons noté un phénomène de compétition de raie, lorsque nous diminuons la transmission à 981 nm du coupleur de sortie. C'est pourquoi nous présentons dans le tableau 4.4 les valeurs de transmission exactes des différents coupleurs aux longueurs d'onde observées, ainsi qu'une évaluation des pertes passives ; valeurs qui nous serviront dans la suite de ce manuscrit pour expliquer les comportements relevés.

	981 nm	1000 nm	1023 nm
Pertes Passives	0.7 %	1.5 %	5.7 %
Coupleur 1	67 %	70 %	90 %
Coupleur 2	57 %	65 %	70 %
Coupleur 3	30 %	32 %	33.5 %
Coupleur 4	0.3 %	0.3 %	1.2 %

TABLE 4.4 – Pertes passives et transmissions des coupleurs considérés pour le calcul des seuils

Nous constatons que les pertes passives de la cavité augmentent avec la longueur d'onde. Ce phénomène est lié aux miroirs utilisés, initialement dédiés aux expériences à base d'Yb :S-FAP. Ceux-ci possèdent une courbe dont la transmission augmente avec la longueur d'onde pour éviter l'oscillation parasite à 1047 nm de la transition à quasi-quatre niveaux.

Le cristal d'Yb :KYW :

Dans cette expérience, l'échantillon d'Yb :S-FAP est désormais remplacé par un cristal d'Yb :KYW. Nous avons à notre disposition un cristal de longueur 2.5 mm dopé à 2 % (soit $1.27 \cdot 10^{20} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-3}$). Lors de l'insertion du cristal d'Yb :KYW, nous avons observé une dépendance vis à vis de la polarisation. Suivant une des orientations du cristal d'Yb :KYW, à puissance de pompe maximale, il était très difficile voir impossible de retrouver l'oscillation laser à 914 nm. En revanche lorsque nous avons tournée de 90° le cristal d'Yb :KYW, nous avons observé un effet laser à 981 nm. Si nous comparons l'absorption petit signal à 914 nm de l'Yb :KYW en fonction de la polarisation de pompe (tab. 4.5), nous constatons qu'il existe un rapport deux entre ces valeurs.

	Section efficace d'absorption*	Absorption petit signal*
Polarisation à l'axe a	$0.4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	11.9 %
Polarisation à l'axe b	$0.2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$	6.1 %

TABLE 4.5 – Calcul de l'absorption petit signal à 914 nm de l'échantillon d'Yb :KYW
*Valeurs spectroscopiques issues de [Microcontrolnt]

Afin de bien comprendre le phénomène observé, nous avons simulé le comportement laser à 914 nm de la cavité primaire. La figure 4.8 présente la puissance absorbée dans le cristal d'Yb :KYW en fonction de son absorption en double passage (revenant à considérer le cristal d'Yb :KYW comme un coupleur d'extraction).

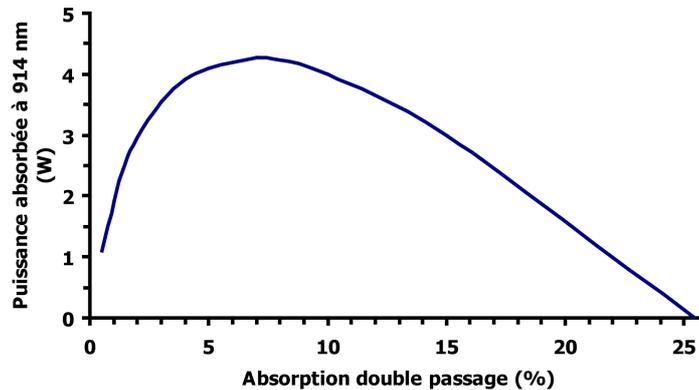


FIGURE 4.8 – Puissance absorbée dans l'Yb :KYW en fonction de son absorption en double passage Nd :YVO₄ : Longueur = 5 mm / dopage = 0.1 % / $w_p = 60\mu\text{m}$ / $w_l = 60\mu\text{m}$ / $L_{passives} = 3\%$

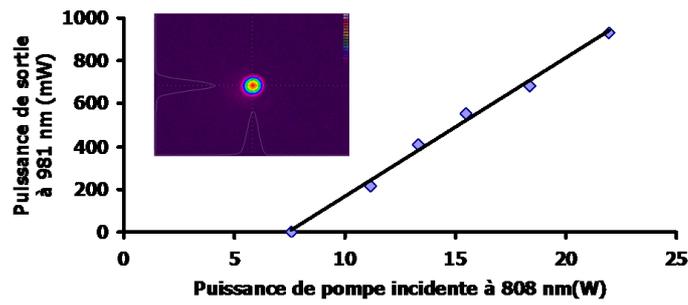
Nous remarquons donc que pour une absorption petit signal de 12 % (soit une absorption double passage de 24 %), le laser à 914 nm est théoriquement très proche de son seuil d'oscillation. En revanche pour une absorption petit signal de 6 % (soit 12 % en double passage) il est possible d'obtenir un effet laser. De plus, dans le chapitre précédent, nous avons obtenu, dans la même cavité primaire, un effet laser à 985 nm pour un cristal possédant une absorption petit signal de 6.1 %. Nous avons donc l'explication quant à la dépendance du comportement laser vis à vis de l'orientation du cristal.

4.4.2.2 Résultats expérimentaux

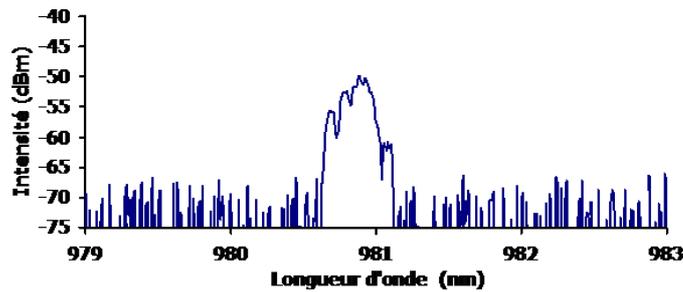
Ayant observé des comportements laser relativement différents en fonction du coupleur de sortie utilisé, nous avons décidé d'organiser la présentation des résultats expérimentaux en fonction de ceux-ci.

Résultats avec un coupleur de transmission 67 % à 981 nm :

Avec ce coupleur, nous avons obtenu une oscillation laser à 981 nm sans noter la moindre compétition de raie avec une quelconque transition à quasi-trois niveaux. La puissance maximale relevée est de 929 mW pour une puissance de pompe incidente de 23 W, le seuil d'oscillation étant de l'ordre de 7.6 W. Le faisceau possède une bonne qualité spatiale et est polarisé linéairement, conformément à la spectroscopie. Le spectre laser est centré à 980.9 nm et possède une largeur à mi-hauteur de 200 pm environ. L'ensemble de ces résultats sont présentés en figure 4.9.



(a) Courbe d'efficacité

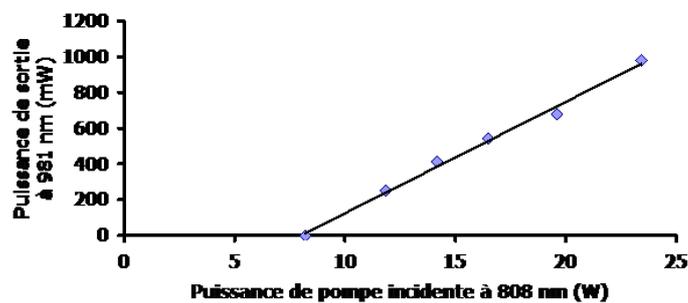


(b) Spectre

FIGURE 4.9 – Caractérisations laser avec le coupleur de transmission 67 % à 981 nm (Coupleur 1)

Résultats avec un coupleur de transmission 57 % à 981 nm :

Avec ce coupleur, nous avons observé au seuil de l'oscillation laser un phénomène de compétition de raie entre la transition à trois niveaux à 981 nm et la transition à quasi-trois niveaux à 1000 nm. Néanmoins, cette compétition de raie s'efface très rapidement au profit de la transition à trois niveaux. Nous avons ainsi démontré une puissance de 1 W à 981 nm avec les mêmes caractéristiques que précédemment en terme de polarisation et de qualité spatiale de faisceaux. Le spectre laser est toujours centré à 980.9 nm et la largeur à mi-hauteur reste inchangée (fig. 4.10).

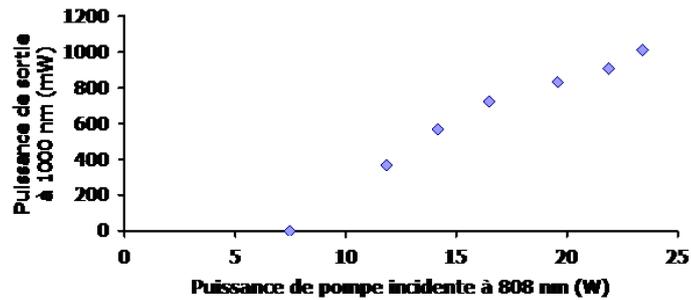


(a) Courbe d'efficacité

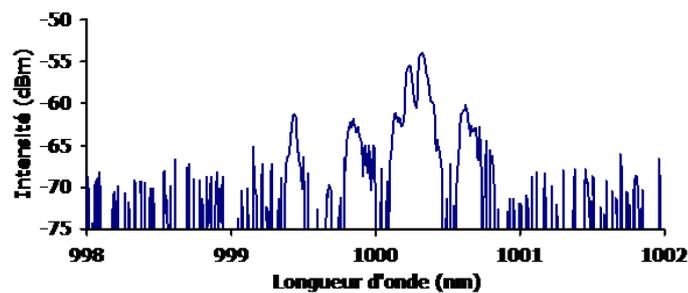
FIGURE 4.10 – Caractérisations laser avec le coupleur de transmission 57 % à 981 nm (Coupleur 2)

Résultats avec un coupleur de transmission 30 % à 981 nm :

C'est maintenant que le problème de la sélectivité spectrale apparait. En effet, avec une telle transmission, il est impossible d'obtenir un effet laser à 981 nm. Seule la transition à quasi-trois niveaux à 1000 nm oscille quelque soit la puissance de pompe incidente. Nous avons ainsi démontré une puissance de 1 W à cette longueur d'onde avec un seuil d'oscillation de l'ordre de 7.5 W. Le spectre est quant à lui très large du fait de la platitude du gain dans cette région de la bande d'émission (fig. 4.11)



(a) Courbe d'efficacité



(b) Spectre

FIGURE 4.11 – Caractérisations laser avec le coupleur de transmission 32 % à 1000 nm (Coupleur 3)

Comportement en cavité de haute finesse :

Nous avons continué notre progression expérimental en diminuant la transmission du coupleur de sortie jusqu'à réaliser une cavité à faible pertes à 981 nm. Malheureusement lors du remplacement du coupleur de sortie par un miroir HR, le dichroïsme de celui-ci étant loin d'être suffisant pour opérer la sélectivité spectrale, nous avons observé une oscillation laser à 1023 nm et non à 981 nm.

Dans le paragraphe suivant nous expliquons les comportements lasers observés au moyen d'une étude théorique réalisée au seuil d'oscillation.

4.4.2.3 Explication théorique

Pour cette étude, nous avons utilisé le modèle théorique développé dans le chapitre 3 de la partie 2 de ce manuscrit, relatif au pompage en intracavité. En nous plaçant au seuil d'oscillation laser (à savoir une puissance intracavité nulle à 981 nm) nous avons ainsi pu évaluer le gain petit signal

G_0 en fonction de la puissance intracavité (à 914 nm) aux différentes longueurs d'onde d'intérêt, à savoir 981, 1000 et 1023 nm. De par la connaissance de la transmission du coupleur de sortie et des pertes passives à ces différentes longueur d'onde (cf. tab. 4.4), il est possible de déduire les seuils d'oscillation laser respectifs et d'ainsi expliquer les comportements expérimentaux observés à l'aide de la formule suivante :

$$G_0 = \frac{1}{(1 - T_{\text{coupleur}}) \cdot (1 - L_{\text{passives}})} \quad (4.4)$$

La figure 4.12 présente l'évolution du gain petit signal (ou gain seuil) G_0 en fonction de la puissance intracavité à 914 nm.

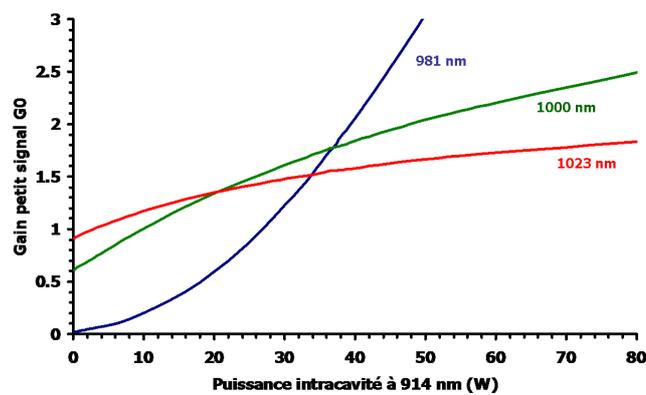


FIGURE 4.12 – Evolution du gain seuil G_0 en fonction de la puissance intracavité à 914 nm

Nous constatons que chacune des trois longueurs d'onde présente une zone où son gain petit signal est supérieur à celui des deux autres. Ainsi, pour les faibles puissances intracavités à 914 nm, la transition à quasi-quatre niveaux à 1023 nm prédomine. En effet, celle-ci possédant une très faible réabsorption à la longueur d'onde laser ne nécessite pas une puissance de pompe importante pour atteindre la transparence, contrairement aux transitions à 1000 et 981 nm. Pour des puissances intracavités intermédiaires, c'est la transition à 1000 nm qui possède le gain seuil le plus élevé. En effet, une fois la transparence atteinte à cette longueur d'onde, la section efficace d'émission à 1000 nm étant plus forte que celle à 1023 nm, le gain connaît une croissance beaucoup plus importante. Enfin, le même phénomène se produit à 981 nm lorsque nous arrivons dans un domaine de forte puissance intracavité, permettant alors à cette transition de supporter bien plus de pertes que ces homologues à quasi-trois et quasi-quatre niveaux.

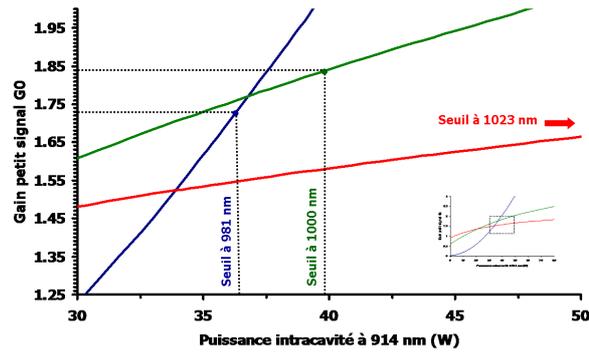
Afin d'expliquer les comportements observés expérimentalement, nous devons nous placer dans les zones de gain petit signal relatives au coupleur utilisé. Nous avons donc effectué des zooms successifs sur les régions d'intérêt de la courbe présentée en figure 4.12 en fonction de la configuration étudiée. Ces zooms sont représentés en figures 4.13.a, 4.13.b, 4.13.c et 4.13.d.

Si nous nous attardons sur la figure 4.13.a relative à la configuration utilisant le coupleur 1, il apparaît que le seuil d'oscillation laser de la transition à trois niveaux est inférieur au seuil de la transition à 1000 nm. Ce qui explique pourquoi lors des expériences nous n'avons observé aucun effet laser

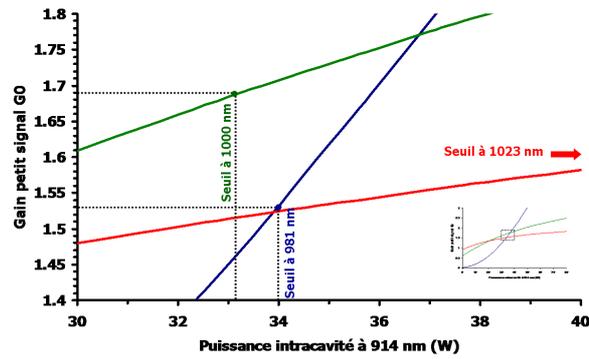
parasite des transitions à quasi-trois niveaux. En revanche si nous examinons la figure 4.13.b (correspondant à l'utilisation du coupleur 2), les seuils d'oscillation à 981 nm et 1000 nm sont très proches. C'est pourquoi expérimentalement, au seuil d'oscillation, nous avons observé cette compétition. Le fait que la compétition de raie soit remportée par la transition à trois niveaux lors de l'augmentation de la puissance de pompe, peut s'expliquer par une combinaison de plusieurs éléments. Tout d'abord, le gain à 981 nm possède une croissance 3.5 fois plus rapide que le gain à 1000 nm. Ceci traduit la forte probabilité d'émission à la longueur d'onde de 981 nm dans cette région de puissance intracavité à 914 nm. De plus, l'augmentation de la puissance intracavité à 914 nm, chauffe localement le cristal d'Yb :KYW de par la plus grande puissance absorbée. Avec cet échauffement, la population sur le niveau bas de la transition laser à 981 nm diminue, tandis que la population sur le niveau bas de la transition laser à 1000 nm augmente. Alors que la transition à trois niveaux voit ses pertes par réabsorption diminuer, la transition à quasi-trois niveaux les voit augmenter, favorisant ainsi l'oscillation à 981 nm.

Pour la configuration utilisant le coupleur numéro 3 (fig. 4.13.c), le seuil d'oscillation laser à 981 nm est atteint en dernier, rendant compte de l'impossibilité d'obtenir un effet laser à cette longueur d'onde. Il est à noter qu'avec ce coupleur nous avons obtenu une oscillation laser à 1000 nm. Il est possible qu'au seuil d'oscillation il y ait une légère compétition de raie très rapidement remportée par la transition à quasi-trois niveaux, néanmoins, nous n'avons rien observé de tel expérimentalement.

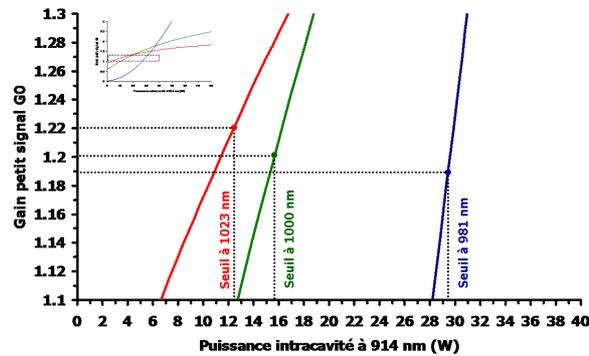
Enfin, la dernière configuration (fig. 4.13.d), correspondant à la cavité de haute finesse, montre qu'avec une si faible différence de pertes passives aux différentes longueur d'onde, il est impossible d'obtenir un effet laser sur une autre transition que celle à quasi-quatre niveaux.



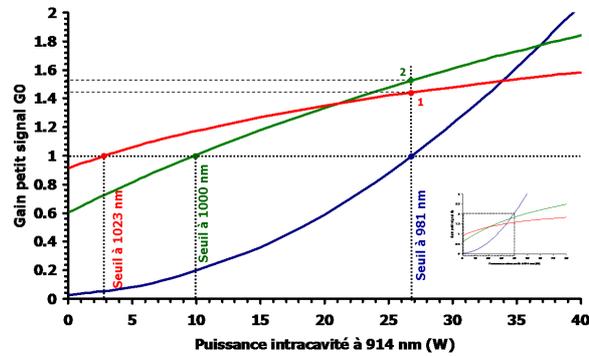
(a) Coupleur 1



(b) Coupleur 2



(c) Coupleur 3



(d) Coupleur 4

FIGURE 4.13 – Evolution du gain petit signal avec la puissance intracavité pour les différentes longueurs d'onde 1023 nm (rouge), 1000 nm (vert) et 981 nm (bleu)

Nous voyons donc de par cette étude qu'il existe deux possibilités pour réaliser l'oscillation laser à 981 nm. Tout d'abord induire un très haut niveau de pertes globales dans la cavité. La transition à trois niveaux, présentant pour les fortes puissances de pompe des gains bien plus importants que les autres transitions, oscillera automatiquement. Cependant, cherchant à effectuer une conversion de fréquence en intracavité, il est important de maintenir un très faible niveau de pertes afin d'augmenter la puissance intracavité. La solution restante est l'utilisation de miroirs à forte sélectivité spectrale.

D'après la figure 4.13.d, un minimum de 52 % de pertes à 1023 nm et 57 % à 1000 nm (correspondant respectivement aux points 1 et 2) serait nécessaire pour s'assurer de l'oscillation laser à 981 nm dans une cavité à faible pertes. Les miroirs que nous avons ne possédant pas un tel dichroïsme (car initialement dimensionné pour les expériences à base d'Yb :S-FAP), il nous fut impossible de réaliser la génération de seconde harmonique. Malgré tout, ces résultats représentent la première démonstration de l'oscillation laser à 981 nm dans un cristal d'Yb :KYW en pompage indirect par diode, et l'étude théorique et expérimentale menée donne les clefs pour obtenir le fonctionnement à cette longueur d'onde dans une cavité de haute finesse.

Conclusion et perspectives

Conclusion :

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous avons démontré la possibilité d'utiliser le concept du pompage en intracavité pour la réalisation de lasers à trois niveaux continus autour de 980 nm dans des cristaux dopés aux ions ytterbium ; la finalité étant la génération de seconde harmonique pour la réalisation d'un laser émettant autour de 490 nm, susceptible de remplacer les lasers à argon.

La partie théorique nous a permis de mettre en évidence les différentes étapes de dimensionnement d'un tel système ainsi que son intérêt face aux autres méthodes de pompage. Le développement débute par le choix de la matrice hôte des ions ytterbium. Ce choix se faisant sur différents critères, réduction du problème de sélectivité spectrale (Yb :S-FAP), ou facilité d'approvisionnement et nécessité d'obtenir une longueur d'onde particulière (Yb :KYW). Une fois ce choix effectué, la deuxième étape consiste à déterminer la longueur d'onde de pompe et donc le cristal dopé aux ions néodyme à utiliser. Pour ce faire, nous avons considéré l'absorption du cristal dopé ytterbium comme un coupleur de sortie dont on devrait optimiser la valeur pour maximiser l'extraction. Nous avons par la suite réalisé le pompage en intracavité des cristaux d'Yb :S-FAP et d'Yb :KYW.

Dans le premier cas, ayant plusieurs échantillons à notre disposition, nous avons pu vérifier que la puissance extraite à 985 nm était croissante avec l'absorption petit signal du cristal, tendance en accord avec les simulations numériques. Nous avons ainsi obtenu une puissance de 1.45 W à 985 nm pour une puissance de pompe de 22 W à 808 nm. De par la spectroscopie "sympathique" de l'Yb :S-FAP, nous avons pu faire fonctionner la transition à trois niveaux dans une cavité de haute finesse et ainsi réaliser la génération de seconde harmonique. Ainsi une puissance de 120 mW à 492.5 nm a été démontrée.

Dans le deuxième cas, après avoir justifié le choix de l'Yb :KYW (face à l'Yb :KGW), nous avons démontré expérimentalement une puissance de 1 W à 981 nm pour un coupleur de transmission 57 % à cette longueur d'onde. Il s'avère que lors de la réduction de la transmission du coupleur de sortie à 981 nm et donc de l'augmentation du facteur de surtension de la cavité, des problèmes de sélectivité spectrale sont apparus. Nous avons justifié, à l'aide du modèle théorique développé au chapitre 3, les comportements expérimentaux observés et avons conclu au terme de cette étude qu'un dichroïsme plus important des miroirs était nécessaire pour effectuer la sélectivité spectrale et ainsi faire osciller la transition à trois niveaux dans une cavité de haute finesse.

Conclusion générale

Conclusion générale

Le contexte de cette thèse était l'étude approfondie des transitions lasers dites "à trois niveaux" en pompage direct et indirect par diode dans le but d'en améliorer les efficacités et d'en comprendre les clés de dimensionnement. Cette étude était initialement motivée par le remplacement des lasers à gaz aux longueurs d'onde de 442 nm (HeCd) et 488 nm (argon), orientant simulations et expérimentations autour des cristaux dopés aux ions néodyme (transition à trois niveaux autour de 880 nm) et des cristaux dopés aux ions ytterbium (transitions à trois niveaux autour de 980 nm).

Dans la première partie de ce manuscrit nous avons étudié le pompage direct par diode d'un cristal de Nd :GdVO₄ pour obtenir l'oscillation laser de sa transition à trois niveaux à 880 nm. Dans les deux premiers chapitres de cette partie, nous avons justifié tout l'intérêt d'utiliser cette transition par rapport aux solutions déjà existantes et par rapport aux autres possibilités offertes par les cristaux dopés aux ions néodyme. Le chapitre trois quant à lui, propose une étude théorique du pompage par diode de cette transition. Bien qu'appliquée au cas très particulier du Nd :GdVO₄, cette étude démontre les comportements généraux des lasers à base de transitions à trois niveaux. Ainsi plusieurs éléments méritent d'être relevés dans cette conclusion. Tout d'abord notons que les caractéristiques de la diode de pompe influencent très fortement les performances lasers et qu'il serait inutile d'effectuer un quelconque dimensionnement en ne connaissant pas ses caractéristiques. Certains paramètres géométriques doivent être définis précisément tels le diamètre de faisceau de pompe, et le diamètre de faisceau signal. En effet, le recouvrement pompe/signal apparaît comme critique dans l'optimisation des performances. Enfin, les derniers paramètres à déterminer sont les dimensions du cristal laser à utiliser. A l'aide du modèle développé, nous avons évalué les optima de longueurs pour différentes concentrations. Néanmoins, et bien que le choix semblait paradoxal au regard des simulations, nous avons décidé d'utiliser le cristal le plus faiblement dopé. Ce choix s'appuie sur différentes considérations physiques non prises en compte dans les simulations, à savoir le problème de la sélectivité spectrale, la réduction des effets thermiques, la diminution des effets parasites liés à l'upconversion et enfin la plus grande tolérance de dimensionnement. Dans le chapitre suivant, nous avons mis en oeuvre expérimentalement toutes les clés d'optimisation pour réaliser un laser à 880 nm émettant 1.9 W dans un faisceau limité par la diffraction. Dans le même temps nous avons mis en évidence le filtrage spatial des ordres transverses supérieur de par le caractère à trois niveaux de la transition. après avoir démontré la possibilité d'oscillation dans une cavité à faible niveau de pertes, nous avons procédé à la génération de seconde harmonique. Là encore, un soin tout particulier a été apporté dans le choix du cristal non linéaire. En effet, du fait du faible niveau de puissance intracavité il est néces-

saire d'utiliser un cristal non linéaire possédant un fort pouvoir de conversion. Par chance, le niobate de potassium, ou KNbO_3 , permet un accord de phase non critique pour la génération de seconde harmonique à 440 nm. Sachant que celui-ci possède un des plus grands coefficients de conversion non linéaire (mis à part les cristaux à quasi-accord de phase) des cristaux commercialement disponibles, il représente un point clé dans l'obtention des 300 mW démontrés à 440 nm. En conclusion de cette partie, un schéma expérimental optimal est proposé permettant de résoudre les différents problèmes rencontrés (polarisation de la diode de pompe, effets thermiques, décalage de la longueur d'onde d'émission avec la puissance de pompe) laissant présager une augmentation significative des performances.

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous avons étudié la transition à trois niveaux des cristaux dopés aux ions ytterbium afin d'obtenir un laser à 490 nm (après doublement de fréquence), susceptible de remplacer les lasers à argon. Nous aurions pu utiliser l'étude effectuée en première partie pour dimensionner et optimiser un système directement pompé par diode, néanmoins, la spectroscopie sympathique des ions ytterbium permettait de mettre en oeuvre un concept original : le pompage en intracavité. Cette partie correspond donc à l'étude de ce concept, son intérêt par rapport aux autres mode de pompage et son efficacité. Pour rappel, le principe du pompage en intracavité consiste à insérer dans une cavité laser primaire, un cristal dopé ytterbium, absorbant à la longueur d'onde de cette première cavité. A l'intérieur de celle-ci existe une grande puissance intracavité couplée à une excellente qualité spatiale de faisceau. Le pompage du cristal dopé ytterbium est alors "idéal". Il est ensuite possible de réaliser une seconde cavité autour de celui-ci permettant d'obtenir l'oscillation laser à la longueur d'onde de la transition à trois niveaux. Le premier chapitre présente un bref état de l'art des sources lasers émettant autour de 488 nm amenant à s'intéresser à la transition à trois niveaux des cristaux dopés ytterbium. Dans le deuxième chapitre nous explicitons le concept du pompage en intracavité, et décrivons ses premières utilisations dans l'infrarouge lointain (autour de 2 μm). Nous terminons sur l'originalité et l'intérêt que ce concept apporte au pompage des transitions à trois niveaux dans le proche infrarouge. Le troisième chapitre propose une étude théorique approfondie du pompage en intracavité et de son dimensionnement. après une brève introduction permettant d'expliquer notre choix de l' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$ comme cristal d'étude, ce chapitre théorique s'articule en deux temps. Dans un premier temps, nous avons expliqué la démarche de dimensionnement, à savoir le choix de l'étage primaire, ainsi que la taille optimale du cristal d' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$ en résultant. Dans un deuxième temps nous avons effectué une comparaison des performances accessibles à l'aide des différents types de pompage. La logique de démonstration fut de partir d'une source de pompe équivalente pour chacune des possibilités et de regarder la puissance intracavité pouvant être obtenue. Nous avons ainsi démontré que le pompage à l'aide d'un laser limité par la diffraction engendrerait une efficacité globale relativement faible. En revanche, le pompage en intracavité outre le fait de démontrer des puissances intracavités supérieures à celles d'un pompage direct par diode, donne une plus grande tolérance de dimensionnement, notamment sur la longueur du cristal dopé ytterbium à utiliser. Dans le quatrième chapitre nous réalisons expérimentalement le pompage en intracavité de plusieurs échantillons d' $\text{Yb}:\text{S-FAP}$, nous permettant de vérifier le comportement prévu par la théorie. Nous avons ainsi démontré une puissance de 1.45 W à 985 nm dans un faisceau limité par la diffraction, et fait

fonctionner la transition à trois niveaux dans une cavité de haute finesse. De manière similaire à la première partie, le choix du cristal non linéaire fut un élément clé dans l'expérience de génération de seconde harmonique. Il apparait que le niobate de potassium proposait (suivant un autre plan de coupe que précédemment) un accord de phase non critique à température ambiante, qui nous a permis de démontrer une puissance de 120 mW à 492.5 nm. A la fin de ce chapitre expérimental, nous avons proposé le remplacement de l'Yb :S-FAP par un cristal d'Yb :KYW. Ce cristal possède en effet deux propriétés importantes. Tout d'abord la longueur d'onde d'émission de la transition à trois niveau est à 981 nm, ce qui permet après doublement de fréquence de se rapprocher des 488 nm idéaux pour le remplacement des lasers à argon. De plus ce cristal est disponible commercialement, contrairement aux cristaux d'Yb :S-FAP nous ayant été fournis par le Lawrence Livermore National Laboratory. Nous avons démontré expérimentalement la possibilité d'osciller à 981 nm, cependant nous avons rencontré des problèmes de sélectivité spectrale (Le choix de l'Yb :S-FAP étant fait pour s'en affranchir). A l'aide du modèle précédemment développé, nous avons expliqué les différents régimes observés et ainsi déterminé la transmission minimale des miroirs permettant de résoudre ce problème et de faire osciller l'Yb :KYW dans une cavité de haute finesse à 981 nm. En conclusion de cette seconde partie nous avons là encore proposé un montage expérimental permettant de surpasser les difficultés rencontrées et d'ainsi améliorer les performances réalisées.

Nous avons donc prouvé dans ces travaux qu'il était possible d'utiliser des transitions à trois niveaux en pompage direct ou indirect par diode (avec les avantages et inconvénient de chacun), et que désormais, ces transitions étaient utilisables, même si les efficacités présentées restent inférieures aux efficacités accessibles à l'aide de transitions à quatre niveaux. En effet, nous avons réalisé expérimentalement le premier laser à base d'un cristal dopé néodyme émettant de manière continu après génération de seconde harmonique à 440 nm. De même nous avons démontré la première source laser continue autour de 490 nm utilisant la transition à trois niveaux des ions ytterbium à l'aide du pompage en intracavité. Une perspective de ces travaux serait l'intégration, après optimisation, en un produit commercial et compact, car les deux solutions envisagées constituent une réelle alternative aux lasers à gaz destinés à être remplacés.

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

- [Amplitude] Amplitude. www.amplitude-systemes.com.
- [Anthon 90] D.W Anthon, T.J. Pier & P.A. Leilabady. *Erbium and Holmium Lasers Pumped with Nd :YAG*. In 90 Conference Proceedings (Institute of Electrical and Electronics Engineers) (LEOS), 1990.
- [Balembois 97] F. Balembois, F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, P. Georges & A. Brun. *Theoretical and experimental investigations of small-signal gain for a diode-pumped Q-Switched Cr :LiSAF laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 33, pages 269–278, 1997.
- [Barnes 99] N.P. Barnes & B. Walsh. *Amplified Spontaneous Emission - Application to Nd :YAG lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35, pages 101–109, 1999.
- [Bayramian 00] A.J. Bayramian, C. Bibeau, C.A. Ebberts, C.D. Marshall, S.A. Payne & W.F. Krupke. *Q-Switched Yb :S-FAP three-level laser operation at 985 nm and efficient doubling at 492.5 nm*. In Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO) (17-18), 2000.
- [Bell 09] A. S. Bell, M. J. Snadden, D. A. Clubley, C. Ihli & L. E. Hunziker. *1 W, 244 nm generation by resonant cavity second harmonic generation of an optically pumped semiconductor laser*. In Proceedings of SPIE : Solid State Lasers XVIII, 2009.
- [Birnbaum 72] M. Birnbaum, A.W. Tucker & P.J. Pomphrey Jr. *New Nd :YAG laser transitions $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{9/2}$* . IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 8, page 501, 1972.
- [Bollig 98] C. Bollig, R. A. Hayward, W. A. Clarkson & D. C. Hanna. *2-W Ho :YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm :YAG laser*. Opt. Lett., vol. 23, no. 22, pages 1757–1759, 1998.
- [Bouchier 05a] A. Bouchier. *Développement de nouvelles sources laser à base de matériaux dopés par des ions ytterbium émettant vers 976 nm*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [Bouchier 05b] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, F. Balembois & P. Georges. *Intense laser emission at 981 nm in an Ytterbium-doped KY(WO₄)₂ crystal*. In Advanced Solid-State Photonics (TOPS), page 157. Optical Society of America, 2005.
- [Bouchier 05c] A. Bouchier, G. Lucas-Leclin, P. Georges & J.M. Maillard. *Frequency doubling of an efficient continuous wave single mode Yb doped fiber laser at 978 nm in a periodically poled MgO :LiNbO₃ waveguide*. Opt. Express, vol. 13, pages 6974–6979, 2005.
- [Boullet 08] J. Boullet, Y. Zaouter, R. Desmarchelier, M. Cazaux, F. Salin, J. Saby, R. Bello-Doua & E. Cormier. *High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser*. Opt. Express, vol. 16, no. 22, pages 17891–17902, 2008.
- [Bridges 64] W. Bridges. *Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum*. Applied Physics Letters, vol. 4, pages 128–130, 1964.

BIBLIOGRAPHIE

- [Brightpower] Brightpower. www.brightpower.com.
- [Castaing 07] M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, C. Varona, P. Loiseau & G. Aka. *Diode-pumped Nd :YAG laser emitting at 899 nm and below*. Opt. Lett., vol. 32, no. 7, pages 799–801, 2007.
- [Chen 99] Y. F. Chen, L. J. Lee, T. M. Huang & C. L. Wang. *Study of high-power diode-end-pumped Nd :YVO4 laser at 1.34 μ m, influence of Auger upconversion*. Optics Communications, vol. 163, no. 4-6, pages 198–202, 1999.
- [Chilla 04] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed & L. Spinelli. *High power optically pumped semiconductor lasers*. In Proceedings of SPIE : Solid State Lasers XIII, 2004.
- [Coherent] Coherent. www.coherent.com.
- [Cruz 07] L. S. Cruz & F. C. Cruz. *External power-enhancement cavity versus intracavity frequency doubling of Ti :sapphire lasers using BiBO*. Opt. Express, vol. 15, no. 19, pages 11913–11921, 2007.
- [Czeranowsky 02] C. Czeranowsky, M. Schmidt, E. Heumann, G. Huber, S. Kutovoi & Y. Zavartsev. *Continuous wave diode pumped intracavity doubled Nd :GdVO4 laser with 840 mW output power at 456 nm*. Optics Communications, vol. 205, no. 4-6, pages 361–365, 2002.
- [Czeranowsky 03] C. Czeranowsky, E. Heumann & G. Huber. *All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd :YAG BiBO laser with 2.8-W output power at 473 nm*. Opt. Lett., vol. 28, no. 6, pages 432–434, 2003.
- [Didierjean 07] J. Didierjean. *Etude thermique des cristaux lasers, réalisation de lasers à fibres monocristallines*. PhD thesis, Ecole Doctorale Ondes et Matière, 2007.
- [Didierjean 08] J. Didierjean, E. Hérault, F. Balembois & P. Georges. *Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd :doped crystals*. Opt. Express, vol. 16, no. 12, pages 8995–9010, 2008.
- [Eichhorn 08] M. Eichhorn. *Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions*. Applied Physics B, vol. 93, pages 269–316, 2008.
- [Falcoz 95] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges & A. Brun. *All Solid-State CW Tunable Blue Light Source by Intracavity Doubling of a Diode-Pumped Cr :LiSAF Laser*. Advanced Solid State Lasers, page VL1, 1995.
- [Fan 87a] T. Y. Fan & Robert L. Byer. *Continuous-wave operation of a room-temperature, diode-laser-pumped, 946-nm Nd :YAG laser*. Opt. Lett., vol. 12, no. 10, pages 809–811, 1987.
- [Fan 87b] T.Y. Fan & R.L. Byer. *Modeling and cw operation of a quasi-three level 946 nm Nd :YAG laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 23, pages 605–612, 1987.

BIBLIOGRAPHIE

- [Faucher 07] D. Faucher & R. Vallée. *Real-time photobleaching and stable operation at 204 mW of a Tm : ZBLAN blue fiber laser*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 19, pages 112–114, 2007.
- [Gapontsev 73] V.P. Gapontsev, M.E. Zhabotinskii, A.A. Izyneev, V.B. Kravchenko & Yu. P. Rudnitskii. JETP Lett., vol. 18, pages 251–253, 1973.
- [Geusic 64] J. E. Geusic, H. M. Marcos & L. G. Van Uitert. *Laser oscillations in Nd doped yttrium gallium and gadolinium garnets*. Applied Physics Letters, vol. 4, no. 10, pages 182–184, 1964.
- [Guyot 95] Y. Guyot, H. Manaa., J.Y. Rivoire, R. Moncorgè, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon & P.Laporte. *Excited-state-absorption and upconversion studies of Nd³⁺ doped single crystals Y₃Al₅O₁₂, YLiF₄, and LaMgAl₁₁O₁₉*. Physical Review B, vol. 51, no. 2, pages 784–799, Jan 1995.
- [Hall 62] R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys & R.O. Carlson. *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*. Physical Review Letters, vol. 9, no. 9, pages 366–368, Nov 1962.
- [Herault 05] E. Herault, F. Balembois & P. Georges. *491 nm generation by sum-frequency mixing of diode pumped neodymium lasers*. Opt. Express, vol. 13, no. 15, pages 5653–5661, 2005.
- [Herault 06] E. Herault, F. Balembois & P. Georges. *Nd :GdVO₄ as a three-level laser at 879 nm*. Opt. Lett., vol. 31, no. 18, pages 2731–2733, 2006.
- [Herault 07] E. Herault. *Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés néodyme*. PhD thesis, STITS-Univ Paris 11, 2007.
- [Herault 08] E. Herault, F. Balembois, P. Georges & T. Georges. *1064 nm Nd :YVO₄ laser intracavity pumped at 912 nm and sum-frequency mixing for an emission at 491 nm*. Opt. Lett., vol. 33, no. 14, pages 1632–1634, 2008.
- [Jacquemet 05] M. Jacquemet. *Sources laser solides pompées par diode, émettant autour de 1000 nm et 500 nm à base de cristaux dopés ytterbium et de semiconducteur*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [JDSU] JDSU. www.jdsu.com.
- [Jeffries 06] B. Jeffries & D.W. Coutts. *Three-level operation of a diode-bar-pumped Yb :S-FAP laser*. Optics Communications, vol. 264, no. 1, pages 55–62, 2006.
- [Jensen 94] T. Jensen, V.G. Ostroumov, J.P. Meyn, G. Huber, A.I. Zagumennyi & I.A. Shcherbakov. *Spectroscopic characterization and laser performance of diode laser pumped Nd :GdVO₄*. Applied Physics B, vol. 58, pages 373–379, 1994.
- [Jeon 91] H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A. V. Nurmikko, W. Xie, D. C. Grillo, M. Kobayashi & R. L. Gunshor. *Blue-green injection laser diodes in (Zn,Cd)Se/ZnSe quantum wells*. Applied Physics Letters, vol. 59, no. 27, pages 3619–3621, 1991.

- [Jia 06] F. Jia, Q. Xue, Q. Zheng, Y. Bu & L. Qian. *5.3 W deep-blue light generation by intracavity frequency doubling of Nd :GdVO₄*. Applied Physics B, vol. 83, pages 245–247, 2006.
- [Johansson 04] S. Johansson, S. Spiekermann, S. Wang, V. Pasiskevicius, F. Laurell & K. Ekvall. *Generation of turquoise light by sum frequency mixing of a diode-pumped solid-state laser and a laser diode in periodically poled KTP*. Opt. Express, vol. 12, no. 20, pages 4935–4940, 2004.
- [Johnson 61] L.F. Johnson & K. Nassau. *Infrared fluorescence and stimulated emission of Nd³⁺ in CaWO₄*. Proceedings of the Institute of Radio Engineers, vol. 49, pages 1704–1706, 1961.
- [Joubert 99] M.F. Joubert. *Photon avalanche upconversion in rare earth laser materials*. Optical materials, vol. 11, pages 181–203, 1999.
- [Kellner 99] T. Kellner. *Nd-dotierte Grundzustanslaser : Frequenzverdopplung im kontinuierlichen und modensynchronisierten Betrieb*. PhD thesis, Universitat Hamburg, 1999.
- [Koechner 86] W. Koechner. Solid-state laser engineering. Springer, 1986.
- [Krennrich 08] D. Krennrich, R. Knappe, B. Henrich, R. Wallenstein & J.A. L’Huillier. *A comprehensive study of Nd :YAG, Nd :YAlO₃, Nd :YVO₄ and Nd :YGdVO₄ lasers operating at wavelengths of 0.9 and 1.3 μ m. Part 1 : cw-operation*. Applied Physics B, vol. 92, pages 165–174, 2008.
- [Kurkov 01] A.S. Kurkov, E.M. Dianov, V.M. Paramonov, O.I. Medvedkov, S.A. Vasiliev, V. Solodovnikov, V. Zhilin, A.Yu Laptev, A.A. Umnikov & A.N. Guryanov. *Efficient Yb fiber laser at 980 nm pumped by the the high brightness semiconductor source*. In Technical Digest, Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2001.
- [Lavi 99] R. Lavi, S. Jackel, Y. Tzuk, M. Winik, E. Lebiush, M. Katz & I. Paiss. *Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level*. Applied Optics, vol. 38, no. 36, pages 7382–7385, 1999.
- [Lim 89] E.J. Lim, M.M. Fejer & R.L. Byer. *2nd harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium-niobate waveguide*. Electronics Letters, vol. 25, pages 174–175, 1989.
- [Limo] Limo. www.limo.de.
- [Maclean 09] A.J. Maclean, P. Roth, G.J. Valentine, A.J. Kemp & D. Burns. *Direct diode pumping of a Ti :Sapphire laser*. In Advance Solid States Photonics (ASSP) WE2, 2009.
- [Makio 00] S. Makio, T. Miyai, M. Sato & T. Sasaki. *67-mW Continuous-Wave Blue Light Generation by Intracavity Frequency Doubling of a Diode Pumped Cr :LiSrAlF₆ Laser*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 39, no. Part 1, No. 12A, pages 6539–6541, 2000.

BIBLIOGRAPHIE

- [Makio 01] S. Makio, M. Sato & T. Sasaki. *High-Power, Continuous-wave and Blue Light Generation by Intracavity Frequency Doubling of a Cr :LiSrAlF₆ Laser*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 40, no. Part 1, No. 4A, pages 2278–2281, 2001.
- [McCumber 64] D.E. McCumber. *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra*. Physical Review, vol. 136, no. 4A, pages A954–A957, Nov 1964.
- [McDonagh 06] L. McDonagh, R. Wallenstein, R. Knappe & A. Nebel. *High-efficiency 60 W TEM₀₀ Nd :YVO₄ oscillator pumped at 888 nm*. Opt. Lett., vol. 31, no. 22, pages 3297–3299, 2006.
- [McDonagh 07] L. McDonagh & R. Wallenstein. *Low-noise 62 W CW intracavity-doubled TEM₀₀ Nd :YVO₄ green laser pumped at 888 nm*. Opt. Lett., vol. 32, no. 7, pages 802–804, 2007.
- [McGinily 07] S.J. McGinily, R.H. Abram, K.S. Gardner, E. Riis, A.I. Ferguson & J.S. Roberts. *Novel gain medium design for short wavelength vertical external cavity surface emitting laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 43, pages 445–450, 2007.
- [Microcontrolnt] Microcontrolnt. www.microcontrolnt.com.
- [Moulton 86] P. F. Moulton. *Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al₂O₃*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 3, no. 1, pages 125–133, 1986.
- [Nakamura 96] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku & Y. Sugimoto. *InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 35, no. Part 2, No. 1B, pages L74–L76, 1996.
- [Nakamura 00] S. Nakamura, S. Pearton & G. Fasol. *The blue laser diode, the complete story*. Springer, 2000.
- [Nichia] Nichia. www.nichia.com.
- [Okuyama 92] H. Okuyama, T. Miyajima, Y. Morinaga, F. Hiei, M. Ozawa & K. Akimoto. *ZnSe/ZnMgSse blue laser diode*. Electronics Letters, vol. 28, pages 1798–1799, 1992.
- [Optigrate] Optigrate. www.optigrate.com.
- [Ostroumov 98] V. Ostroumov, T. Jensen, J.-P. Meyn, G. Huber & M. A. Noginov. *Study of luminescence concentration quenching and energy transfer upconversion in Nd-doped LaSc₃(BO₃)₄ and GdVO₄ laser crystals*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 15, no. 3, pages 1052–1060, 1998.
- [Paschke 09] K. Paschke, G. Blume, C. Fiebig, A. Sahm, D. Feise, M. Uebernickel, G. Erbert & G. Tränkle. *Compact Watt-class visible light sources using direct frequency-doubled edge-emitting diode lasers*. Solid State Lasers XVIII : Technology and Devices, Proc. of SPIE, vol. 7193, pages 71931C1–71931C7, 2009.

BIBLIOGRAPHIE

- [Payne 89a] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, Wayne L. Kway & H.W. Newkirk. *Laser performance of LiSrAlF₆ :Cr³⁺*. Journal of Applied Physics, vol. 66, no. 3, pages 1051–1056, 1989.
- [Payne 89b] S.A. Payne, L.L. Chase & G.D. Wilke. *Optical spectroscopy of the new laser materials, LiSrAlF₆ :Cr³⁺ and LiCaAlF₆ :Cr³⁺*. Journal of luminescence, vol. 44, pages 167–176, 1989.
- [Payne 92] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, L. Kway & W.F. Krupke. *Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er, Tm and Ho*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 28, pages 2619–2630, 1992.
- [Payne 94] S.A. Payne, L.D. DeLoach, L.K. Smith, W.L. Kway, J.B. Tassano, W.F. Krupke, B.H.T. Chai & G.Loutts. *Ytterbium-doped apatite-structure crystals : A new class of laser materials*. Journal of Applied Physics, vol. 76, no. 1, pages 497–503, 1994.
- [Renaud 01] C.C. Renaud. *High power diode pumped Yb doped fiber laser*. PhD thesis, ORC Southampton, 2001.
- [Risk 88] W. P. Risk. *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, no. 7, pages 1412–1423, 1988.
- [Sandusky 96] J.V. Sandusky & S.R.J. Brueck. *A CW external cavity surface emitting laser*. IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pages 313–315, 1996.
- [Sangla 09] D. Sangla, M. Castaing, F. Balembois & P. Georges. *Highly efficient Nd :YVO₄ laser by direct in-band diode pumping at 914 nm*. Opt. Lett., vol. 34, no. 14, pages 2159–2161, 2009.
- [Schellhorn 03] M. Schellhorn, A. Hirth & C. Kieleck. *Ho :YAG laser intracavity pumped by a diode-pumped Tm :YLF laser*. Opt. Lett., vol. 28, no. 20, pages 1933–1935, 2003.
- [Shichijyo 94] S. Shichijyo, K. Yamada & K. Muro. *Efficient intracavity sum-frequency generation of 490-nm radiation by use of potassium niobate*. Opt. Lett., vol. 19, no. 14, pages 1022–1024, 1994.
- [SNLO] SNLO. www.as-photonics.com.
- [So 06] S. So, J. I. Mackenzie, D. P. Shepherd, W. A. Clarkson, J. G. Betterton, E. K. Gorton & J. A. C. Terry. *Intra-cavity side-pumped Ho :YAG laser*. Opt. Express, vol. 14, no. 22, pages 10481–10487, 2006.
- [Sony] Sony. www.sony.net.
- [Spariosu 94] K. Spariosu & M. Birnbaum. *Intracavity 1.549 um pumped 1.634 um Er :YAG lasers at 300 K*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, pages 1044–1049, 1994.
- [Stoneman 92] R.C. Stoneman & L. Esterowitz. *Intracavity-pumped 2.09 um Ho :YAG laser*. Opt. Lett., vol. 17, no. 10, pages 736–738, 1992.

BIBLIOGRAPHIE

- [Uebernicket 08] M. Uebernicket, C. Fiebig, G. Blume, K. Paschke, B. Eppich, R. Güther & G. Erbert. *400 mW and 16.5 using a diode laser and a PPLN crystal in single pass configuration*. Applied Physics B, vol. 93, pages 823–827, 2008.
- [Vorobiev 08] N. Vorobiev, L. Glebov & V. Smirnov. *Single-frequency-mode Q-switched Nd :YAG and Er :glass lasers controlled by volume Bragg gratings*. Opt. Express, vol. 16, no. 12, pages 9199–9204, 2008.
- [Wallace 69] R. W. Wallace & S. E. Harris. *OSCILLATION AND DOUBLING OF THE 0.946- μ LINE IN Nd³⁺:YAG*. Applied Physics Letters, vol. 15, no. 4, pages 111–112, 1969.
- [Webjörn 89] J. Webjörn, F. Laurell & G. Ardivissson. *Blue light generated by frequency doubling of laser diode light in a lithium niobate channel waveguide*. IEEE Photonics technology letters, vol. 1, pages 316–318, 1989.
- [Xue 06] Q.H. Xue, Q. Zheng, Y.K. Bu, F.Q. Jia & L.S. Qian. *High-power efficient diode-pumped Nd :YVO₄/LiB₃O₅ 457 nm blue laser with 4.6 W of output power*. Opt. Lett., vol. 31, no. 8, pages 1070–1072, 2006.
- [Yiou 03a] S. Yiou. *Développement de sources laser solides de forte luminance autour de 980 nm*. PhD thesis, Université Paris XI, 2003.
- [Yiou 03b] S. Yiou, F. Balembois, K. Schaffers & P. Georges. *Efficient Laser Operation of an Yb :S-FAP Crystal at 985 nm*. Applied Optics, vol. 42, no. 24, pages 4883–4886, 2003.
- [Ylä-Jarkko 03] K.H. Ylä-Jarkko, R. Selvas, D.B.S. Soh, J.K. Sahu, C.A. Codemard, J. Nilsson, S.A. Alam & A.B. Grudinin. *A 3.5 W 977 nm cladding pumped jacketed air clad ytterbium doped fiber laser*. In Trends in Optics and Photonics, Advanced Solid State Photonics (ASSP), Vol. 34, 440-443, 2003.
- [Zellmer 99] H. Zellmer, P. Riedel & A. Tünnermann. *Visible upconversion lasers in praseodymium-ytterbium-doped fibers*. Applied physics B, vol. 69, pages 417–421, 1999.
- [Zhou 95] W.L. Zhou, Y. Mori, T. Sasaki, S. Nakai, K. Nakano & S. Niikura. *High-Efficiency Intracavity Frequency-Doubled CW and Tunable Ti :Sapphire Laser*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 34, no. Part 1, No. 7A, pages 3518–3521, 1995.

Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse

Publications dans des revues scientifiques à comités de lecture

- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, “Continuous-wave laser at 440 nm based on a frequency doubled diode-pumped Nd :GdVO₄ crystal”, *Optics Letters*, 33, 1957-1959 (2008)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, K. Schaffers and J. Tassano, ”Diode pumped Nd :YVO₄/Yb :S-FAP laser emitting at 985 and 492.5 nm”, *Optics Letters*, 33, 1234-1236 (2008)
- M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, C. Varona, P. Loiseau and G. Aka, “Diode-pumped Nd :YAG laser emitting at 899 nm and below” *Optics Letters*, 32, 799-801 (2007)

Congrès internationaux avec publication des actes

- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, “Diode-pumped Yb :KYW laser emitting at 981 nm by intracavity pumping”, *Solid State Lasers XVIII : Technology and Devices, Proceedings of the SPIE, Volume 7193*, pp. 71930J-71930J-9 (2009) (*ORAL*)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, “Three level operation of a diode pumped Nd :GdVO₄ laser and CW 440 nm generation”, *Solid State Lasers XVIII : Technology and Devices, Proceedings of the SPIE, Volume 7193*, pp. 71930N-71930N-9 (2009) (*ORAL*)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, K. Schaffers, and J. Tassano, “Intracavity pumped Yb :S-FAP crystal emitting at 985 nm and second harmonic generation”, in *Solid State Lasers XVII : Technology and Devices, Proceedings of the SPIE, Volume 6871*, pp. 68711O-68711O-8 (2008) (*ORAL*)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, K. Schaffers, and J. Tassano, "Yb :S-FAP Crystal, Intracavity and Indirectly Diode-Pumped at 914 nm, for a cw Laser Emission at 985 nm", in *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD)* (Optical Society of America, 2008), paper WE36 (*POSTER*)
- M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "First Laser Operation at 899 nm and below in a Diode End-Pumped Nd :YAG", in *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest Series (CD)* (Optical Society of America, 2007), paper MB24 (*POSTER*)

Congrès internationaux sans publication des actes

- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, “First cw laser at 440 nm based on the second harmonic generation of a Nd :GdVO₄ laser emitting at 880 nm”, *Europhoton, FRoA4* (2008) (*ORAL*)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, K. Schaffers, and J. Tassano, “Intracavity pumping of Yb :S-FAP and second harmonic generation for laser emission at 492.5 nm”, *Europhoton, FRoA6* (2008) (*ORAL*)

- M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Low Wavelength Emissions with Nd Doped Lasers", in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008), paper CFJ6 (*ORAL / conférence invité*)
- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, K. Schaffers, and J. Tassano, "First Indirectly Diode Pumped Yb :S-FAP Laser, Reaching the Watt Level at 985 nm", in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008), paper CThFF6 (*ORAL*)
- M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, and P. Georges, "Quasi three level laser operation below 946 nm in Nd :YAG and blue light generation", in CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest, (Optical Society of America, 2007), paper CA_21 (*POSTER*)
- M. Castaing, E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, "First diode pumped Nd :YAG laser at 899 nm and below", European Optical Society Conference (2006) (*POSTER*)

Congrès nationaux

- M. Castaing, F. Balembois, P. Georges, T. Georges, "Lasers solides à base de transitions trois niveaux du néodyme et de l'ytterbium, émission dans le bleu", Journées thématiques du réseau CMDO, "Lasers solides visibles-UV" (2008) (*ORAL*)
- M. Castaing, E. Herault, F. Balembois, P. Georges, "Cristaux dopés néodymes pompés par diode émettant en dessous de 900 nm", Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique (2007) (*ORAL*)

Résumé / Abstract

Développement de lasers à trois niveaux pompés par diode dans les cristaux dopés néodyme et ytterbium

Le remplacement des lasers à gaz émettant à 488 nm ou à 442 nm, à l'aide de lasers solides, représente un véritable enjeu industriel. De nombreuses solutions ont été développées, néanmoins, celle consistant en le doublement de fréquence d'une oscillation autour de 884 nm (cristaux dopés aux ions Nd^{3+}) ou de 976 nm (cristaux dopés aux ions Yb^{3+}) a toujours été écartée, de par la nature à trois niveaux des transitions mises en jeu. La très forte réabsorption du milieu à la longueur d'onde laser rend, à première vue, cette alternative peu efficace. Grâce à la significative amélioration de la luminance des diodes de pompe, ce problème peut désormais être dépassé et l'oscillation de ces transitions envisagée.

Dans ces travaux, nous proposons une étude théorique et expérimentale de l'oscillation laser en pompage par diode des transitions à trois niveaux dans les cristaux dopés aux ions Nd^{3+} et Yb^{3+} . Tout d'abord nous présentons l'étude du pompage direct par diode d'un cristal de $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ émettant à 880 nm, qui après doublement de fréquence nous permet de proposer une alternative aux lasers à HeCd. Nous présentons ensuite un nouveau concept, le pompage en intracavité, que nous appliquons aux cristaux dopés aux ions Yb^{3+} pour obtenir un effet laser autour de 980 nm. En effet, à l'intérieur d'une cavité laser, la forte puissance circulante est couplée à une bonne qualité spatiale de faisceau; ces caractéristiques représentent les conditions optimales de pompage d'une transition à trois niveaux. En conclusion, nous proposons une comparaison théorique des différents types de pompage proposés, permettant de dégager avantages et inconvénients de chacune de ces deux configurations.

Mots clefs: *laser néodyme, laser ytterbium, laser visible, laser pompé par diode, laser trois-niveaux*

Diode-pumped three-level lasers in neodymium and ytterbium doped crystals

The replacement of gas lasers emitting at 488 nm or 442 nm by solid state configurations is a true challenge due to the industrial stake that it represents. Substitution solutions have been developed, nevertheless, the one consisting of the second harmonic generation (SHG) of 884 nm or 976 nm emissions in bulk configuration was always put away due to the three-level nature of the transitions which had to be used. Indeed the very strong re-absorption at the lasing wavelength (884 nm for Nd^{3+} and 976 nm for Yb^{3+}) made them unsuitable for an efficient laser action in diode-pumped configuration. The improvement of the laser-diode brightness has recently opened the door for using these transitions. In this manuscript we present a theoretical and experimental study on diode-pumped three-level lasers in Nd^{3+} doped and Yb^{3+} doped crystals.

Firstly, we propose the study of the direct diode pumping of an $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ crystal, emitting at 880 nm, which after second harmonic generation give us an alternate solution to HeCd lasers. We present then, a new concept, the intracavity pumping, that we apply to Yb^{3+} doped materials, to achieve laser action around 980 nm. Indeed, inside a laser cavity, the very important circulating power is coupled to a good spatial beam quality; these two points are the key points for an efficient pumping of three-level transitions. As a conclusion we give a comparison of the direct and indirect diode pumping of three-level laser transitions, and highlight the advantages of each configuration.

Key words: *neodymium laser, ytterbium laser, visible laser, diode-pumped laser, three-level laser*