



**HAL**  
open science

# Etude théorique et expérimentale de l'architecture d'un laser à solide monocristallin ou céramique dopé ytterbium pour la génération d'impulsions de grande énergie à haute cadence.

Olivier Casagrande

## ► To cite this version:

Olivier Casagrande. Etude théorique et expérimentale de l'architecture d'un laser à solide monocristallin ou céramique dopé ytterbium pour la génération d'impulsions de grande énergie à haute cadence.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT: . pastel-00002586

**HAL Id: pastel-00002586**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00002586>**

Submitted on 27 Jul 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.

# THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE en SCIENCES PHYSIQUES

Spécialité : Physique des lasers

par

**Olivier CASAGRANDE**

*Étude théorique et expérimentale de l'architecture d'un laser à solide  
monocristallin ou céramique dopé ytterbium pour la génération d'impulsions  
de grande énergie à haute cadence*

Soutenue le 9 mars 2007, devant le jury composé de :

MM. François BALEMBOIS	Professeur à l'IOTA	Président
Eric FREYSZ	Directeur de Recherche au CPMOH	Rapporteur
Michel MORTIER	Maître de Conférence à l'ENSCP	Rapporteur
François AMIRANOFF	Directeur de Recherche au LULI	
Gilbert BOURDET	Chercheur au LULI	Directeur de Thèse
Bruno LE GARREC	Directeur de Recherche au CEA	



*When everything else fails, read the instructions ...*



## *Remerciements*

*Ce manuscrit synthétise le travail de recherche mené durant trois années au sein du Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine du Commissariat à l'Energie Atomique. Je remercie Francis Kovacs, chef du Département Lasers de Puissance, ainsi que Philippe Estrailier, chef du Service Conception et Architecture Laser, de m'avoir accueilli au sein de leurs unités.*

*Mon sujet de recherche a été initié et porté au Département Lasers de Puissance par Bruno Le Garrec. Je le remercie d'avoir su défendre la thématique de recherche concernant l'architecture des lasers du futur et je lui suis particulièrement reconnaissant de la confiance qu'il m'a témoignée durant ces trois années.*

*J'exprime ma profonde gratitude à Gilbert Bourdet, mon directeur de thèse. Je le remercie de m'avoir transmis une partie de son savoir et de son expérience sur les sources laser de grande énergie en général et sur le fameux ion ytterbium en particulier. Merci aussi pour avoir, malgré la distance, suivi l'avancement de mes travaux avec un intérêt sans cesse renouvelé, ainsi que pour ses nombreux conseils pour l'élaboration du manuscrit.*

*J'aimerais ensuite remercier les personnes suivantes d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse, en particulier Michel Mortier et Eric Freysz pour s'être acquittés de la tâche de rapporteur et pour leurs remarques constructives. Merci également à Eric pour le prêt du cryostat qui me fût d'une aide plus que précieuse pour la partie expérimentale de mes recherches. Je remercie également François Balembos pour avoir présidé le jury et pour l'intérêt qu'il a manifesté à l'égard de ce manuscrit. Je voudrais également remercier François Amiranoff pour l'ensemble des conseils qu'il m'a donnés, notamment lors de la préparation de la soutenance.*

*Durant ces trois années, j'ai partagé la vie du Laboratoire Systèmes Laser dont je tiens ici à remercier chacun des membres. J'exprime des remerciements tout particuliers à Nathalie pour son incroyable disponibilité et pour l'aide très précieuse qu'elle m'a apportée, que ce soit en participant aux manip aux moments stratégiques ou pour les nombreuses discussions, parfois nocturnes, au sujet de mes codes d'amplification. Merci à Jean-Paul pour avoir participé, par nos discussions, au développement de mon embryon de culture du monde des lasers.*

*La partie expérimentale de mon travail de thèse s'est déroulée dans l'enceinte du laser Alisé. Je voudrais remercier toute l'équipe pour son accueil et son aide quotidienne, et tout particulièrement*

*Laurent Marmande pour sa disponibilité, son infinie gentillesse et son aptitude à résoudre les problèmes techniques avant même qu'ils ne se posent. Je tiens également à remercier Daniel Mazataud qui me fût d'un grand secours au moment de l'installation de mes manips en salle E4.*

*Une dédicace toute particulière aux thésards, post-docs et autres stagiaires dont j'ai partagé le bureau où que j'ai pu côtoyer durant ces trois années. Je pense alors à Julien, Alex et Arnaud pour nos considérations œnologiques, tant sur le plan théorique qu'expérimental, Manu pour les réglages de « régén de la salle étude » et son aptitude à bougonner en toutes circonstances, Benoît pour les pauses thé salutaires durant la rédaction et Delphine pour avoir égayé l'ambiance du D 103 par sa bonne humeur. Bon courage à Steve, l'unique survivant, pour la suite de la thèse.*

*Comment ne pas prendre le temps de remercier Nelly pour tout ce qu'elle a pu m'apporter dans la seconde moitié de ma thèse. Je pense bien sûr, et en premier lieu, à ses connaissances sur « the magic Yb » qui m'ont permis de comprendre de nombreux phénomènes et de donner un second souffle à mon travail de thèse. Mais je pense également à son soutien infailible qui me fût indispensable dans les nombreux moments de doute.*

*Je souhaiterais aussi remercier toute l'équipe de l'ASCEA CESTA Volley-ball pour toutes ces bouffées d'air sportives qui m'ont permis de mettre de côté quelques instants le monde merveilleux de la physique. Merci également pour les deux « intercentres » auxquels j'ai pu participer : ce sera une expérience à renouveler.*

*Je voudrais terminer cette série de remerciements par ma Charlotte qui m'a constamment supporter et encourager pendant ces trois années et notamment durant la rédaction et la préparation de la soutenance. Merci aussi pour les nombreux (longs et éprouvants) trajets hebdomadaires Le Havre – Bordeaux et pour avoir su me faire relativiser l'importance des joules.*







---

# Introduction

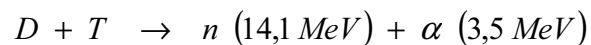
---



Depuis la première démonstration par Schawlow et Townes [Réf. 1] et la première réalisation expérimentale d'une source laser par Maiman [Réf. 2] en 1960, les lasers sont devenus des outils courants et indispensables dans des domaines d'application très variés. Ils sont en effet utilisés pour de multiples applications industrielles, médicales ou encore militaires. Ils demeurent en outre des outils de choix pour la recherche en physique fondamentale et appliquée. Afin de répondre à chacun de ces besoins, la recherche en physique des lasers est aujourd'hui un domaine très actif dans lequel se poursuivent des activités très variées.

Les lasers sont des sources lumineuses de forte brillance : ils ont la capacité de concentrer un flux d'énergie important à la fois sur une durée très courte et sur une surface très faible. Tout naturellement, cette propriété a été utilisée pour étudier la matière dans des conditions extrêmes. Depuis les années 1980, de nombreux projets se sont succédés dans le but d'accroître les performances de ces lasers de puissance pour étudier l'interaction onde – matière et, aujourd'hui, le niveau de performance atteint par les lasers de puissance permet d'envisager dans un avenir proche la fusion thermonucléaire

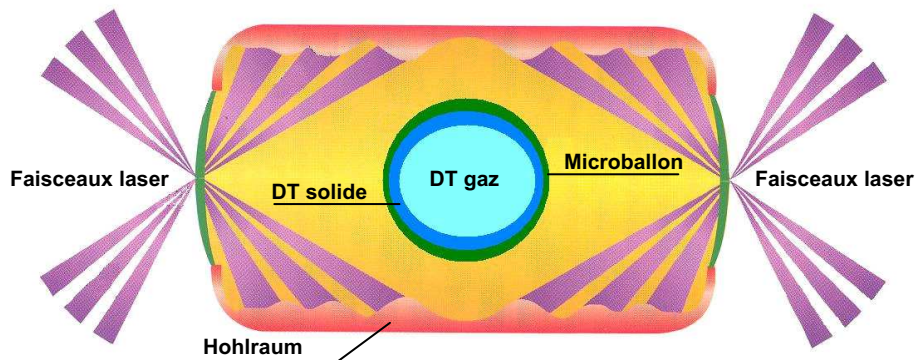
L'objectif visé est de porter, dans un plasma (en l'occurrence un plasma DT, constitué d'atomes ionisés de deutérium et de tritium, ainsi que d'électrons libres), les ions à des températures  $T$  de plusieurs millions de degrés, ou à des énergies cinétiques moyennes  $kT$  de quelques keV, pour provoquer des réactions de fusion libérant, à chaque interaction, une énergie de 17 MeV :



Les plasmas, siège de ce processus, sont caractérisés par une relation qui contraint le produit de leur densité par leur durée de vie, appelé aussi produit de confinement, à dépasser une valeur donnée : c'est le « critère de Lawson ». Deux voies sont dès lors possibles et sont explorées. La première est la fusion par confinement magnétique (dans des Tokamaks) de plasmas de faible densité ( $10^{14} \text{ at.cm}^{-3}$ ) maintenus pendant plusieurs secondes. La seconde, la « Fusion par Confinement Inertiel » (FCI), consiste à comprimer, par une brusque augmentation de la pression, le plasma à des densités très élevées (jusqu'à mille fois la densité du solide), soit  $10^{25} \text{ at.cm}^{-3}$ , pour qu'il puisse s'enflammer et brûler pendant des temps caractéristiques ( $< 1 \text{ ns}$ ) faibles devant le temps de détente et d'expansion du milieu. Alors que différents moteurs (« drivers » en anglais) peuvent être utilisés pour mettre en condition le plasma (bombardement par des faisceaux d'ions légers ou lourds, compression magnétohydrodynamique ou par explosif), c'est le laser qui, le premier, a été adopté et ouvre aujourd'hui des perspectives de réussite avec la réalisation d'installations capables de délivrer des impulsions hautement énergétiques. En France, le Laser Mégajoule (LMJ), est en cours de construction au Commissariat à l'Énergie Atomique. Les États-Unis ont également un projet d'envergure équivalente : le National Ignition Facility (NIF). L'objectif des recherches qui seront menées dans ces installations sera de comprendre les mécanismes de la réaction de fusion thermonucléaire et de la contrôler, pour des applications militaires dans le cadre de la simulation des armes nucléaires, pour des applications scientifiques dans des domaines tels que l'astrophysique, ou encore pour des applications civiles comme par exemple ouvrir la voie de la production d'énergie par fusion thermonucléaire.

Pour atteindre la fusion, une couche cryogénique de DT, portée à une température de 20 K, est mise en forme sur la surface intérieure d'un microballon de CH. Celui-ci est éclairé, soit directement par le laser (attaque directe), soit indirectement par du rayonnement X (attaque indirecte). Dans ce dernier cas, le microballon est placé au centre d'une cavité que le laser chauffe à une température très élevée (de l'ordre de  $3.10^6 \text{ }^\circ\text{C}$ ). C'est alors le

rayonnement X produit par ce four, également appelé « hohlraum », qui éclaire la cible d'une manière homogène.



*Configuration d'une cible pour le LMJ*

Le LMJ et le NIF sont basés sur le principe de l'attaque indirecte. Pour que le rayonnement X soit suffisant pour comprimer et chauffer le microballon afin d'initier la réaction de fusion thermonucléaire, l'énergie laser envoyée dans la cavité doit être de l'ordre de 2 mégajoules concentrée sur une durée d'impulsion de quelques nanosecondes. En outre, afin que la conversion entre le laser et le rayonnement X soit efficace, les faisceaux laser doivent présenter une longueur d'onde optique courte, située dans le domaine de l'ultraviolet (UV). Malheureusement, il s'avère très difficile de réaliser des lasers émettant dans l'UV qui soient suffisamment énergétiques pour atteindre la fusion. D'autre part la résistance au flux laser des composants optiques classiques en silice est d'autant plus faible que la longueur d'onde du rayonnement laser est courte. Pour ces raisons, les lasers de forte puissance, comme le NIF et le LMJ, sont basés sur des matériaux laser émettant à des longueurs d'onde situées dans le proche infrarouge (autour de 1  $\mu\text{m}$ ). Cette radiation est ensuite doublée et triplée en fréquence par effet non linéaire dans des cristaux biréfringents afin d'obtenir un rayonnement UV. Compte tenu du rendement de cette opération de conversion de fréquence, de l'ordre de 50 %, l'énergie nécessaire dans le proche infrarouge est alors proche de 4 MJ.

Pour atteindre une telle énergie, le laser mégajoule sera composé de 240 faisceaux de 40 cm x 40 cm. Actuellement, les seuls matériaux laser capables d'être produits en aussi grandes dimensions sont des matrices amorphes telles que les verres. Ainsi, la technologie des lasers de forte puissance s'est orientée vers l'amplification dans des verres dopés au néodyme pompés par des lampes à décharges (lampes flash). En effet seul ce type de source de pompage optique permet aujourd'hui d'éclairer d'aussi grandes surfaces.

En 2003, la qualification du premier faisceau de la ligne d'intégration laser (LIL), prototype du LMJ constitué de 8 faisceaux, a permis d'obtenir une énergie de 20 kJ dans l'infrarouge et de 9,5 kJ dans l'ultraviolet. Extrapolées aux 240 faisceaux du LMJ, ces performances correspondent à une énergie de 4,8 MJ dans l'IR et de 2,28 MJ dans l'UV, suffisante pour réaliser la réaction de fusion thermonucléaire.

Toutefois, compte tenu des effets thermiques présents dans les plaques amplificatrices qui peuvent altérer la qualité du faisceau laser nécessaire à l'interaction avec la cible de DT, le laser mégajoule ne pourra effectuer qu'un tir toutes les 4 heures. En effet, lors de la phase de pompage du matériau laser, une partie de l'énergie rayonnée par les lampes flash est transformée en chaleur. Cet échauffement des plaques laser peut alors entraîner

des contraintes et des déformations, ainsi que des modifications des propriétés optiques qui peuvent à leur tour engendrer une dégradation rédhibitoire de la qualité du faisceau laser. Il faut donc attendre que les plaques amplificatrices aient retrouvé un équilibre thermique entre deux tirs laser successifs.

Dans la perspective d'un « driver » laser permettant d'envisager la production d'énergie par FCI, la cadence de tir devra être beaucoup plus importante, de l'ordre de quelques dizaines de hertz, afin que le rendement de production d'énergie soit globalement positif. Cela reviendrait à augmenter la cadence de tir d'une installation de type LMJ d'un facteur  $10^5$  ce qui, compte tenu des technologies employées dans ce type de laser, est impossible pour les raisons d'ordre thermique que nous avons évoquées. Il faut alors envisager de nouvelles technologies laser permettant d'atteindre des énergies élevées et des hautes cadences. Plusieurs points clefs de l'architecture du laser peuvent et doivent être considérés afin d'augmenter la puissance moyenne. Nous pouvons citer en premier lieu le matériau laser, qu'il s'agisse de l'ion actif ou de la matrice hôte, le pompage, ou encore le système d'évacuation de la chaleur.

Dans le premier chapitre de ce mémoire de thèse, nous donnons des éléments de réponse à ces différents points. Après avoir exposé ses principales caractéristiques, nous montrons que l'ion ytterbium apparaît comme un bon remplaçant du néodyme pour les lasers solides de puissance en vue d'augmenter leur puissance moyenne. Cet ion actif permet en effet de stocker de grandes quantités d'énergie tout en limitant la charge thermique au sein du matériau amplificateur.

Dans une deuxième partie, nous discutons des propriétés, notamment thermomécaniques, qu'une matrice laser doit posséder afin de limiter les effets thermiques qui peuvent sévir dans les milieux amplificateur des lasers de puissance. Cette discussion aboutit à la constitution de figures de mérite nous permettant de sélectionner des matrices adaptées à la haute puissance : les grenats et les sesquioxydes de terres rares. Dans cette partie, nous étudions également l'effet de la température sur les principales propriétés thermiques des matériaux laser, notamment sur la conductivité thermique.

Dans la troisième partie de ce premier chapitre, nous abordons différents points de l'architecture d'un laser de puissance en traitant de l'influence de la morphologie du milieu amplificateur, des différentes techniques de pompage, ainsi que des systèmes de refroidissement sur la gestion des effets thermiques.

Le second chapitre est consacré à la présentation d'un modèle numérique d'amplificateur à ytterbium. Dans un premier temps, nous traitons la phase de pompage optique du milieu amplificateur laser dans le cas simple d'une source monochromatique. Nous comparons à l'aide de ce modèle différentes architectures de pompage. Ce modèle nous permet également d'optimiser plusieurs paramètres de mise en œuvre du milieu amplificateur afin de maximiser son rendement de stockage d'énergie utile. Nous évaluons et comparons alors de manière intrinsèque différentes matrices hôtes de l'ion ytterbium en considérant plusieurs transitions de pompe.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous affinons le modèle en y intégrant la prise en compte d'une source de pompage spectre large. Nous proposons une nouvelle évaluation de matrices laser dopées à l'ytterbium dans le cas d'un pompage par des diodes laser dont le spectre est large et se décale au cours d'une impulsion de pompe.

Dans la troisième partie, nous décrivons un modèle traitant de l'amplification d'impulsions dans un amplificateur multi passages dopé à l'ytterbium. Nous étudions l'influence des pertes de l'amplificateur et de l'intensité laser injectée sur l'optimisation de nombre de passages dans l'amplificateur, et nous proposons une comparaison de plusieurs matrices laser au regard de leur rendement d'extraction d'énergie. Finalement ce modèle d'amplificateur nous permet d'évaluer et de comparer de manière intrinsèque différentes matrices laser dopées à l'ion ytterbium d'une part en terme d'aptitude au stockage d'énergie et d'autre part en terme d'extraction de l'énergie stockée.

Dans le troisième chapitre de ce manuscrit, composé de quatre parties, nous étudions le comportement, notamment spectral, des matériaux dopés ytterbium en configuration d'oscillateur relaxé. La première des quatre parties est consacrée à la présentation d'un modèle dynamique d'oscillateur laser à ytterbium en régime relaxé dans le cas simple d'une émission monochromatique. Ce modèle nous permet d'étudier l'influence de divers paramètres comme l'intensité de pompe, la longueur du milieu amplificateur, la réflectivité du coupleur de cavité, ou encore les pertes interne de la cavité sur les performances de l'oscillateur.

Dans la deuxième partie, nous traitons de manière qualitative le comportement spectral particulier aux systèmes laser quasi trois niveaux comme l'ion ytterbium. Nous étudions dans un premier temps l'influence de l'inversion de population sur l'allure du profil spectral du gain dans un matériau dopé ytterbium et nous en déduisons ensuite l'influence des pertes internes de la cavité sur le spectre d'émission d'un oscillateur relaxé. Cette première étude qualitative est validée expérimentalement.

Dans la troisième partie de ce chapitre, nous proposons un modèle d'oscillateur relaxé résolu en temps et en spectre afin d'étudier plus finement le comportement spectral des matériaux dopés ytterbium. Nous exposons en particulier l'influence du niveau de pertes internes de la cavité ainsi que de l'intensité de pompe sur ce comportement spectral. Nous présentons également les résultats obtenus avec un oscillateur laser que nous avons réalisé pour valider expérimentalement les comportements prévus par le modèle numérique.

La dernière partie du troisième chapitre est consacrée à l'étude de l'influence de la température sur le comportement spectral des matrices laser dopées ytterbium. Après avoir présenté une étude qualitative, nous présentons les résultats obtenus à l'aide de notre modèle numérique, puis nous exposons les résultats expérimentaux qui viennent valider les comportements prévus.

Le quatrième et dernier chapitre de cette thèse est consacré à une évaluation expérimentale de diverses matrices laser dopées à l'ion ytterbium : le YAG et trois sesquioxydes de terres rares ( $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$  et  $Sc_2O_3$ ) qui possèdent des propriétés thermomécaniques intéressantes pour la réalisation de laser de haute puissance moyenne.

Dans un premier temps, nous décrivons le montage expérimental que nous avons utilisé pour mener ces caractérisations – architecture de pompage et oscillateur laser.

Dans la deuxième partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à température ambiante pour le YAG ainsi que pour les sesquioxydes d'yttrium, de lutétium et de scandium. Plusieurs paramètres sont étudiés comme l'épaisseur du matériau laser, la longueur d'onde de pompe, ou encore la réflectivité du coupleur de cavité.

Dans la troisième partie de ce dernier chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à basses températures à l'aide d'un cryostat à azote liquide. Après avoir décrit le montage expérimental que nous avons mis en œuvre, nous exposons l'influence de la température sur le spectre de fluorescence des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium ainsi que sur leurs performances laser en cavité relaxée. Finalement, nous proposons une optimisation d'un oscillateur laser à base de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à la température de l'azote liquide.

### ***Positionnement de ce travail de thèse par rapport à l'état de l'art***

Dans ce manuscrit, nous traitons notamment de l'intérêt des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium pour la réalisation d'un laser délivrant des impulsions fortement énergétiques avec une cadence de tir élevée. Ces monocristaux (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) sont d'ores et déjà reconnus pour leurs propriétés thermomécaniques particulièrement avantageuses pour des applications de haute puissance moyenne. En effet de par leur conductivité thermique élevée ces matériaux permettent une extraction de la chaleur générée au sein des amplificateurs laser plus aisée. Cependant, ces matériaux possèdent des températures de fusion très élevée, et sont de ce fait très difficiles à obtenir sous forme cristalline. A ce jour seuls quelques échantillons aux dimensions limités (quelques millimètres) ont été synthétisés. Ainsi, l'utilisation de ces matériaux monocristallins pour la réalisation de systèmes laser demeure anecdotique, et seules quelques données spectroscopiques (spectre d'émission, spectre d'absorption, durée de vie de fluorescence) sont disponibles dans la littérature [Réf. 15]- [Réf. 18]. Une voie plus prometteuse pour l'obtention des sesquioxydes de terres rares en grande dimension est la synthèse de céramiques transparentes. Au cours des dix dernières années, des échantillons aux dimensions centimétriques ont été réalisés [Réf. 25]- [Réf. 27] et mis en œuvre dans différents systèmes laser. En effet, les performances des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium ont été évaluées dans des oscillateurs laser en mode continu [Réf. 28]- [Réf. 31] ou dans des cavités laser à blocage de mode [Réf. 32], [Réf. 33]. Ces mises en œuvre expérimentales ont alors confirmé l'intérêt naissant pour cette famille de matériaux laser. Cependant, à notre connaissance, aucune étude n'a encore portée sur l'utilisation de ces matériaux pour la génération d'impulsions de très forte énergie dans la perspective de la réalisation d'un « driver » laser pour la production d'énergie par FCI. Dans cette perspective, ce document présente notamment une évaluation intrinsèque à la fois des qualités thermomécaniques et des performances laser des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium ainsi qu'une comparaison avec d'autres matériaux amplificateurs (voir chapitres I et II).

Ce document présente par ailleurs une étude à la fois théorique et expérimentale de l'influence de la température sur les propriétés spectroscopiques des sesquioxydes de terres rares dopées à l'ytterbium ainsi que sur leurs performances laser en cavité. En effet, comme nous le verrons plus en détail, les basses températures améliorent considérablement les propriétés spectroscopiques des matériaux laser dopés à l'ytterbium. En 2003, Dong et al. ont montré que la section efficace d'émission du Yb:YAG est multipliée par un facteur quatre lorsque la température chute de la température ambiante à la température de l'azote liquide [Réf. 88]. En outre, en 2004, Ripin et al. ont démontré expérimentalement à l'aide d'un oscillateur continu à base de Yb:YAG que des températures cryogéniques permettent d'atteindre de fortes puissances (165 W) avec des rendements optique – optique élevés (76 %) [Réf. 89]. Toutefois, les résultats publiés à ce jour concernant les performances de



systemes laser bases sur l'ion ytterbium a basses temperatures concernent seulement Yb:YAG pompe par une source continu. Ce document presente alors une evaluation experimentale des proprietes spectroscopiques des sesquioxydes terres rares dopes a l'ytterbium aux basses temperatures ainsi que de leurs performances laser en pompage impulsional.

# SOMMAIRE

Introduction.....	9
Chapitre I Les lasers de haute puissance moyenne : matériau amplificateur et architecture .....	23
I.1 Principales caractéristiques de l'ion ytterbium .....	25
I.1.1 Diagramme énergétique de l'ion ytterbium .....	25
I.1.1.1 Les terres rares .....	25
I.1.1.2 L'ion ytterbium: $\text{Yb}^{3+}$ .....	26
I.1.1.3 Dégénérescence des niveaux .....	27
I.1.2 Avantages de l'ytterbium .....	28
I.1.3 Laser quasi-3-niveaux .....	30
I.1.3.1 Modèles de systèmes lasers à 4 et 3 niveaux .....	30
I.1.3.2 Cas de l'ion ytterbium : un système quasi-3-niveaux.....	30
I.1.3.3 Limitation de la longueur d'amplification .....	33
I.2 Matrices solides pour les lasers de puissance .....	36
I.2.1 Résistance aux chocs thermiques .....	36
I.2.2 Lentille thermique .....	38
I.2.2.1 Distribution de température .....	38
I.2.2.2 Lentille thermique .....	39
I.2.3 Production de chaleur et nouveaux facteurs de mérite.....	41
I.2.4 Prédiction de la conductivité thermique des solides diélectriques .....	44
I.2.4.1 Modèle pour la conductivité thermique d'un solide diélectrique.....	44
I.2.4.2 Influence du dopage .....	46
I.2.5 Influence de la température sur la conductivité thermique.....	50
I.2.5.1 Capacité calorifique d'un réseau cristallin.....	51
I.2.5.2 Conductivité thermique.....	52
I.2.5.3 Processus Umklapp.....	53
I.2.5.4 Effet de taille .....	54

I.2.6	Influence de la température sur les autres propriétés thermomécaniques des cristaux .....	57
I.2.6.1	Influence de la température sur le coefficient de dilatation .....	58
I.2.6.2	Influence de la température sur le coefficient $dn / dT$ .....	58
I.3	Architecture .....	60
I.3.1	Morphologie des amplificateurs lasers solides.....	60
I.3.1.1	Les fibres .....	61
I.3.1.2	Les disques minces .....	61
I.3.1.3	Les matériaux laser composites.....	62
I.3.2	Pompage par diodes laser .....	63
I.3.2.1	Structures des diodes laser .....	63
I.3.2.2	Domaine spectral couvert par les diodes laser .....	64
I.3.2.3	Rendement de conversion et dépôt de chaleur .....	65
I.3.2.4	Pompage longitudinal.....	68
Chapitre II Modèle d'amplificateurs laser à ytterbium .....		71
II.1	Pompage Monochromatique .....	73
II.1.1	Formulation et restrictions du modèle de pompage monochromatique ..	73
II.1.1.1	Équations pour le pompage .....	73
II.1.1.2	Restrictions de cette formulation.....	75
II.1.2	Résolution des équations de pompage.....	75
II.1.3	Optimisation de la longueur du milieu laser .....	79
II.1.4	Optimisation de la durée de pompe .....	81
II.1.5	Comparaison de différentes architectures de pompage .....	83
II.1.6	Comparaison de matrices laser dopées ytterbium.....	85
II.1.6.1	Pompage sur transition Low1-Up1.....	86
II.1.6.2	Pompage sur transition Low1-Up2.....	89
II.1.6.3	Comparaison de matrices laser et de transitions de pompe.....	91
II.2	Pompage Spectre Large .....	93
II.2.1	Spectre des diodes laser .....	93
II.2.1.1	Spectre des diodes laser en régime continu.....	94
II.2.1.2	Spectre des diodes laser en régime impulsif .....	94
II.2.2	Influence du spectre des diodes laser sur le coefficient d'absorption .....	96

II.2.3	Formulation d'un modèle de pompage spectre large.....	99
II.2.4	Influence du spectre des diodes sur l'optimisation de l'amplificateur.....	99
II.2.4.1	Cas du Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	100
II.2.4.2	Cas du Yb:YAG.....	102
II.2.5	Nouvelle comparaison de matrices laser dopées ytterbium.....	103
II.2.5.1	Pompage sur transition Low1-Up1.....	104
II.2.5.2	Pompage sur transition Low1-Up2.....	105
II.2.5.3	Comparaison de matrices laser.....	106
<b>II.3</b>	<b>Amplification d'impulsions.....</b>	<b>108</b>
II.3.1	Formulation et restrictions du modèle d'amplification d'impulsions.....	108
II.3.1.1	Équations pour l'amplification.....	108
II.3.1.2	Restrictions de cette formulation.....	109
II.3.2	Résolution des équations d'amplification.....	110
II.3.3	Amplification multi passages.....	113
II.3.4	Optimisation du nombre de passages dans l'amplificateur.....	115
II.3.5	Influence des pertes de l'amplificateur et de l'intensité laser injectée....	117
II.3.6	Évaluation et comparaison de matrices laser dopées ytterbium.....	118
II.3.6.1	Intensité de pompe variable et pertes fixées.....	119
II.3.6.2	Intensité de pompe fixée et pertes variables.....	122
<b>Chapitre III</b>	<b>Modèle d'oscillateurs laser à ytterbium.....</b>	<b>127</b>
III.1	Modèle dynamique monochromatique d'oscillateurs quasi-trois-niveaux.....	129
III.1.1	Modèle dynamique de cavité laser.....	129
III.1.1.1	Équations locales : en tout point d'un milieu laser.....	129
III.1.1.2	Équations pour une cavité laser simplifiée.....	130
III.1.1.3	Équations pour une cavité laser réaliste.....	132
III.1.1.4	Évolution temporelle de l'intensité en sortie de cavité.....	134
III.1.1.5	Formulation du comportement dynamique d'un oscillateur relaxé.....	135
III.1.2	Exemple d'une cavité relaxée Yb:YAG.....	137
III.1.2.1	Influence de l'intensité de pompe.....	139
III.1.2.2	Influence de la longueur du milieu amplificateur.....	140
III.1.2.3	Influence de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité.....	141
III.1.2.4	Influence des pertes intra cavité.....	142

III.2	Comportement spectral des lasers dopés ytterbium .....	145
III.2.1	Influence du taux d'excitation sur le gain linéique .....	145
III.2.2	Étude qualitative de l'influence des pertes sur le spectre émis par une cavité laser .....	149
III.2.3	Validation expérimentale .....	150
III.3	Modèle dynamique d'oscillateurs quasi-trois-niveaux résolu en spectre .....	153
III.3.1	Modèle dynamique de cavité laser résolu en spectre .....	153
III.3.2	Modélisation numérique d'une cavité relaxée .....	155
III.3.2.1	Influence des pertes intra cavité .....	158
III.3.2.2	Influence de l'intensité de pompe .....	162
III.3.3	Validation expérimentale .....	164
III.3.3.1	Influence des pertes internes de la cavité.....	169
III.3.3.2	Influence du filtrage spatial .....	171
III.3.3.3	Influence de l'intensité de pompe .....	174
III.4	Effet de la température sur le spectre .....	178
III.4.1	Influence de la température sur le gain.....	178
III.4.2	Modélisation numérique d'une cavité.....	181
III.4.3	Validations expérimentales .....	184
III.4.3.1	Régime relaxé .....	184
III.4.3.2	Régime déclenché .....	186
Chapitre IV Évaluation et comparaison expérimentale de matrices dopés à l'ytterbium.....		189
IV.1	Description du dispositif expérimental.....	191
IV.1.1	Les diodes laser.....	191
IV.1.2	L'architecture de pompage .....	194
IV.1.3	L'oscillateur.....	198
IV.2	Cavités relaxées à température ambiante .....	201
IV.2.1	Résultats expérimentaux pour Yb:YAG .....	201

IV.2.2	Résultats expérimentaux pour Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	206
IV.2.2.1	Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 1 mm .....	207
IV.2.2.2	Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 2 mm .....	209
IV.2.2.3	Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 3 mm .....	211
IV.2.2.4	Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 4 mm .....	213
IV.2.2.5	Analyse des résultats : influence des paramètres .....	215
IV.2.3	Résultats expérimentaux pour Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	216
IV.2.3.1	Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 1,0 mm.....	217
IV.2.3.2	Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 1,5 mm.....	220
IV.2.3.3	Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 2,0 mm.....	222
IV.2.3.4	Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 2,5 mm.....	224
IV.2.3.5	Analyse des résultats : influence des paramètres .....	226
IV.2.4	Résultats expérimentaux pour Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	227
IV.2.4.1	Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 1,0 mm .....	228
IV.2.4.2	Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 1,5 mm .....	231
IV.2.4.3	Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , épaisseur 2,0 mm .....	233
IV.2.4.4	Analyse des résultats : influence des paramètres .....	235
IV.3	Cavités relaxées à basses températures .....	238
IV.3.1	Description des expériences à basses températures .....	238
IV.3.2	Résultats expérimentaux pour Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> à basses températures.....	241
IV.3.3	Résultats expérimentaux pour Yb:Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub> à basses températures.....	246
IV.3.4	Résultats expérimentaux pour Yb:Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub> à basses températures.....	251
IV.3.5	Optimisation de l'oscillateur à Yb:Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> à 77 K.....	256
	Conclusion Générale et Perspectives .....	261
	Annexe : Calcul des sections efficaces .....	269
	Communications scientifiques .....	275
	Références .....	279



---

# **Chapitre I**

## **Les lasers de haute puissance moyenne : matériau amplificateur et architecture**

---





Dans la perspective d'une montée en puissance moyenne des laser actuels, l'ion trivalent  $\text{Yb}^{3+}$  qui donne comme l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  une émission laser autour de  $1 \mu\text{m}$  semble présenter de nombreux avantages. Les principales caractéristiques de l'ion ytterbium proviennent de sa structure électronique simple, seulement composée de deux niveaux.

Dans cette partie, nous présentons le diagramme énergétique de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  ainsi que les avantages qui en découlent, en particulier en terme de stockage d'énergie et de charge thermique. Cependant, nous montrons également que le caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium engendre la possibilité d'une réabsorption de l'onde laser qui limite notamment la longueur du milieu amplificateur.

## I.1 Principales caractéristiques de l'ion ytterbium

### I.1.1 Diagramme énergétique de l'ion ytterbium

#### I.1.1.1 Les terres rares

Les lanthanides, appelés également terres rares sont des éléments chimiques dont le numéro atomique est compris entre  $Z = 58$  et  $Z = 71$  dans la classification périodique de Mendeleïev. Ils se différencient les uns des autres par le remplissage progressif de la couche électronique interne  $4f$  après le remplissage complet des couches  $5s$ ,  $5p$  et  $6s$  commun à tous les lanthanides.

Les ions formés à partir des terres rares sont généralement trivalents et obtenus après la perte des deux électrons de l'orbitale  $6s$  et d'un électron de la couche  $4f$ . La configuration électronique dans l'état trivalent des ions formé à partir des lanthanides correspond à celle du gaz rare xénon à laquelle s'ajoute de 1 à 14 électrons sur l'orbitale  $4f$  au fur et à mesure que  $Z$  augmente :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^i = [\text{Xe}] 4f^i$$

où  $i$  varie de 1 à 14 lorsqu'on passe du  $\text{Ce}^{3+}$  ( $Z = 58$ ) au  $\text{Lu}^{3+}$  ( $Z = 71$ ).

C'est le remplissage partiel de la couche électronique  $4f$  qui est à l'origine des propriétés optiques des ions de terres rares trivalents.

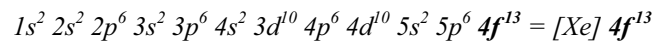
Cette couche  $4f$  présente la particularité d'avoir une extension spatiale moins importante que les couches  $5s$  et  $5p$  qui lui sont pourtant inférieures en énergie. Ce confinement de l'orbitale  $4f$  est d'autant plus important que l'on avance dans la série des lanthanides. On parle de contraction lanthanidique. Les électrons de la couche  $4f$  sont donc protégés des influences électrostatiques extérieures et du champ cristallin. Ce blindage électrostatique explique aussi la réactivité chimique peu différenciée des lanthanides et les difficultés de séparation et de purification qui en ont longtemps résulté.

À partir de la configuration électronique d'un ion lanthanidique trivalent, il est possible de déterminer tous ses états énergétiques. Un niveau d'énergie  $^{2S+1}L_J$  désigne un ion de spin total  $\mathbf{S} = \sum \mathbf{s}_i$ , de moment angulaire orbital

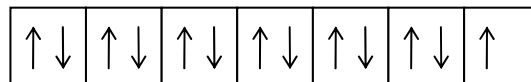
total  $L = \sum l_i$ , et de moment angulaire total  $J = \sum j_i$ , avec  $|L-S| \leq J \leq |L+S|$ . Cette caractérisation d'un niveau considère un couplage L-S dit de Russel-Saunders.

### 1.1.1.2 L'ion ytterbium: $\text{Yb}^{3+}$

L'élément ytterbium, de numéro atomique  $Z = 70$ , forme l'ion trivalent  $\text{Yb}^{3+}$  possédant 67 électrons par la perte des deux électrons de la couche  $6s$  et d'un électron de la couche  $4f$ . La répartition de ces 67 électrons dans l'ensemble des couches électroniques constitue la configuration électronique de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ . On la note:



La couche  $4f$  est donc incomplète : il manque un électron. Les propriétés de cet unique électron célibataire dans l'orbitale  $4f$  sont responsables des propriétés optiques de l'ion ytterbium trivalent. La couche  $4f$  est représentée par sept cases quantiques pouvant accueillir chacune deux électrons de spin opposé et de moment angulaire orbital respectif  $l = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ .



A partir de cette représentation, on peut déterminer le spin total  $S$ , le moment angulaire orbital total  $L$  et le moment angulaire total  $J$  de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ . On obtient :

$$S = 1/2 \quad ; \quad L = 3 \quad ; \quad 5/2 \leq J \leq 7/2$$

Un moment angulaire orbital  $L = 3$  correspond à la notation spectroscopique  $F$ . De plus, la transition entre deux états énergétique n'est possible que si  $\Delta J = -1, 0, \text{ ou } 1$ . Ainsi, seulement deux états énergétiques sont possibles pour l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  :  $^2F_{7/2}$  et  $^2F_{5/2}$ . Enfin, d'après la règle de Hund, lorsque plus de la moitié d'une couche électronique est remplie, ce qui est le cas ici de la couche  $4f$ , le niveau fondamental en notation spectroscopique est donné pour  $J = |L+S|$ . Par conséquent, deux niveaux seulement participent au fonctionnement laser de l'ion ytterbium : le niveau fondamental  $^2F_{7/2}$  et le niveau excité  $^2F_{5/2}$ .

La différence d'énergie entre ces deux niveaux est donnée par la « règle de l'intervalle » :

$$\text{Équation I-1} \quad \Delta E = E_{J+1} - E_J = \lambda(J+1)$$

La constante de couplage spin – orbite  $\lambda$  de l'ion ytterbium valant environ  $2900 \text{ cm}^{-1}$  [Réf. 3], la séparation énergétique entre les niveaux  $^2F_{7/2}$  et  $^2F_{5/2}$  de l'ytterbium est de :

$$\text{Équation I-2} \quad E_{5/2} - E_{7/2} \approx 2900 * 7/2 = 10150 \text{ cm}^{-1}$$

Cette différence d'énergie correspond à des longueurs d'onde de transitions entre ces deux niveaux situées aux alentours de  $1 \mu\text{m}$ .

### I.1.1.3 Dégénérescence des niveaux

Dans un champ cristallin, le champ électrique créé par les interactions électrostatiques auxquelles l'ion ytterbium est soumis provoque une décomposition de ses niveaux énergétiques en sous niveaux. Ce phénomène est appelé effet Stark. Cette dégénérescence des niveaux énergétiques entraîne une augmentation du nombre de transitions possibles. Dans le cas d'une transition dipolaire électrique et d'après les règles de Kramer, un état  $^{2S+1}L_J$  sera dégénéré en  $g = J+1/2$  sous niveaux. Ainsi, le niveau fondamental de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  est dégénéré en quatre sous niveaux Stark que nous choisissons de noter *Low1*, *Low2*, *Low3* et *Low4*. Le niveau excité de l'ion ytterbium est quant à lui dégénéré en trois sous niveaux Stark notés *Up1*, *Up2* et *Up3*. Le schéma énergétique résultant pour l'ion ytterbium est représenté sur la Figure I-1.

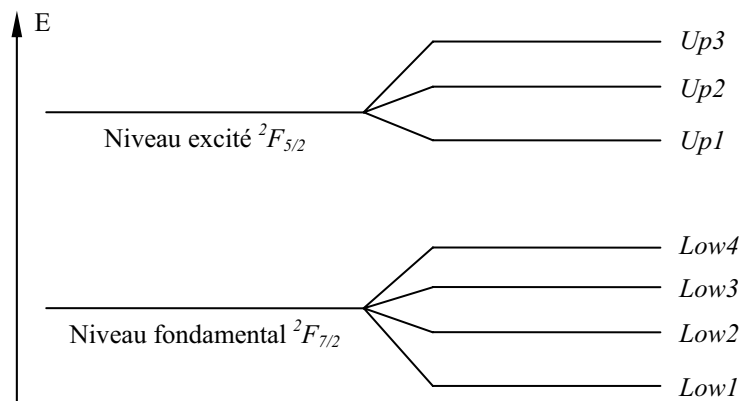


Figure I-1 : Schéma énergétique de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$ .

On constate donc que l'ion ytterbium possède un schéma énergétique beaucoup plus simple que les autres terres rares comme le montre la Figure I-2 [Réf. 4]. Compte tenu de ce diagramme énergétique, seulement douze transitions sont possibles entre les différents niveaux de l' $\text{Yb}^{3+}$ . Ce nombre est très faible comparé à d'autres ions lanthanidiques trivalents comme, par exemple, l'ion  $\text{Er}^{3+}$  pour lequel on répertorie 56 transitions.

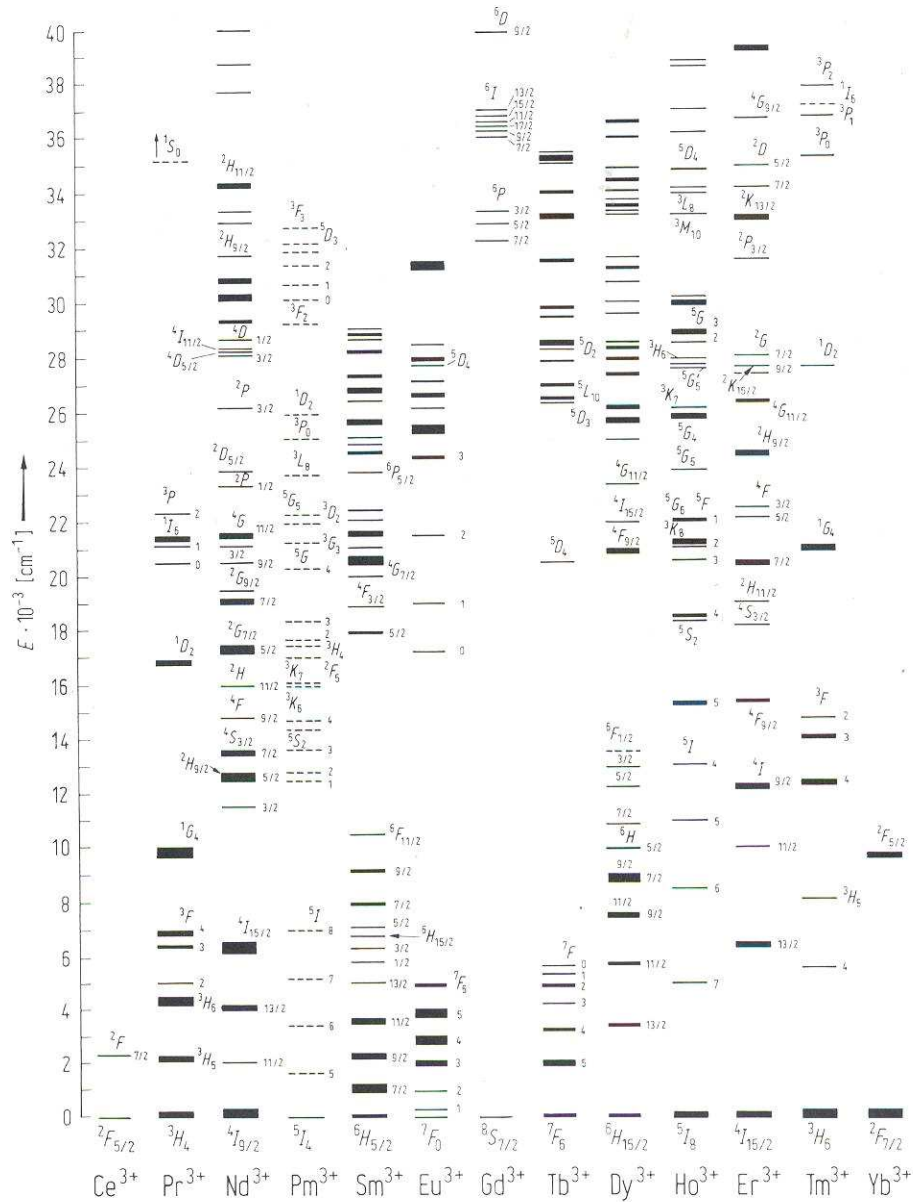


Figure I-2 Diagrammes énergétiques des ions lanthanidiques trivalents [Réf. 4].

Nous verrons que le diagramme énergétique simple de l'ion ytterbium permet de s'affranchir de nombreux effets néfastes au bon fonctionnement d'un laser.

### I.1.2 Avantages de l'ytterbium

L'ion trivalent  $\text{Yb}^{3+}$  donne comme l'ion  $\text{Nd}^{3+}$  une émission laser autour de  $1 \mu\text{m}$ . Les recherches concernant l'ion ytterbium ont principalement pour objectif la montée en puissance moyenne (énergie par impulsion et/ou cadence de tir) des systèmes lasers. L'apparition au début des années 1990 des diodes laser InGaAs émettant autour de  $950 \text{ nm}$  a relancé l'intérêt pour des nouvelles matrices dopées par l'ion ytterbium. Ces sources de pompage sont parfaitement adaptées à l'excitation de l'ytterbium qui présente un domaine d'absorption localisé

entre 900 nm et 980 nm. Comparativement à l'ion  $\text{Nd}^{3+}$ , qui est actuellement l'élément actif le plus utilisé pour la réalisation de lasers de forte puissance, l'ion ytterbium présente de nombreux avantages.

Tout d'abord, sa structure électronique très simple composée seulement de deux niveaux énergétiques permet de s'affranchir des phénomènes d'absorption à partir de l'état excité. En effet, comme le montre la Figure I-3, aucun niveau d'énergie supérieure à celle du niveau  $^2F_{5/2}$  n'est accessible à des énergies raisonnables ( $\lambda > 260$  nm). En particulier l'onde de pompe autour de 950 nm ne peut pas être absorbée par un ion préalablement excité dans le niveau  $^2F_{5/2}$ .

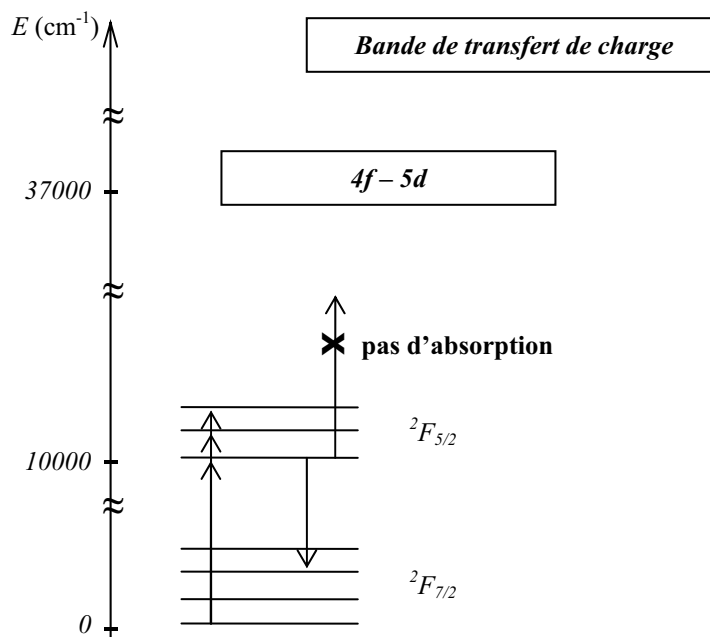


Figure I-3 : Diagramme énergétique de l'ion ytterbium trivalent. L'absorption par l'état excité est impossible

De même, en raison du schéma électronique de l' $\text{Yb}^{3+}$ , les processus de transfert d'énergie par relaxation croisée ne limitent pas les performances laser en réduisant la section efficace d'émission stimulée effective des matériaux dopés à l'ytterbium.

Ensuite, la durée de vie de l'état excité de l'ion ytterbium est environ quatre fois plus longue que celle de l'ion néodyme avec des temps caractéristiques d'émission spontanée de l'ordre de 1 ms contre environ 250  $\mu\text{s}$  pour le néodyme. Ainsi, les matériaux dopés à l'ytterbium permettent un stockage d'énergie plus important que les matrices dopées au néodyme. De plus, alors que la durée de vie de l'état excité diminue avec la concentration en ions dopants à cause des processus de transfert d'énergie par relaxation croisée dans le cas du néodyme, ce paramètre reste quasiment insensible au dopage par l'ion ytterbium. Il est donc possible d'utiliser des taux de substitution très élevés (plusieurs dizaines de %) et par conséquent de réduire les longueurs d'absorption des matériaux dopés ytterbium.

Enfin, le défaut quantique qui est la différence d'énergie entre un photon absorbé et un photon émis est faible (typiquement inférieure à 10 %) alors qu'avec le néodyme, le défaut quantique est de l'ordre de 25 %. Les pertes d'énergie de pompe sous forme de chaleur au sein du matériau laser sont alors fortement réduites dans le cas des matrices dopées à l'ytterbium. Cet argument est important dans le cas des lasers de forte puissance moyenne où

la production de chaleur est un des problèmes majeurs limitant la puissance de sortie et la qualité de faisceau accessibles. Nous verrons que le défaut quantique est un paramètre primordial en ce qui concerne l'effet de lentille thermique et la résistance d'un matériau aux fortes intensités de pompage.

### I.1.3 Laser quasi-3-niveaux

#### I.1.3.1 Modèles de systèmes lasers à 4 et 3 niveaux

Les systèmes laser sont souvent décrits de manière idéale par des modèles à 3 niveaux (cas du rubis  $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) ou à 4 niveaux (cas des solides dopés au  $\text{Nd}^{3+}$ ), dont les schémas simplifiés sont représentés sur la Figure I-4.

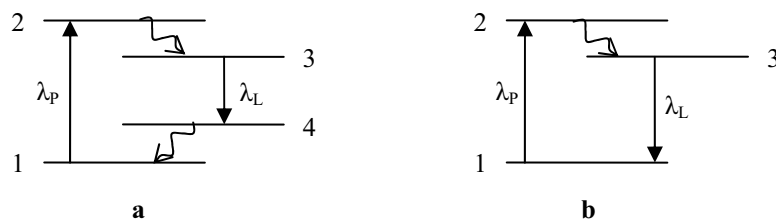


Figure I-4. : Fonctionnement d'un laser à 4 niveaux (a) et à 3 niveaux (b)

Dans les systèmes à 3 et 4 niveaux, le niveau émetteur (3) est peuplé par relaxation non radiative à partir des niveaux (2) dans lesquels a lieu l'absorption optique. Ces niveaux (2) ne sont quasiment pas peuplés.

Dans le système à 4 niveaux, le niveau terminal (4) de la transition laser est suffisamment séparé de l'état fondamental (1) pour que sa population thermique soit faible. Il n'en est cependant pas trop éloigné pour que les relaxations multiphonons soient très rapides et qu'il se dépeuple efficacement vers le niveau (1). Dans ces conditions, le niveau (4) est très faiblement peuplé et il est facile d'atteindre une inversion de population significative.

Dans le cas d'un système à 3 niveaux, la transition laser aboutit sur le niveau fondamental (1). L'émission laser ne peut alors avoir lieu que si plus de la moitié des ions actifs se trouve dans le niveau (3). Cette condition d'inversion de population est beaucoup plus restrictive que dans le cas des systèmes à 4 niveaux et impose une très forte énergie de pompage.

#### I.1.3.2 Cas de l'ion ytterbium : un système quasi-3-niveaux

Le cas de la transition laser  ${}^2F_{5/2}-{}^2F_{7/2}$  de l'ion ytterbium est intermédiaire entre les deux systèmes que nous venons de décrire : on parle de laser quasi-3-niveaux. D'autres systèmes laser peuvent être qualifiés de quasi-3-niveaux comme par exemple la transition  ${}^4F_{3/2}-{}^4I_{9/2}$  de l'ion néodyme, la transition  ${}^5I_7-{}^5I_8$  de l'ion holmium ou encore la transition  ${}^3H_4-{}^3H_6$  de l'ion thulium.

Dans le cas de l'ion ytterbium et comme le montre la Figure I-5, les états (1) et (4) d'une part et (2) et (3) d'autre part sont des sous niveaux Stark d'un même multiplet. Selon le degré de peuplement du niveau (4), le système

s'apparente à un laser à 3 ou à 4 niveaux. La principale différence entre les modèles à 3 ou 4 niveaux et quasi-3-niveaux repose sur la prise en compte de l'éclatement d'énergie des niveaux sous l'effet du champ cristallin. Le taux de peuplement du niveau (4) est directement lié à la température et à la force du champ cristallin. Ainsi, l'inversion de population sera plus ou moins aisée à réaliser selon la matrice cristalline considérée.

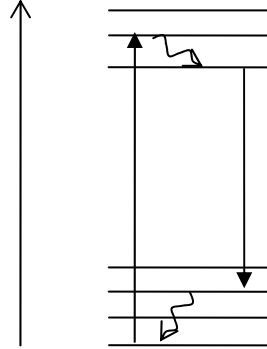


Figure I-5. : Fonctionnement d'un laser quasi-3-niveaux

Pour une matrice dopée à l'ytterbium dont les niveaux d'énergie sont connus, et en supposant que les multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  sont à l'équilibre thermique, les populations des sous niveaux  $Low_i$  et  $Up_j$  sont décrites par une distribution de Boltzmann :

$$\text{Équation I-3} \quad \left\{ \begin{array}{l} f_{Low_i} = \frac{N_{Low_i}}{N_{Low}} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{Low_i}}{kT}\right)}{Z_{Low}} \\ f_{Up_j} = \frac{N_{Up_j}}{N_{Up}} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{Up_j} - E_{ZL}}{kT}\right)}{Z_{Up}} \end{array} \right.$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température.  $E_{ZL}$  désigne l'énergie du premier sous niveau Stark du multiplet  ${}^2F_{5/2}$ , et  $N_{Low}$  et  $N_{Up}$  désignent respectivement les densités de population des multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$ .  $Z_{Low}$  et  $Z_{Up}$  sont respectivement les fonctions de partition des multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  :

$$\text{Équation I-4} \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_{Low} = \sum_i \exp\left(-\frac{E_{Low_i}}{kT}\right) \\ Z_{Up} = \sum_j \exp\left(-\frac{E_{Up_j} - E_{ZL}}{kT}\right) \end{array} \right.$$

Sur la Figure I-6, nous avons représenté le diagramme énergétique de l'ion ytterbium dans une matrice de YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ ). On peut voir sur cette figure les niveaux d'énergie des sous niveau Stark, la longueur d'onde des transitions entre différents sous niveaux, ainsi que le taux de population thermique de chacun des sous niveaux à température ambiante.



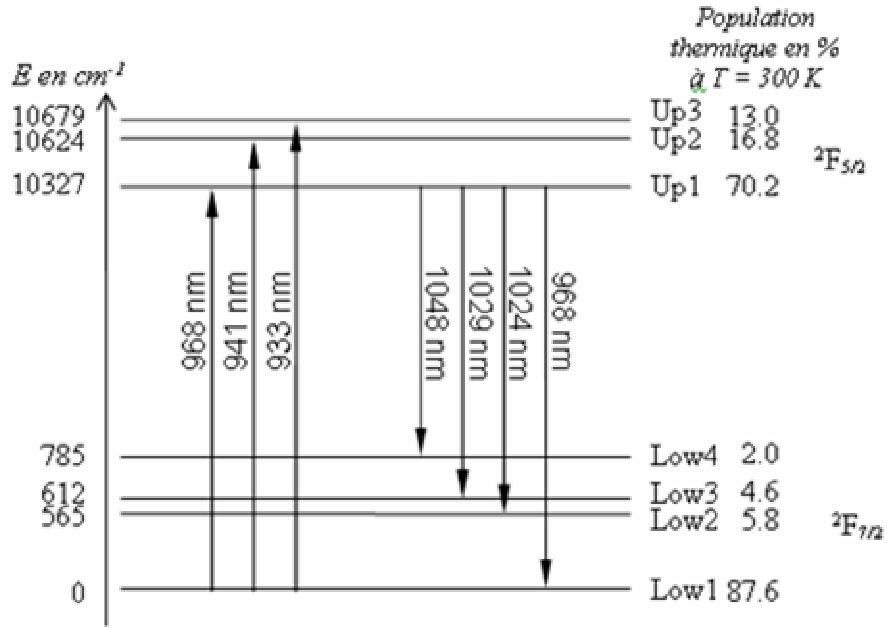


Figure I-6. : Diagramme énergétique de l'ion ytterbium dans la matrice YAG.

Nous pouvons remarquer qu'à température ambiante, les différents sous niveau Stark sont peuplés de façon non négligeable, l'éclatement énergétique de chacun des multiplets étant du même ordre de grandeur que le quantum d'énergie thermique ( $kT \approx 200 \text{ cm}^{-1}$  @300K).

Cette population thermique a une répercussion directe sur les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée  $\sigma_{abs}$  et  $\sigma_{em}$ , qui s'écrivent (voir annexe « sections efficaces ») :

$$\text{Équation I-5} \quad \sigma_{abs}(v) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 f_{Lowi} \sigma_{Lowi,Upj}(v)$$

$$\text{Équation I-6} \quad \sigma_{em}(v) = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 f_{Upj} \sigma_{Upj,Lowi}(v)$$

où  $\sigma_{Upj,Lowi}$  désigne les sections efficaces inter bandes entre les sous niveaux Upj et Lowi. Ce sont les distributions qui contiennent l'information sur l'allure des raies de transition.

Les spectres d'absorption et d'émission résultants pour le YAG dopé à l' $\text{Yb}^{3+}$  sont représentés sur la Figure I-7. Nous pouvons remarquer que le spectre d'absorption du Yb:YAG présente deux pics principaux situés aux alentours de 940 nm et 970 nm. La raie d'absorption située à 940 nm correspond à la transition de pompage entre le premier sous niveau Stark du multiplet fondamental et le second sous niveau Stark du multiplet excité ; cette transition se note Low1-Up2. La raie d'absorption située autour de 970 nm correspond quant à elle à la transition Low1-Up1 c'est-à-dire entre le premier sous niveau Stark du multiplet fondamental et le premier sous niveau Stark du multiplet excité. Cette transition est également appelée « zero-line ».

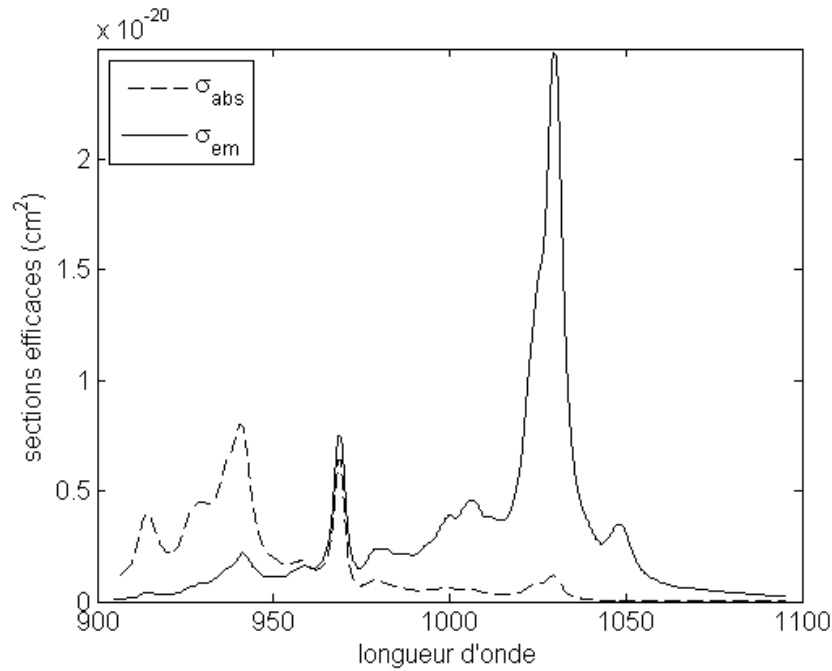


Figure I-7 : Spectres d'absorption (en pointillé) et d'émission (en trait plein) du YAG dopé Ytterbium.

Les pics d'absorption et d'émission sont confondus pour une longueur d'onde d'environ 970 nm, correspondant à la « zero-line ». La proximité des différents sous niveaux Stark implique un recouvrement des spectres de raie de chaque transition inter bande, résultant en un spectre d'émission relativement large ; on parle d'élargissement homogène.

Cette proximité des différents niveaux énergétiques peuple thermiquement les sous niveaux de chaque bande, résultants en un résidu d'émission dans le domaine spectral de pompe ( $\lambda < 970$  nm) et d'absorption dans le domaine spectral d'émission ( $\lambda > 970$  nm).

A basse température, les élargissements de raie sont moins importants et ces résidus sont moins forts, le système se rapprochant alors des modèles classiques à quatre niveaux. C'est pourquoi il peut se révéler très avantageux de refroidir des matériaux dopés ytterbium pour améliorer le fonctionnement de ce type de laser en terme de rendement énergétique.

### I.1.3.3 Limitation de la longueur d'amplification

L'équation d'évolution temporelle des populations en un point d'un milieu amplificateur dopé à l'ion ytterbium éclairé par deux ondes lumineuses d'intensité  $I_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$  et  $I_P$  à la longueur d'onde  $\lambda_P$ , est la suivante [Réf. 5]-[Réf. 7] :

$$\begin{aligned} \text{Équation I-7} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = & \left( \sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up} \right) \frac{I_P}{h\nu_P} \\ & + \left( \sigma_{abs\_L} N_{Low} - \sigma_{em\_L} N_{Up} \right) \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}} \end{aligned}$$

où  $\sigma_{abs\_P}$  et  $\sigma_{em\_P}$  désignent les sections efficaces d'absorption et d'émission à  $\lambda_P$ ,  $\sigma_{abs\_L}$  et  $\sigma_{em\_L}$  désignent les sections efficaces d'absorption et d'émission à  $\lambda_L$ , et  $\tau_{fluor}$  désigne le temps de vie radiatif de l'état excité  ${}^2F_{5/2}$ .  $h$  est la constante de Planck et  $\nu_P$  et  $\nu_L$  sont respectivement les fréquences des ondes de pompe et laser. L'Équation I-8 donne la définition du gain laser.

$$\text{Équation I-8} \quad \frac{dI_L}{dz} = g_L I_L$$

$z$  étant la coordonnée longitudinale du milieu à gain, c'est-à-dire la direction dans laquelle se propage l'onde laser à amplifier. Dans l'Équation I-7, les termes correspondant à la production de photons à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$  permettent de formuler le gain  $g_L$  de l'onde laser à la longueur d'onde  $\lambda_L$  :

$$\text{Équation I-9} \quad g_L = \sigma_{em\_L} N_{Up} - \sigma_{abs\_L} N_{Low}$$

Sachant que la somme des populations des multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  reste constante et égale à la concentration totale en ions ytterbium notée  $N_{tot}$ , et en introduisant le taux d'excitation  $\beta$ , défini comme le rapport entre la densité de population de l'état excité et la concentration en ion ytterbium, dans l'Équation I-9, on obtient une nouvelle expression du gain linéique :

$$\text{Équation I-10} \quad g_L = N_{tot} \{ \beta (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) - \sigma_{abs\_L} \}$$

Nous pouvons alors constater que pour de faibles valeurs du taux d'excitation  $\beta$ , le gain linéique peut prendre des valeurs négatives, ce qui correspond à une absorption de l'onde laser. Pour rendre le milieu laser transparent à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ , il faut annuler le gain. Nous pouvons ainsi déterminer une valeur minimale  $\beta_{min}$  du taux d'excitation au deçà de laquelle le milieu laser est absorbant à la longueur d'onde laser :

$$\text{Équation I-11} \quad \beta_{min}(\lambda_L) = \frac{\sigma_{abs\_L}}{\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}}$$

Ainsi, pour qu'un milieu laser dopé à l'ytterbium puisse effectivement amplifier une onde électromagnétique à la longueur d'onde  $\lambda$ , il faut que la proportion des ions actifs se trouvant dans l'état excité soit supérieure à  $\beta_{min}(\lambda)$ .

De la même façon que nous avons défini le gain linéique de l'onde laser, nous pouvons définir le coefficient d'absorption  $\alpha_P$  de l'onde de pompe tel que :

$$\text{Équation I-12} \quad \frac{dI_P}{dz} = -\alpha_P I_P$$

Dans l'Équation I-7, les termes correspondant à l'absorption de photons à la longueur d'onde de pompe  $\lambda_P$  permettent de formuler le coefficient d'absorption  $\alpha_P$  de l'onde de pompe à la longueur d'onde  $\lambda_P$  :

$$\text{Équation I-13} \quad \alpha_P = \sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up}$$

Il est alors possible d'exprimer ce coefficient en fonction du taux d'excitation  $\beta$  :

$$\text{Équation I-14} \quad \alpha_P = N_{tot} \{ \sigma_{abs\_P} - \beta (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \}$$

En régime permanent et en l'absence d'émission laser, l'Équation I-7 devient :

$$\text{Équation I-15} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = (\sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up}) \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}} = 0$$

En introduisant le taux d'excitation  $\beta$  dans cette équation, on obtient :

$$\text{Équation I-16} \quad \frac{d\beta}{dt} = \left\{ \sigma_{abs\_P} - \beta (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \right\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}} = 0$$

Il est alors possible de définir une intensité de pompage minimale  $I_{Pmin}$  qui permette d'atteindre le taux d'excitation  $\beta_{min}(\lambda_L)$  et ainsi de rendre le milieu laser transparent à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ . D'après l'Équation I-11 et l'Équation I-16, on obtient l'expression de  $I_{Pmin}$  :

$$\text{Équation I-17} \quad I_{Pmin} = \frac{h\nu_P}{\tau_{fluo} \left( \sigma_{abs\_P} \frac{\sigma_{em\_L}}{\sigma_{abs\_L}} - \sigma_{em\_P} \right)}$$

Compte tenu de la diminution de l'intensité de pompe au cours de sa propagation dans le milieu laser due à l'absorption décrite dans l'Équation I-12, il existe une distance de propagation  $L_{max}$  dans le matériau à partir de laquelle  $I_P$  devient inférieure à  $I_{Pmin}$ . Au delà de cette distance, l'intensité de pompe est insuffisante pour assurer la transparence de milieu laser à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ . Ce comportement est représenté sur la Figure I-8.

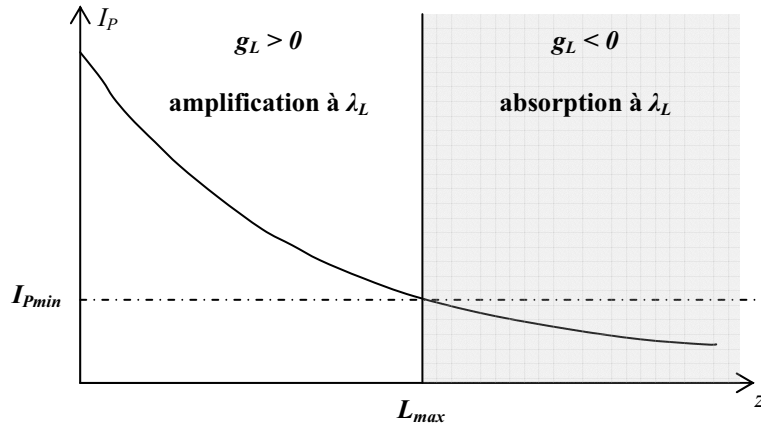


Figure I-8 : Laser quasi-3-niveaux : longueur d'amplification limitée.

Il apparaît donc qu'en pompage longitudinal, la longueur du milieu amplificateur ne doit pas excéder  $L_{max}$  sous peine que l'onde laser à amplifier soit réabsorbée par le milieu laser.

Nous venons de présenter les principales caractéristiques de l'ion ytterbium et ses avantages ainsi que ses inconvénients pour la réalisation de systèmes laser de haute puissance moyenne. Compte tenu de la grande durée de vie de l'état excité, de l'absence de phénomène de transferts d'énergie non radiatifs, et du faible défaut quantique,  $\text{Yb}^{3+}$  apparaît comme un ion actif parfaitement adapté à des applications de haute puissance moyenne.

Il s'agit maintenant de sélectionner des matrices ou des familles de matrices hôtes compatibles avec la forte puissance. Pour cela, nous devons déterminer les propriétés prépondérantes influant sur les effets thermiques dans les matériaux laser. Cette étude permet d'exhiber deux facteurs de mérite pour les matrices laser, l'un traduisant la résistance aux chocs thermiques, et l'autre la sensibilité à l'effet de lentille thermique. Grâce à ces paramètres, nous pouvons établir des figures de mérite thermomécaniques afin d'évaluer différentes matrices laser pour des applications de forte puissance moyenne. Dans cette partie, nous étudions également l'influence de la température sur la conductivité thermique ainsi que sur d'autres propriétés thermomécaniques des cristaux.

## I.2 Matrices solides pour les lasers de puissance

### I.2.1 Résistance aux chocs thermiques

Pour comparer différents matériaux du point de vue de la résistance aux chocs thermiques, plusieurs de leurs propriétés sont à prendre en compte. Un paramètre de résistance à la fracture nommé  $R_T$  est utilisé. Voyons comment ce paramètre est défini.

Sous l'effet d'une élévation de la température  $\Delta T$ , les dimensions d'un cristal varient d'une quantité  $\varepsilon$  telle que :

$$\text{Équation I-18} \quad \varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \alpha \Delta T$$

$\Delta l$  est la variation de longueur par rapport à la longueur initiale  $l_0$  et  $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique. En supposant que le cristal n'est pas libre de se dilater, cette déformation est à l'origine d'une contrainte de tension interne au matériau, notée  $\sigma_{\Delta T}$ , qui, d'après la loi de Hooke généralisée, s'exprime par :

$$\text{Équation I-19} \quad \sigma_{\Delta T} = \frac{E \varepsilon}{(1-\nu)}$$

où  $E$  est le module d'Young et  $\nu$  le coefficient de Poisson du matériau. En combinant ces deux relations, on obtient une nouvelle expression de la contrainte :

$$\text{Équation I-20} \quad \sigma_{\Delta T} = \frac{E \alpha}{(1-\nu)} \Delta T$$

Cette relation n'est valable que pour un élément de solide situé au cœur du matériau sous contrainte. Pour des cristaux minces, le terme  $(1-\nu)$  peut être remplacé par une fonction du coefficient de Poisson  $f(\nu)$  qui dépend de la géométrie du cristal. D'autre part, cette relation suppose que les variations de température au sein du cristal sont assez brutales ce qui, dans les cas qui nous intéressent ici ne semble pas très réaliste car les matériaux lasers

possèdent une conductivité thermique suffisamment grande pour que la variation de température soit atténuée. On préfère alors modifier cette équation en introduisant un paramètre adimensionnel caractérisant le transfert de chaleur au sein du solide considéré [Réf. 8]. Ce paramètre est le nombre de Biot, noté  $B$ , qui s'écrit :

$$\text{Équation I-21} \quad B = \frac{hd}{\kappa}$$

où  $\kappa$  est la conductivité thermique,  $h$  est le coefficient de transfert de chaleur à l'interface cristal - support ou cristal - fluide, et  $d$  est la dimension moyenne du cristal. A l'aide de l'Équation I-20 et de l'Équation I-21, on obtient l'expression de la contrainte subie par le matériau :

$$\text{Équation I-22} \quad \sigma_{\Delta T} = cB \frac{E\alpha}{f(\nu)} \Delta T$$

où  $c$  est une constante de proportionnalité qui dépend de la géométrie de l'échantillon.

En augmentant la différence de température  $\Delta T$  dans le cristal jusqu'à la fracture de ce dernier, c'est-à-dire jusqu'à ce que la contrainte maximale  $\sigma_f$  supportée par l'échantillon soit atteinte, on obtient  $\Delta T_{\max}$  :

$$\text{Équation I-23} \quad \Delta T_{\max} = \frac{1}{chd} \frac{\sigma_f \kappa f(\nu)}{E\alpha}$$

Le premier terme de cette expression  $1 / (c h d)$  correspond à des données géométriques ou de transfert de chaleur, tandis que le second terme est identifié comme le paramètre de résistance aux contraintes thermiques intrinsèque au matériau [Réf. 9], [Réf. 10] :

$$\text{Équation I-24} \quad R_T = \frac{\sigma_f \kappa f(\nu)}{E\alpha}$$

Ce paramètre  $R_T$  dépend uniquement des caractéristiques propres au matériau : plus la valeur de  $R_T$  est importante, moins le matériau est sensible aux chocs thermiques, c'est-à-dire aux gradients de température imposés par le pompage. Ce paramètre semble donc idéal pour évaluer les performances thermomécaniques des matériaux lasers.

Cependant, la détermination de la contrainte maximale avant fracture  $\sigma_f$  est assez délicate puisqu'elle dépend de l'état de surface des cristaux. Elle est donc sujette, pour un même matériau, à de grandes dispersions de mesures selon la préparation des échantillons. D'après la théorie de Griffith [Réf. 11], la contrainte maximale est reliée à la profondeur  $a$  des fissures selon :

$$\text{Équation I-25} \quad \sigma_f = \frac{Y K_c}{\sqrt{a}}$$

La profondeur de ces fissures dépend des conditions de polissage de l'échantillon et peut être contrôlée.  $Y$  est un facteur géométrique voisin de l'unité et  $K_c$ , appelé coefficient de ténacité, est un paramètre de résistance mécanique à la fracture. Il est finalement préférable de considérer, comme paramètre thermomécanique, la quantité  $R'_T$  qui ne dépend que de valeurs intrinsèques au matériau :

$$\text{Équation I-26} \quad R'_T = \frac{K_c \kappa f(\nu)}{E\alpha}$$

Le Tableau I-1 rassemble quelques valeurs de  $R'_T$  :

	$\kappa$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$\alpha$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	$E$ (GPa)	$K_c$ (MPa.m <sup>1/2</sup> )	$\kappa/\alpha$ (10 <sup>6</sup> W.m-1)	$R'_T$ (W.m <sup>-1/2</sup> )
YAG	10,7	6,7	280	1,4	1,60	6,00
GGG	8	8	235	1,2	1,00	3,83
YSO	4,4	6	180	0,4	0,73	1,22
YLF	5	14	80	0,3	0,36	1,00
Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	16,5	9	200	1	1,83	6,88
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,8	8,5	180	1	1,51	6,27
Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,2	8	180	1	1,53	6,35
CFAP	2	10	120	0,48	0,20	0,6
SFAP	2	9	120	0,51	0,22	0,70
CaF <sub>2</sub>	9,7	19	110	0,5	0,51	1,74
GdCOB	2	10	120	0,4	0,2	0,5

Tableau I-1 : Paramètres thermomécaniques de quelques matériaux laser monocristallins non dopés.

Pour calculer les valeurs du coefficient de mérite  $R'_T$  dans le tableau 1, nous avons fait l'hypothèse que pour tous les matériaux considérés, la fonction du coefficient de Poisson  $f(\nu)$  est égale à 0,75.

Pour simplifier encore le facteur de mérite  $R'_T$ , on peut remarquer que, pour ce qui concerne les monocristaux, la ténacité  $K_c$  est proportionnelle au module d'Young  $E$  [Réf. 12]. En supposant que la fonction du coefficient de Poisson  $f(\nu)$  est à peu près identique dans les matériaux considérés, on arrive à :

$$\text{Équation I-27} \quad R_T \propto R'_T \propto \frac{\kappa}{\alpha}$$

Le facteur de mérite donné par l'Équation I-27 est certes une approximation mais permet une comparaison intéressante des différentes matrices monocristallines. Son avantage réside dans son extrême simplicité puisque cette relation ne nécessite la connaissance que de la conductivité thermique et du coefficient d'expansion thermique.

Cependant, dans le cas des céramiques transparentes, la valeur du coefficient de ténacité  $K_c$  peut être exaltée d'un facteur 5 [Réf. 13]. Ainsi pour comparer des matrices laser monocristallines d'une part et céramiques d'autre part, il faudra considérer le facteur de mérite  $R'_T$  défini dans l'Équation I-26.

## I.2.2 Lentille thermique

### I.2.2.1 Distribution de température

Considérons le cas où la charge thermique apportée à un barreau par l'onde de pompe est extraite radialement par un fluide s'écoulant autour de la surface cylindrique du barreau. Si nous faisons l'hypothèse simplificatrice que la charge thermique est uniforme et que le barreau est infiniment long, le flux de chaleur est strictement radial et les variations de température du fluide de refroidissement le long du barreau peuvent être négligées. La distribution radiale de la température peut alors être calculée en utilisant l'équation de conduction de la chaleur :

$$\text{Équation I-28} \quad \frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{Q}{\kappa} = 0$$

où  $T(r)$  désigne la température à une distance  $r$  du centre du barreau,  $Q$  est l'énergie thermique volumique générée par le pompage, et  $\kappa$  est la conductivité thermique du matériau. En considérant la condition aux limites  $T(r_0)$  pour  $r = r_0$ , où  $T(r_0)$  est la température à la surface du barreau et  $r_0$  est le rayon du barreau, nous pouvons déterminer le profil radial de l'élévation de température due au pompage :

$$\text{Équation I-29} \quad T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4\kappa} (r_0^2 - r^2)$$

Le profil radial de température est alors parabolique et les élévations de température les plus fortes sont situées au centre du barreau. Nous pouvons remarquer que le gradient de température  $T(r) - T(r_0)$  créé au sein du matériau laser ne dépend pas de la température de la surface du barreau.

L'énergie thermique volumique  $Q$  générée par unité de volume peut s'exprimer en fonction de la puissance totale dissipée dans le barreau  $P_a$ , du rayon  $r_0$ , et de la longueur  $L$  du barreau :

$$\text{Équation I-30} \quad Q = \frac{P_a}{\pi r_0 L}$$

### 1.2.2.2 Lentille thermique

Les gradients de température induits par l'onde de pompe ont pour effet une modification locale de l'indice optique du matériau laser. Ainsi le profil radial d'indice optique dans un barreau laser peut s'écrire :

$$\text{Équation I-31} \quad n(r) = n_0 + \Delta n(r)$$

où  $n(r)$  désigne l'indice optique à une distance  $r$  du centre du barreau,  $n_0$  est l'indice optique au centre du barreau, et  $\Delta n(r)$  les variations d'indice optique dues aux gradients thermiques du matériau. Cette variation d'indice optique est donnée par la relation suivante :

$$\text{Équation I-32} \quad \Delta n(r) = [T(r) - T(0)] \frac{dn}{dT}$$

D'après l'Équation I-29, on peut alors écrire :

$$\text{Équation I-33} \quad \Delta n(r) = -\frac{Q}{4\kappa} \frac{dn}{dT} r^2$$

Nous pouvons remarquer que l'indice optique dans un barreau laser varie de façon quadratique avec le rayon  $r$ , ainsi un faisceau se propageant le long de l'axe d'un tel barreau subit des variations quadratiques de son profil de



phase radial. Ces perturbations sont équivalentes aux effets provoqués par une lentille sphérique. La longueur focale d'un milieu semblable à une lentille sphérique, où le profil radial d'indice optique varie de façon quadratique tel que :

$$\text{Équation I-34} \quad n(r) = n_0 \left( 1 - \frac{2r^2}{b^2} \right)$$

est donné par la relation suivante [Réf. 9] :

$$\text{Équation I-35} \quad f \approx \frac{b^2}{4n_0 L}$$

Cette expression correspond à l'approximation de la lentille mince, c'est-à-dire que l'on considère que la focale est très longue comparée à la longueur du barreau. La distance  $f$  est alors mesurée de la fin du barreau au point focal.

Par indentification de l'Équation I-33 et de l'Équation I-34, Nous pouvons déterminer la valeur de la longueur focale de la lentille thermique induite par le pompage :

$$\text{Équation I-36} \quad f = \frac{\kappa}{Q L} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} \right)^{-1}$$

Et en introduisant la relation de l'Équation I-30 dans l'Équation I-36, nous obtenons :

$$\text{Équation I-37} \quad f = \frac{2\pi r_0^2 \kappa}{P_a \frac{dn}{dT}}$$

Nous pouvons alors définir un facteur de mérite thermique des matériaux laser à partir de leurs paramètres intrinsèques apparaissant dans l'Équation I-37, à savoir la conductivité thermique  $\kappa$  et le coefficient de variation de l'indice optique en fonction de la température  $dn/dT$ . On note  $f'$  ce facteur de mérite :

$$\text{Équation I-38} \quad f' = \frac{\kappa}{\frac{dn}{dT}}$$

Ainsi, plus la valeur absolue du facteur de mérite  $f'$  est élevée, moins un matériau laser est sensible aux effets de lentille thermique.

Précisons que la variation de la valeur de l'indice optique en fonction de la température n'est pas la seule contribution au déphasage subi par une onde laser à la traversée d'un solide présentant des gradients de température. En effet, l'indice optique d'un solide varie également en fonction des contraintes internes du matériau : c'est l'effet piézo-optique. Cet effet est quantifié par le tenseur piézo-optique du matériau reliant les contraintes à la modification de l'indice optique. Toutefois, la valeur de ce tenseur piézo-optique demeure inconnue pour une très grande majorité des matériaux laser. Il se révèle alors impossible d'évaluer et de comparer différentes matrices cristallines pouvant être dopées à l'ytterbium au regard de leur sensibilité à l'effet piézo-optique. Par ailleurs, un gradient de température au sein d'un solide peut provoquer des déformations de ses faces qui vont à leur tour modifier la surface d'onde du faisceau laser traversant le solide. Cependant, ces

déformations dépendent très fortement de la morphologie du milieu amplificateur et ne peuvent pas être étudiées pour comparer différentes matrices laser de manière intrinsèque.

	$\kappa$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$dn/dT$ (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	$f'$ (10 <sup>6</sup> W.m <sup>-1</sup> )
YAG	10,7	8,9	1,20
GGG	8	17,5	0,46
YSO	4,4	7,2	0,61
YLF	5	-3	-1,67
Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	16,5	-9,5	-1,74
Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,8	7	1,83
Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,2	8	1,53
CFAP	2	-9	-0,22
SFAP	2	-10	-0,20
CaF <sub>2</sub>	10	-10,6	-0,94
GdCOB	2	1,9	1,05

Tableau I-2 : Paramètres thermomécaniques de quelques matériaux laser monocristallins non dopés.

### I.2.3 Production de chaleur et nouveaux facteurs de mérite

Dans les paragraphes précédents, nous avons rappelé comment relier la résistance aux chocs thermiques d'un matériau laser monocristallin à ses propriétés thermomécaniques : la conductivité thermique  $\kappa$  et le coefficient de dilatation  $\alpha$ . Cette relation s'écrit :

$$\text{Équation I-39} \quad R_T \propto \frac{\kappa}{\alpha}$$

Cet outil est intéressant du fait de sa grande simplicité, mais il peut toutefois apparaître comme incomplet. En effet, ce paramètre rend compte de la résistance du matériau considéré à la charge thermique générée en son sein lors de la phase de pompage, mais ne tient pas compte de la charge thermique elle-même. Or cette production de chaleur est, en première approximation, proportionnelle au défaut quantique du milieu laser  $\eta_Q$ . Ainsi pour deux matériaux ayant un facteur  $R_T$  identique, celui qui produira le moins de chaleur, c'est-à-dire celui ayant le plus faible défaut quantique, résistera mieux à la montée en puissance. Nous allons donc établir un nouveau facteur de mérite prenant en compte à la fois les propriétés thermomécaniques du matériau et son défaut quantique.

Si  $\Delta T_{max}$  est la différence de température maximale que le matériau peut subir avant fracture, nous avons montré que l'on a :

$$\text{Équation I-40} \quad \Delta T_{max} \propto R_T \propto \frac{\kappa}{\alpha}$$

De plus, nous avons vu précédemment que la différence de température créée dans un matériau par une puissance thermique volumique homogène  $Q$  est proportionnelle à cette puissance thermique et inversement proportionnelle à la conductivité thermique du matériau :

$$\text{Équation I-41} \quad \Delta T \propto \frac{Q}{\kappa}$$

Sachant que cette puissance thermique volumique  $Q$  est proportionnelle à la puissance thermique totale  $P_{th}$  dissipée dans le matériau laser, et en faisant l'approximation que toute cette charge thermique provient du défaut quantique, nous pouvons écrire :

$$\text{Équation I-42} \quad \Delta T \propto \frac{\eta_Q}{\kappa} P_p$$

où  $P_p$  désigne la puissance de l'onde de pompe. Nous pouvons alors définir  $P_{max}$ , la puissance de pompe maximale admissible par le matériau qui correspond à la différence de température maximale admissible par le matériau :

$$\text{Équation I-43} \quad P_{max} \propto R_T \frac{\kappa}{\eta_Q}$$

Par analogie avec  $R_T$ , nous pouvons alors définir un nouveau facteur de mérite  $R_p$  correspondant à la puissance maximale de pompe admissible par un matériau laser [Réf. 14] :

$$\text{Équation I-44} \quad R_p = R_T \frac{\kappa}{\eta_Q} \propto P_{max}$$

Connaissant l'expression de  $R_T$  (Équation I-39), on en déduit une expression de  $R_p$  en fonction de paramètres simples du cristal :

$$\text{Équation I-45} \quad R_p = \frac{\kappa^2}{\alpha \eta_Q}$$

Ce paramètre de résistance à la puissance de pompage montre qu'un bon matériau laser pour des applications de fortes puissances, doit présenter une très forte conductivité thermique, un faible défaut quantique, et un faible coefficient de dilatation. Remarquons le caractère prépondérant de la conductivité thermique qui intervient au carré dans l'expression du facteur de mérite que nous venons de définir.

Nous pouvons de la même façon tenir compte de la production de chaleur pour évaluer la focale thermique créée dans un milieu laser pendant le pompage. Nous avons montré au paragraphe précédent que :

$$\text{Équation I-46} \quad f \propto \frac{\kappa}{P_{th} \frac{dn}{dT}}$$

où  $f$  désigne la longueur focale thermique, et  $P_{th}$  la puissance thermique dissipée dans le matériau laser. En considérant à nouveau que l'ensemble de cette charge thermique provient du défaut quantique, nous pouvons définir un nouveau facteur de mérite  $R_f$  directement proportionnel à la longueur focale de la lentille thermique créée dans milieu laser pompé :

$$\text{Équation I-47} \quad R_f = \frac{\kappa}{\eta_0 \frac{dn}{dT}} \propto f$$

Ainsi, un bon matériau laser pour des applications de fortes puissances, doit présenter une forte conductivité thermique, un faible défaut quantique, et de faibles variations d'indice optique en fonction de la température.

Nous pouvons remarquer que deux paramètres intrinsèques aux matériaux interviennent dans les deux facteurs de mérite que nous venons de définir : la conductivité thermique et le défaut quantique.

Certains matériaux, comme les grenats et les sesquioxydes dopés ytterbium, peuvent être pompés sur deux transitions de pompe : la transition entre les premiers sous niveaux Stark de chaque multiplet, appelée aussi « zero-line », qui correspond à une longueur d'onde de pompe autour de 980 nm, et la transition entre le premier sous niveau Stark du multiplet  $^2F_{7/2}$  et le second sous niveau du multiplet  $^2F_{5/2}$  qui correspond à une longueur d'onde de pompe d'environ 940 nm (voir paragraphe I.1.3.2, Figure I-7). Étant donné que le défaut quantique doit être le plus faible possible pour minimiser la production de chaleur au sein du matériau laser, il est préférable de pomper ces matériaux dopés ytterbium sur la « zero-line ». En effet, cette transition de pompe correspond à une longueur d'onde plus grande et donc plus proche de la longueur d'onde laser  $\lambda_L$  qui conduit alors à un défaut quantique plus faible.

Sur la Figure I-9, nous avons tracé en abscisse le facteur de mérite  $R_f$  et en ordonnée le facteur de mérite  $R_p$  pour différents matériaux laser pouvant être dopés par l'ion ytterbium. Cette figure de mérite nous permet d'évaluer ces matériaux d'un point de vue thermique. Lorsque la transition de pompe n'est pas précisée, nous avons considéré un pompage sur la « zero-line ».

Il apparaît, d'après la Figure I-9, que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium sont les matériaux les plus adaptés à la réalisation de lasers de forte puissance. Le YAG qui est actuellement le cristal le plus répandu reste tout de même un bon matériau pour les lasers de puissance.

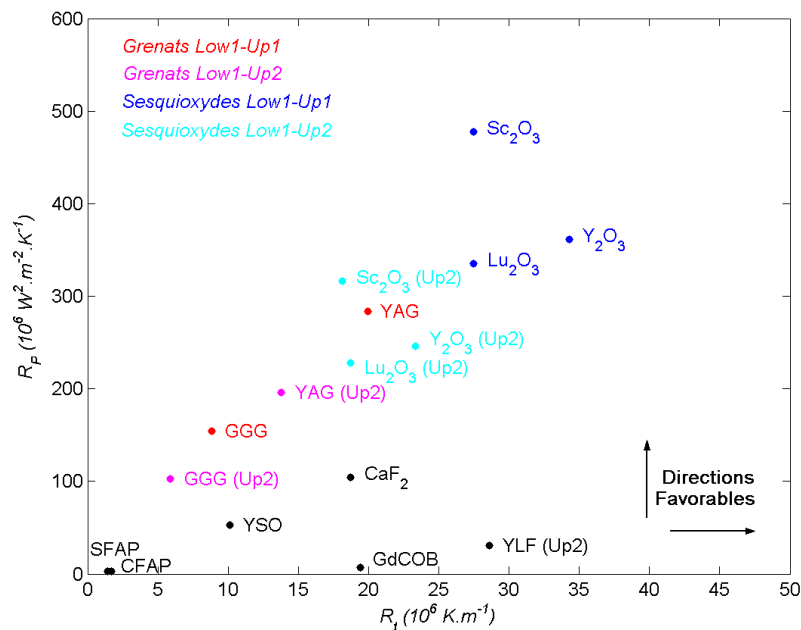


Figure I-9 : Figure de mérite thermique de cristaux non dopés.

Comme nous venons de le montrer, les sesquioxydes de terres rares dopés à l'Yb<sup>3+</sup>, dont la conductivité thermique est très élevée, apparaissent comme les meilleurs matériaux pour la réalisation de systèmes laser de forte puissance.

Cependant, ces matériaux possèdent des températures de fusion extrêmement élevées ( $T_{fusion} \approx 2400 \text{ °C}$ ), et sont de ce fait très difficiles à obtenir sous forme cristalline. À ce jour, les dimensions des monocristaux de sesquioxydes de terres rares obtenus par la méthode Czochralski n'excèdent pas quelques millimètres [Réf. 15]-[Réf. 18].

Une voie plus prometteuse est la synthèse de céramiques transparentes. Ce procédé consiste en la densification maximale d'une céramique polycristalline jusqu'à ce qu'elle devienne transparente. A l'heure actuelle, la transparence n'est envisageable qu'avec des matrices de systèmes cristallins cubiques car il est nécessaire que l'indice de réfraction du matériau soit isotrope. Ainsi, la lumière qui passe d'un grain à l'autre de la céramique se propage en ligne droite et n'est pas diffusée. Cette technique est bien maîtrisée pour le YAG [Réf. 19]-[Réf. 24]. Dans le cas des sesquioxydes, l'obtention de céramique de qualité optique est plus difficile mais des échantillons ont été réalisés [Réf. 25]-[Réf. 27] et mis en œuvre dans des cavités laser en mode continu [Réf. 28]-[Réf. 31] ou à blocage de mode [Réf. 32], [Réf. 33]. Les céramiques de sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium sont désormais disponibles commercialement dans des dimensions centimétriques [Réf. 34], [Réf. 35]. Un autre avantage des céramiques transparentes réside dans le fait que la propagation des fractures au sein du matériau est limitée par les joints de grains. En conséquence, la relation de proportionnalité empirique liant la ténacité du matériau à son module d'Young n'est plus valable. Le coefficient de ténacité  $K_c$  est exalté d'un facteur 5 [Réf. 36] et les paramètres de résistance à la fracture  $R_T$  et  $R_P$  aussi.

## 1.2.4 Prédiction de la conductivité thermique des solides diélectriques

### 1.2.4.1 Modèle pour la conductivité thermique d'un solide diélectrique

La conductivité thermique étant une propriété importante des matériaux vis-à-vis de leur résistance aux chocs thermiques, nous allons présenter les modèles proposés par R. Gaumé [Réf. 12] qui prédisent la conductivité thermique des matériaux avec ou sans dopage à l'ion ytterbium.

Le premier de ces modèles permet de lier la conductivité thermique (notée  $\kappa$ ) des matériaux diélectriques à des propriétés plus facilement accessibles du matériau en question. Pour ce faire, on suppose que dans les matériaux diélectriques, seuls les modes acoustiques de dispersion de phonons sont responsables de la conduction de la chaleur.

Posons d'abord l'équation de la conductivité thermique  $\kappa$  dans le modèle de la dispersion de phonons acoustiques :

$$\text{Équation I-48} \quad \kappa = \frac{1}{T} \frac{\rho v^4}{\gamma^2 \omega_D}$$

où  $T$  représente la température de l'échantillon,  $\rho$  sa densité,  $v$  la vitesse de propagation du son dans le matériau,  $\gamma$  le paramètre d'anharmonicité de Gruneisen et  $\omega_D$  la pulsation de Debye.

Ensuite, trois hypothèses sont faites : premièrement, le matériau est considéré comme isotrope ; deuxièmement, à la température de fusion, la distance interatomique  $a$  augmente d'un facteur  $\varepsilon$  telle que :

$$\text{Équation I-49} \quad a = \varepsilon a_0$$

Cette hypothèse est celle de Lindemann [Réf. 37] qui permet d'exprimer  $\omega_D$  en fonction de la température de fusion du matériau notée  $T_f$ . Et troisièmement, la fréquence de Debye est la fréquence de coupure pour une vibration se propageant le long de la chaîne atomique.

Ainsi,  $\omega_D$  est approximativement donnée par :

$$\text{Équation I-50} \quad \omega_D = \sqrt{\frac{6Nk_B T_f}{\mu a_0^2 \varepsilon^2}}$$

et la vitesse du son est donnée par :

$$\text{Équation I-51} \quad v = \frac{a_0 \omega_D}{\pi}$$

Ici,  $a_0$  est considéré comme une distance interatomique moyenne :

$$\text{Équation I-52} \quad a_0 = 2 \left( \frac{3}{4\pi} \frac{M}{Nn\rho} \right)^{1/3}$$

$N$  et  $k_B$  sont respectivement le nombre d'Avogadro et la constante de Boltzmann ;  $M$  est la masse molaire de l'unité formulaire et  $n$  est le nombre d'atomes par unité formulaire.  $\mu$  est la masse réduite moyenne des couples d'ions de part et d'autre de chaque liaison (ionique ou covalente) de la maille cristalline. En conséquence, l'expression de la conductivité thermique est :

$$\text{Équation I-53} \quad \kappa = \frac{1}{T} \frac{A}{\gamma^2 \varepsilon^3} T_f^{3/2} \rho^{2/3} M^{1/3} n^{-1/3} \mu^{-3/2}$$

où  $A$  est une constante indépendante des propriétés physiques du cristal. Ainsi, en considérant que les grandeurs  $\varepsilon$  et  $\gamma$  sont constantes dans ce type de matériaux, le facteur  $A / (T \gamma^2 \varepsilon^3)$  est supposé constant pour les matériaux ioniques d'une part et covalents d'autre part. La conductivité thermique d'un matériau diélectrique est une fonction simple de sa température de fusion, sa densité, la distance interatomique moyenne, à travers sa masse molaire et son nombre d'atomes par unité formulaire, et enfin la masse réduite moyenne des couples d'ions de part et d'autre de chaque liaison (Figure I-10).

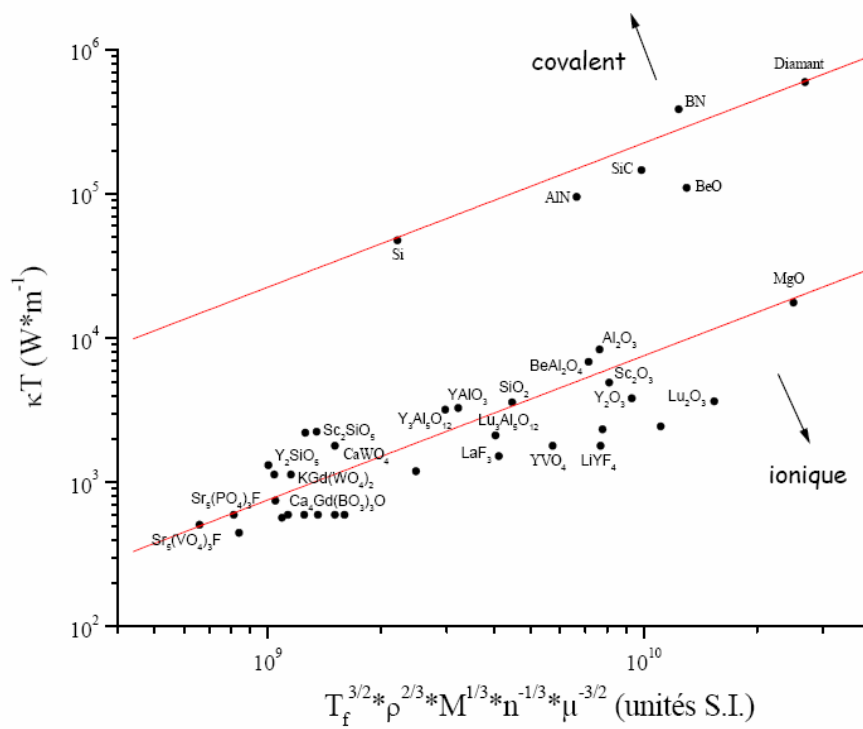


Figure I-10 : Conductivité thermique des matériaux en fonction de paramètres simples : température de fusion ( $T_f$ ), masse volumique ( $\rho$ ), masse molaire ( $M$ ), nombre d'atomes par unité formulaire ( $n$ ) et masse réduite moyenne de l'ensemble des couples d'ions pour chaque liaison ( $\mu$ ).

(•) : Valeurs réelles ; droites : courbes de tendance pour prévoir  $\kappa$  [Réf. 38].

Il est alors possible de remonter à la constante de proportionnalité présentée dans l'Équation I-53 qui est différentes selon le type de liaison considérée, ionique ou covalente. Cependant, comme l'échelle utilisée sur la Figure I-10 est logarithmique, la dispersion des valeurs expérimentales autour du modèle théorique est importante : les barres d'erreur sont comprises entre 50 % et 100 %. Par conséquent, le modèle est à utiliser de manière qualitative. Il permet toutefois d'évaluer assez correctement les potentialités thermiques d'une matrice cristalline en l'absence de données expérimentales.

#### 1.2.4.2 Influence du dopage

Par ailleurs, les mesures de conductivité thermique données dans la littérature peuvent être différentes pour une même matrice cristalline selon le dopage. R. Gaumé *et al.* [Réf. 38] ont proposé un modèle qui permet d'expliquer théoriquement ce comportement. Il est basé sur la méthode de Klemens [Réf. 39], [Réf. 40] en simplifiant l'expression de la fréquence de coupure de Debye selon :

$$\text{Équation I-54} \quad \omega_D \approx \frac{\pi v}{a_0}$$

Ce qui donne :

$$\text{Équation I-55} \quad \kappa = \frac{1}{\pi a_0} \sqrt{\frac{2k_B v \kappa_0}{\delta}} \arctan \left( \pi a_0 \sqrt{\frac{\kappa_0 \delta}{2k_B v}} \right)$$

avec :

$$\text{Équation I-56} \quad \delta = \sum_i c_i \left( \frac{M_i - M}{M} \right)^2$$

$$\text{Équation I-57} \quad M = \sum_i c_i M_i$$

$$\text{Équation I-58} \quad a_0 = 2 \left( \frac{3}{4\pi} \frac{V_m}{ZN} \right)^{1/3}$$

où  $\delta$  représente la variance de masse des ions  $i$  de masse  $M_i$  et de probabilité d'occupation du site de substitution  $c_i$ .  $\kappa_0$  est la conductivité thermique du matériau non dopé.

La Figure I-11 représente la variation théorique (Équation I-55) de la conductivité thermique en fonction de la concentration en ions ytterbium dans la matrice pour les matériaux les plus intéressants vis-à-vis de leurs propriétés thermomécaniques, à savoir le YAG et les sesquioxydes de terres rares. Il apparaît clairement que la différence de masse entre l'ion dopant et l'ion substitué joue un rôle très important.

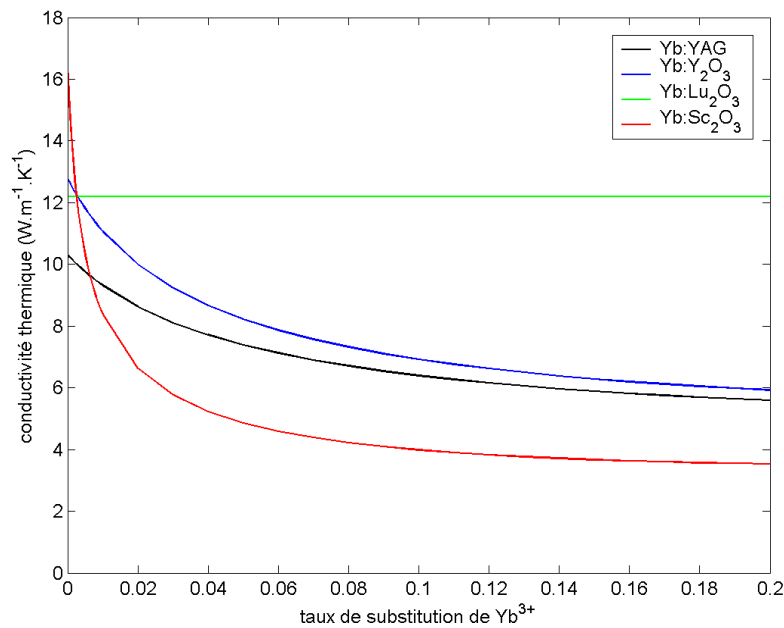


Figure I-11 : Évolution théorique de la conductivité thermique à température ambiante en fonction du taux de substitution de Yb<sup>3+</sup> dans la matrice cristalline pour différents matériaux laser.

Cette décroissance de  $\kappa$  en fonction de la teneur en ions dopants est importante car, comme le montre la Figure I-11, l'ordre des matériaux vis-à-vis de leur conductivité thermique est modifié dès que certaines valeurs de dopage sont atteintes. En particulier, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> qui est le moins bon conducteur thermique des trois sesquioxydes



considérés devient meilleur conducteur thermique que Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à partir d'un taux de substitution de seulement 0,25 at.%. Comme attendu, on constate que les composés à base de lutétium, dont la masse atomique est très proche de celle de l'ytterbium, sont moins affectés par une substitution à l'Yb<sup>3+</sup> que ne le sont les composés à base d'yttrium ou de scandium.

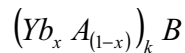
Pour rendre les choses comparables du point de vue des propriétés optiques des matrices lasers, nous considérons l'évolution de la conductivité thermique en fonction du coefficient d'absorption linéique  $\alpha_P$  correspondant d'une part à la transition du premier sous niveau Stark du niveau <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> vers le premier sous niveau Stark du niveau <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> (Figure I-12), et d'autre part à la transition du premier sous niveau Stark du niveau <sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> vers le second sous niveau Stark du niveau <sup>2</sup>F<sub>5/2</sub> (Figure I-13).

L'expression du coefficient d'absorption linéique donné au paragraphe I.1.3.3 (voir Équation I-13) devient, en l'absence de source de pompage,

$$\text{Équation I-59} \quad \alpha_P = \sigma_{abs\_P} N_{tot}$$

car la quasi-totalité des ions ytterbium se trouvent alors dans l'état fondamental.

Nous allons maintenant voir comment déterminer la densité volumique totale en ions ytterbium  $N_{tot}$  dans un cristal en fonction du taux de substitution. Pour ce faire, prenons l'exemple d'un cristal dopé à l'ytterbium de formule :



où  $x$  désigne le taux de substitution par l'ion ytterbium. Dans le cas du YAG ( $[Yb_x Y_{1-x}]_3 Al_5 O_{12}$ ),  $A$  désigne l'élément yttrium,  $k$  est égal à 3 et  $B$  désigne le schéma Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>. La masse molaire du cristal s'écrit alors :

$$\text{Équation I-60} \quad M_{cristal} = k x M_{Yb} + k(1-x)M_A + M_B$$

Connaissant la masse volumique du cristal  $\rho_{cristal}$ , il est alors possible de déterminer la valeur de  $N_{tot}$  en fonction du taux de substitution  $x$  :

$$\text{Équation I-61} \quad N_{tot} = k x \frac{\rho_{cristal}}{M_{cristal}} N_a$$

où  $N_a$  désigne le nombre d'Avogadro.

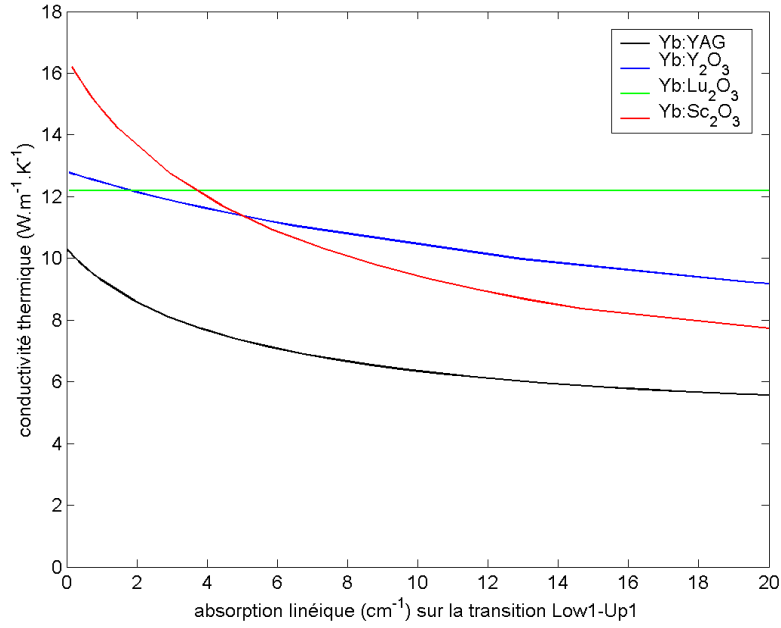


Figure I-12 : Évolution théorique de la conductivité thermique à température ambiante en fonction du coefficient d'absorption linéique pour une transition vers le premier sous niveau de l'état excité dans des matériaux dopés à l'Yb<sup>3+</sup>. On suppose la raie d'absorption infiniment fine pour ne pas avoir à tenir compte du recouvrement spectral avec l'onde de pompe.

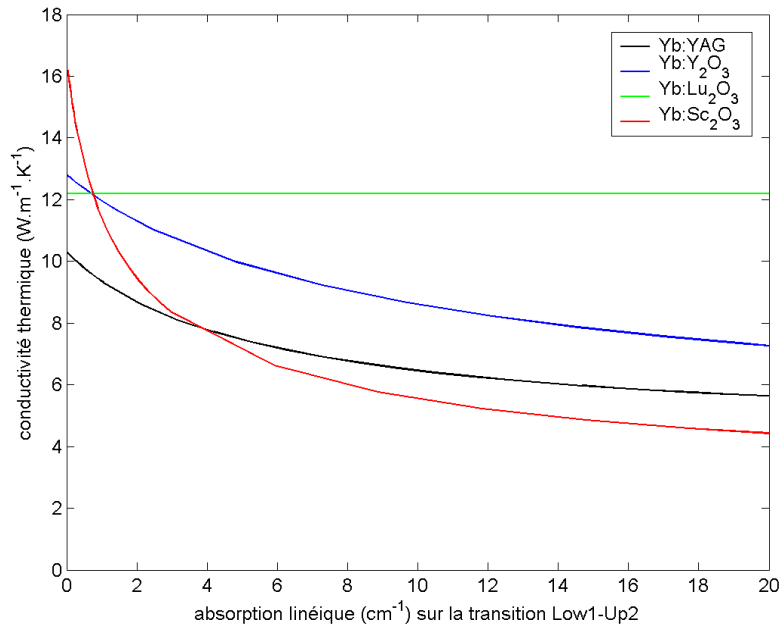


Figure I-13 : Évolution théorique de la conductivité thermique à température ambiante en fonction du coefficient d'absorption linéique pour une transition vers le deuxième sous niveau de l'état excité dans des matériaux dopés à l'Yb<sup>3+</sup>. On suppose la raie d'absorption infiniment fine pour ne pas avoir à tenir compte du recouvrement spectral avec l'onde de pompe.

Il apparaît alors clairement que pour des coefficients d'absorption linéique classiques, de l'ordre de  $10 \text{ cm}^{-1}$ , les sesquioxydes de terres rares ( $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ ) offrent de meilleures performances thermiques que le YAG. De plus, si l'on considère des matériaux fortement dopés, il sera préférable d'utiliser le sesquioxyde de lutétium dont la conductivité thermique demeure élevée quel que soit le niveau de dopage.

## I.2.5 Influence de la température sur la conductivité thermique

Nous avons vu dans le paragraphe précédent une expression de la conductivité thermique d'un matériau diélectrique qui nous a permis de déterminer l'influence du dopage. Cette expression (Équation I-53) présente une dépendance à la température en  $1/T$ . Ainsi, la conductivité thermique d'un cristal diélectrique augmente de façon significative lorsque la température diminue. Des mesures de conductivités thermiques ont été effectuées sur différents matériaux comme le YAG ou le sesquioxyde d'yttrium [Réf. 41] et confirment cette relation entre conductivité thermique et température pour des gammes de température comprises entre 100 K et 300 K.

D'autres mesures [Réf. 42] effectuées sur différents grenats ont montrées que la conductivité thermique des cristaux diélectrique atteint un maximum, situé aux alentours de 30 K pour les grenats, puis chute drastiquement pour tendre vers zéro lorsque la température se rapproche du zéro absolu. La Figure I-14 montre l'évolution de la conductivité thermique de quatre échantillons de YAG monocristallin en fonction de la température.

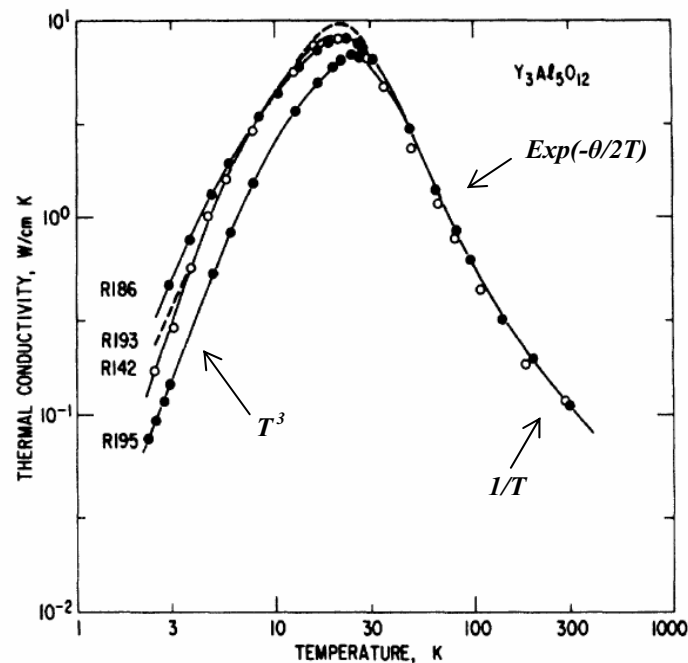


Figure I-14 : Conductivité thermique du YAG en fonction de la température, d'après [Réf. 42].

### I.2.5.1 Capacité calorifique d'un réseau cristallin

Pour expliquer ce comportement, nous allons commencer par rappeler la formule de Debye permettant d'exprimer la capacité calorifique d'un réseau cristallin diélectrique monoatomique [Réf. 43] :

$$\text{Équation I-62} \quad C = 9N k_B \tau^3 \int_0^{1/\tau} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx$$

où  $C$  est la capacité calorifique du réseau cristallin monoatomique,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $N$  est la constante d'Avogadro, et  $\tau$  est une expression réduite de la température définie par :

$$\text{Équation I-63} \quad \tau = \frac{T}{\theta}$$

$\theta$  désigne la température de Debye du matériau considéré. Il est intéressant de noter que la capacité calorifique ne dépend que d'un seul paramètre du cristal, à savoir sa température de Debye. La Figure I-15 montre l'évolution de la capacité calorifique d'un solide dans l'approximation de Debye en fonction de la température normalisée par rapport à la température de Debye.

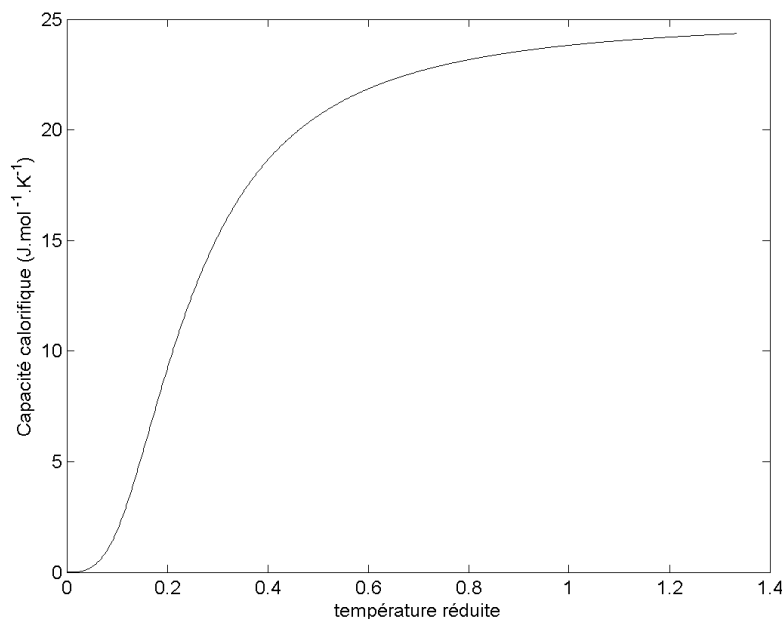


Figure I-15 : Capacité calorifique d'un solide dans l'approximation de Debye en fonction de la température normalisée par rapport à la température de Debye

Aux très basses températures, nous pouvons simplifier l'Équation I-62 en faisant tendre la borne supérieure de l'intégrale vers l'infini. Ainsi, lorsque  $T \ll \theta$ , l'expression de la capacité calorifique du réseau devient :

$$\text{Équation I-64} \quad C \approx \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T}{\theta}\right)^3$$

Ceci met en évidence l'approximation en  $T^3$  de Debye aux basses températures.

### 1.2.5.2 Conductivité thermique

D'après la théorie cinétique des gaz et sous certaines approximations, il est possible d'établir une expression de la conductivité thermique en fonction de la capacité calorifique [Réf. 43] :

$$\text{Équation I-65} \quad \kappa = C \nu l$$

où  $C$  est la capacité calorifique par unité de volume,  $\nu$  la vitesse moyenne des particules, et  $l$  le libre parcours moyen d'une particule entre deux collisions. Pour un solide diélectrique,  $C$  est la capacité calorifique des phonons,  $\nu$  la vitesse du son dans le solide et  $l$  le libre parcours moyen des phonons. Sachant que la vitesse des phonons acoustiques est indépendante de la température, l'évolution de la conductivité thermique d'un solide avec sa température est donnée par :

$$\text{Équation I-66} \quad \kappa(T) \propto C(T) l(T)$$

Le libre parcours moyen des phonons est déterminé principalement par deux phénomènes : la diffusion géométrique et la diffusion par d'autres phonons. Si les forces interatomiques étaient purement harmoniques, il n'y aurait pas de mécanismes de collision entre phonons, et le libre parcours moyen ne serait limité que par les collisions des phonons avec les défauts cristallins ou les limites du cristal. Dans certains cas, ces effets sont effectivement prépondérants. Dans les interactions anharmoniques, le couplage entre les différents phonons limite la valeur du libre parcours moyen. Considérons d'abord la résistivité thermique due aux interactions entre phonons. La théorie de l'effet du couplage anharmonique sur la résistivité est compliquée [Réf. 44], [Réf. 45]. On trouve en accord avec de nombreuses mesures que le libre parcours moyen des phonons est inversement proportionnel à la température lorsque l'on se place à haute température ( $T > \theta$ ). Nous pouvons comprendre ce comportement en considérant le nombre de phonons qui peuvent interagir avec un phonon donné : à haute température, le nombre total de phonons excités est proportionnel à  $T$ . La fréquence de collision d'un phonon doit être proportionnelle au nombre de phonons qu'il peut rencontrer, d'où

$$\text{Équation I-67} \quad l \propto \frac{1}{T}$$

Pour que la conductivité thermique soit possible, il faut qu'il y ait dans le cristal des mécanismes par lesquels la distribution des phonons peut être mise localement en équilibre thermique. Sans ces mécanismes, nous ne pourrions pas dire qu'à une extrémité du cristal les phonons sont en équilibre thermique à une température  $T_2$ , et à une température  $T_1$  à l'autre extrémité. Pour expliquer la conductivité thermique, il ne suffit pas d'avoir un mécanisme qui limite le libre parcours moyen, il faut encore trouver un processus qui établisse une distribution d'équilibre des phonons. Les collisions des phonons avec les défauts cristallins ou la surface du cristal n'établissent pas l'équilibre thermique car de telles collisions ne changent pas l'énergie des phonons : la fréquence  $\omega_2$  du phonon diffusé est égale à la fréquence  $\omega_1$  du phonon incident. Il faut également remarquer que les mécanismes de collision à trois phonons :

$$\text{Équation I-68} \quad K_1 + K_2 = K_3$$

ne contribuent pas non plus à l'équilibre car la quantité de mouvement totale du gaz de phonons ne varie pas lors d'une telle collision. Une distribution d'équilibre de phonons à une température  $T$  peut déplacer le cristal avec

une vitesse qui n'est pas affectée par les collisions à trois phonons décrites par l'Équation I-68. Pour de telles collisions, la quantité de mouvement totale des phonons :

$$\text{Équation I-69} \quad J = \sum_K n_K \hbar K$$

est conservée, car lors de la collision, la variation de  $J$  est  $K_3 - K_2 - K_1 = 0$ . Ici,  $n_K$  est le nombre de phonons de vecteur d'onde  $K$ . Pour une distribution où  $J \neq 0$ , les collisions décrites par l'Équation I-68 sont incapables d'établir complètement l'équilibre thermique car elles laissent  $J$  inchangé. Si nous partons d'une distribution de phonons chauds avec  $J \neq 0$ , la distribution va se propager le long du barreau en laissant  $J$  constante. Il n'y a donc pas de résistance thermique.

### 1.2.5.3 Processus Umklapp

Peierls [Réf. 46] a fait remarquer que les mécanismes de collision à trois phonons qui influent sur la conductivité thermique ne sont pas de la forme de l'Équation I-68, mais de la forme :

$$\text{Équation I-70} \quad K_1 + K_2 = K_3 + G$$

où  $G$  est un vecteur du réseau réciproque (Figure I-16). Nous rappelons que  $G$  peut intervenir dans toutes les lois de conservation de la quantité de mouvement dans les réseaux cristallins. Des processus pour lesquels la variation du vecteur d'onde total n'est pas nulle mais égale à un vecteur du réseau réciproque sont toujours possibles dans un réseau périodique. L'argument est particulièrement fort pour les phonons : les seuls vecteurs d'onde de phonons significatifs  $K$  se situent à l'intérieur de la première zone de Brillouin et tout autre  $K$  de plus grande amplitude produit lors d'une collision doit être ramené à l'intérieur de la première zone de Brillouin par addition d'un vecteur  $G$ .

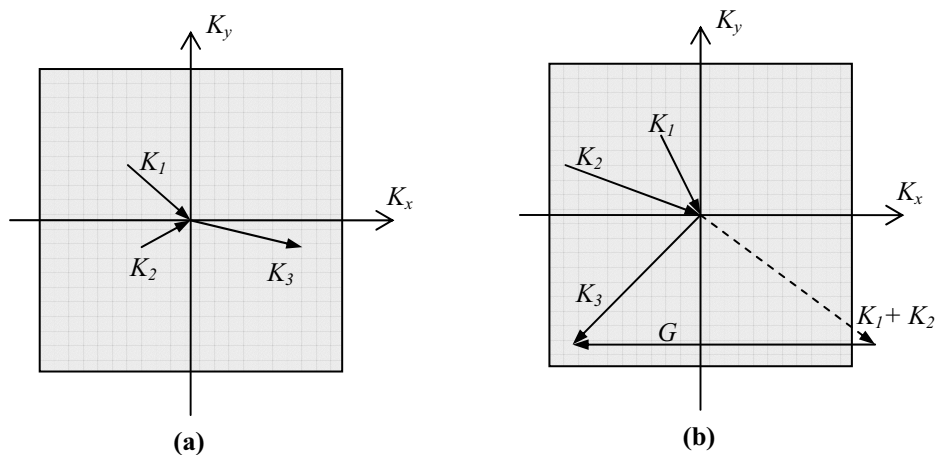


Figure I-16. : Mécanismes de collisions des phonons (a) de type N et (b) avec umklapp, dans un réseau carré à deux dimensions. Le carré grisé de chaque figure représente la première zone de Brillouin dans l'espace  $K$  des phonons ; cette zone contient toutes les valeurs indépendantes possibles du vecteur d'onde des phonons.

Les processus ou les collisions pour lesquelles  $G \neq 0$  sont appelés processus umklapp, traduction allemande de « retournement ». Ce terme correspond au fait qu'une collision entre deux phonons tous deux de  $K_x$  positif peut,

par processus umklapp, donner après collision un phonon de  $K_x$  négatif. Les processus umklapp sont aussi appelés mécanismes  $U$ . Les collisions pour lesquelles  $G = 0$ , sont appelées mécanismes normaux ou mécanismes  $N$ .

A haute température ( $T > \theta$ ), tous les phonons sont excités car  $k_B T > \hbar \omega_{max}$ . Une proportion importante des collisions est de type  $U$ , avec une variation importante de la quantité de mouvement lors de la collision ; par la discussion faite précédemment sur les effets non linéaires nous nous attendons à trouver une résistivité thermique du réseau proportionnelle à la température pour des températures élevées.

L'énergie des phonons  $K_1, K_2$  est suffisante pour qu'il y ait umklapp si elle est de l'ordre de  $\frac{1}{2} k_B \theta$ , car chacun des phonons 1 et 2 doit avoir un vecteur d'onde de l'ordre de  $\frac{1}{2} G$  pour qu'une collision du type umklapp (voir Équation I-70) soit possible. En effet, si les deux phonons ont un  $K$  petit, et donc une énergie faible, il n'y a pas moyen d'obtenir par leur collision un phonon dont le vecteur d'onde aboutirait à l'extérieur de la première zone de Brillouin. A plus basse température, le nombre de phonons de haute énergie  $\frac{1}{2} k_B \theta$ , varie à peu près comme  $\exp(-\theta/2T)$ , d'après la loi de Boltzmann. Cette variation exponentielle est en bon accord avec l'expérience. En résumé, le libre parcours moyen qui intervient dans l'Équation I-65 est le libre parcours moyen pour des collisions umklapp et non pour toutes les collisions entre phonons.

#### 1.2.5.4 Effet de taille

Les effets géométriques peuvent également intervenir notablement pour limiter le libre parcours moyen et donc la conductivité thermique du réseau cristallin. Nous devons considérer la diffusion des phonons par les faces et interfaces des cristaux, par la distribution des masses isotopiques dans les éléments chimiques naturels, par les impuretés chimiques (ou le dopant dans le cas des matériaux lasers) et par les défauts cristallins. Quand, à basse température, le libre parcours moyen  $l$  devient comparable à la largeur de l'échantillon, la valeur de  $l$  est limitée par cette largeur et la conductivité thermique devient fonction des dimensions de l'échantillon. Cet effet a été découvert par De Haas et Biermasz [Réf. 47]-[Réf. 51].

La décroissance brutale de la conductivité thermique des cristaux purs à faible température est donc due à l'effet de taille. A basse température les processus umklapp ne limitent plus la conductivité thermique et l'effet de taille devient dominant comme nous pouvons le remarquer sur la Figure I-14. On peut alors s'attendre à ce que le libre parcours moyen des phonons soit indépendant de la température et de l'ordre du diamètre  $D$  de l'échantillon. À basse température, l'Équation I-65 devient :

$$\text{Équation I-71} \quad \kappa \approx C v D$$

Le seul terme du membre de droite dépendant de la température est  $C$ , la capacité calorifique, qui varie en  $T^3$  à basse température (voir Équation I-64). Nous pouvons donc nous attendre à ce que la conductivité thermique varie en  $T^3$  à basse température. L'effet de taille intervient chaque fois que le libre parcours moyen des phonons devient comparable au diamètre de l'échantillon.

En résumé pour analyser le comportement de la conductivité thermique d'un cristal en fonction de la température, nous pouvons distinguer trois domaines de températures.

À haute température ( $T > \theta$ ), d'une part la capacité calorifique devient quasiment indépendante de la température (voir Figure I-15) et d'autre part le libre parcours moyen des phonons de haute énergie (c'est-à-dire pouvant produire des collisions umklapp) est inversement proportionnel à la température. Ainsi, on retrouve le comportement  $\kappa \sim 1/T$  de l'Équation I-48 ; ce comportement se retrouve sur la Figure I-14.

Pour des températures plus basses, le nombre de phonons de haute énergie se comporte, d'après la loi de Boltzmann, comme  $\exp(-\theta/2T)$  et la conductivité thermique suit la même évolution (voir Figure I-14).

Aux très basses températures ( $T \ll \theta$ ), le libre parcours moyen des phonons est limité par l'effet de taille et devient indépendant de la température alors que la capacité calorifique du réseau cristallin varie en  $T^3$ . Ce dernier phénomène explique la chute brutale de la conductivité thermique à basse température que nous pouvons constater sur la Figure I-14.

Sur la Figure I-17, nous avons représenté les conductivités thermiques de monocristaux de grenats [Réf. 42] YAG, GGG et LuAG ainsi que celle du sesquioxyde d'yttrium  $Y_2O_3$  [Réf. 41] mesurés en fonction de la température. Ces matériaux, dont les propriétés thermomécaniques sont particulièrement avantageuses pour la réalisation de lasers de haute puissance, voient leur conductivité thermique augmenter de façon très significative lorsque la température diminue.

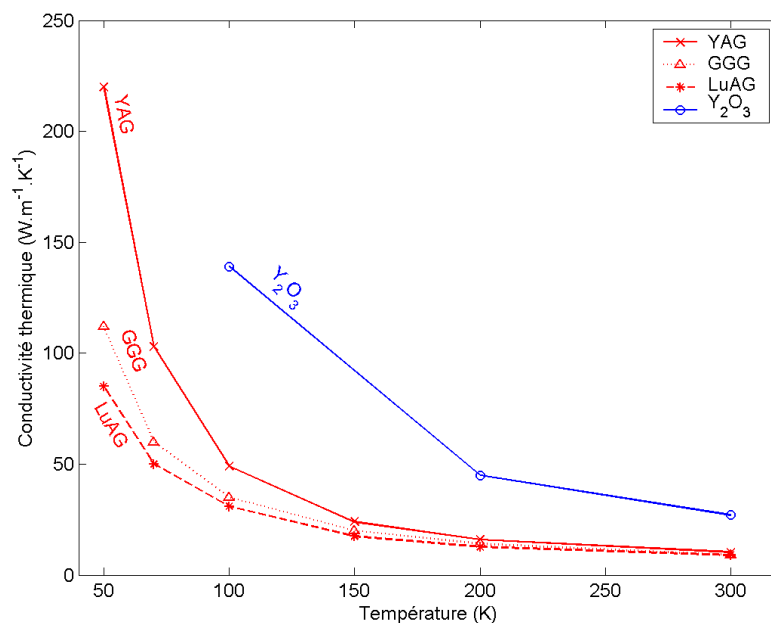


Figure I-17. : Évolution de la conductivité thermique de divers monocristaux en fonction de la température.

Par exemple, à la température de l'azote liquide (77 K), la conductivité thermique du YAG est multipliée par 10 par rapport à la température ambiante, passant de  $10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à environ  $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Dans ces conditions le facteur de mérite traduisant la lentille thermique  $R_f$  est exalté d'un facteur 10, et le facteur de mérite traduisant la résistance du matériau au pompage  $R_p$  est exalté d'un facteur 100. On voit ainsi le fort intérêt de mettre en œuvre des matériaux lasers à basse température pour réaliser la montée en puissance.



Nous avons vu que les sesquioxydes de terres rares qui sont les matériaux ayant les propriétés thermomécaniques les plus intéressantes sont disponibles en grandes dimensions sous forme de céramiques transparentes. Les céramiques présentent l'avantage d'avoir un facteur de ténacité  $K_c$  exalté d'un facteur 5 [Réf. 52] par rapport aux monocristaux. Ainsi, à température ambiante, le facteur de mérite  $R_P$  d'une céramique transparente est 5 fois plus important que celui du monocristal correspondant.

Cependant, les joints de grains qui entravent la propagation des fractures, interviennent également dans la diffusion des phonons. On peut ainsi voir apparaître des effets de taille limitant le libre parcours moyen des phonons à des températures plus élevées que dans le cas des monocristaux. En effet, la dimension caractéristique limitant la valeur du libre parcours moyen des phonons n'est plus le diamètre de l'échantillon, mais le diamètre moyen des grains de la céramique. Ainsi, le maximum de la conductivité thermique est atteint pour des températures plus élevées et l'augmentation de la conductivité thermique lorsque la température diminue est moins importante pour une céramique que pour un monocristal. De plus, cette augmentation de la conductivité thermique est d'autant plus limitée que le diamètre moyen des grains est faible. Nous avons représenté sur la Figure I-18 l'évolution de la conductivité thermique du YAG monocristallin ainsi que de trois échantillons de céramiques de YAG ayant un diamètre de grains moyen de 3, 4 et 7,5  $\mu\text{m}$  en fonction de la température. Ces mesures ont été effectuées par Yagi *et al.* [Réf. 53].

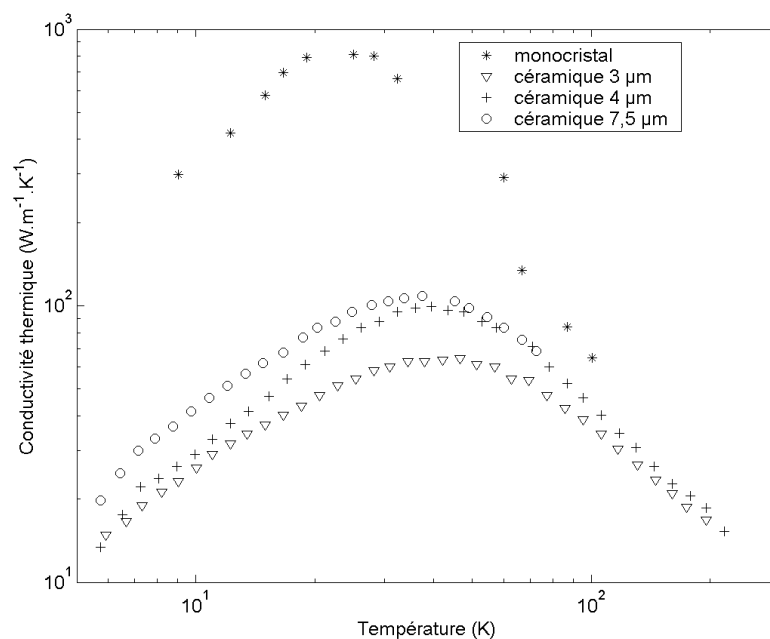


Figure I-18. : Évolution de la conductivité thermique du YAG monocristallin ainsi que de trois échantillons de céramiques de YAG ayant un diamètre de grains moyen de 3, 4 et 7,5  $\mu\text{m}$  en fonction de la température.

Nous pouvons constater que plus le diamètre moyen des grains de la céramique est petit, plus l'effet de taille limitant le libre parcours moyen des phonons et donc la conductivité thermique interviennent à une température élevée. En conséquence, plus le diamètre moyen des grains est grand, plus la conductivité thermique de la céramique augmente lorsque la température diminue. Ainsi la conductivité thermique de céramiques de YAG mesurée à la température de l'azote liquide est respectivement de 47, 60, et 68  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour des diamètres moyens de grains de 3, 4 et 7,5  $\mu\text{m}$ , alors que celle d'un monocristal est d'environ 100  $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .

Finalement, même si l'augmentation de la conductivité thermique se révèle être plus faible pour une céramique que pour un monocristal lorsque la température diminue, il est très avantageux de refroidir les céramiques transparentes pour des applications de haute puissance. Même si, à la température de l'azote liquide, la conductivité thermique d'une céramique est environ deux fois plus faible que celle du monocristal correspondant, le coefficient de ténacité  $K_c$  de la céramique est 5 fois plus important. Le facteur de mérite de résistance au pompage  $R_p$  qui est proportionnel à  $K_c$  et au carré de la conductivité thermique demeure donc plus élevé pour une céramique que pour un monocristal pour des températures supérieures à 77 K.

## 1.2.6 Influence de la température sur les autres propriétés thermomécaniques des cristaux

Au paragraphe précédent, nous avons étudié l'influence de la température sur la conductivité thermique d'un cristal diélectrique et montré qu'une baisse de la température entraîne une augmentation très significative de la conductivité thermique.

Cette augmentation de la conductivité thermique a des répercussions très favorables sur la résistance aux chocs thermiques quantifiée par le facteur de mérite  $R_p$  défini au paragraphe I.2.3 qui est proportionnel au carré de la conductivité thermique. Nous rappelons ici l'expression de ce facteur de mérite traduisant la résistance aux chocs thermiques d'un matériau laser :

$$\text{Équation I-72} \quad R_p = \frac{\kappa^2}{\alpha \eta_Q}$$

Dans l'Équation I-72,  $\kappa$  désigne la conductivité thermique,  $\alpha$  le coefficient de dilatation et  $\eta_Q$  le défaut quantique. Le facteur de mérite  $R_f$  traduisant l'insensibilité d'un matériau laser à l'effet de lentille thermique (voir paragraphe I.2.3) dont l'expression est rappelée ci-dessous, est proportionnel à la conductivité thermique. Ainsi, l'augmentation de la conductivité thermique observée à basse température a également des effets bénéfiques se traduisant par la réduction de l'effet de lentille thermique.

$$\text{Équation I-73} \quad R_f = \frac{\kappa}{\eta_Q \frac{dn}{dT}}$$

Dans l'Équation I-73, le terme  $dn / dT$  désigne le coefficient de variation de l'indice optique du milieu laser en fonction de la température.

Il peut ainsi se révéler très avantageux, d'un point de vue thermomécanique, de placer un matériau laser dans une enceinte cryogénique afin d'augmenter sa conductivité thermique et par là même, ses facteurs de mérite  $R_p$  et  $R_f$ . Toutefois, comme le montre l'Équation I-72 et l'Équation I-73, ces facteurs de mérite dépendent également d'autres propriétés intrinsèques des matériaux :  $R_p$  est inversement proportionnel au coefficient de dilatation et  $R_f$  est inversement proportionnel au coefficient de variation de l'indice optique avec la température. Il est alors important de connaître l'évolution des paramètres  $\alpha$  et  $dn / dT$  en fonction de la température.

### I.2.6.1 Influence de la température sur le coefficient de dilatation

Nous allons maintenant étudier l'évolution du coefficient de dilatation en fonction de la température. Pour cela nous prenons l'exemple du YAG et du sesquioxyde d'yttrium pour lesquels des points expérimentaux sont donnés dans la littérature. Nous avons rassemblé sur la Figure I-19 des valeurs du coefficient de dilatation du YAG mesurées par trois équipes différentes [Réf. 41], [Réf. 55], [Réf. 56] et de  $Y_2O_3$  [Réf. 54].

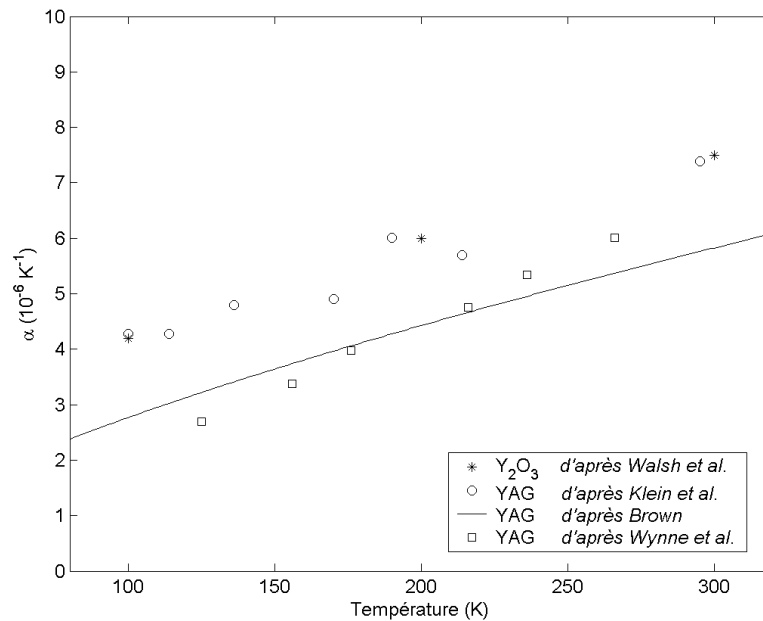


Figure I-19 : Coefficients de dilatation du YAG et du sesquioxyde d'yttrium en fonction de la température.

Nous pouvons remarquer sur la Figure I-19 que d'une manière générale le coefficient de dilatation diminue lorsque la température baisse. Ce comportement confirme l'intérêt de refroidir un matériau laser pour des applications de forte puissance moyenne. En effet, comme le facteur de mérite traduisant la résistance aux chocs thermiques est inversement proportionnel au coefficient de dilatation,  $R_p$  est d'autant plus élevé que la valeur de  $\alpha$  est faible. Ainsi une diminution de la température entraîne une augmentation du facteur de mérite  $R_p$  non seulement en raison de l'augmentation de la conductivité thermique, mais aussi en raison de la chute de la valeur du coefficient de dilatation.

### I.2.6.2 Influence de la température sur le coefficient $dn / dT$

Comme pour le coefficient de dilatation, nous allons maintenant étudier l'évolution du coefficient  $dn / dT$  en fonction de la température. Pour cela, nous prenons l'exemple du YAG pour lequel le coefficient  $dn / dT$  a été mesuré à différentes températures par Wynne *et al* [Réf. 56]. Le résultat de ces mesures est représenté sur la Figure I-20. Nous pouvons là encore remarquer que la valeur du coefficient  $dn / dT$  chute de façon significative lorsque la température diminue. Comme le facteur de mérite  $R_f$  est inversement proportionnel à  $dn / dT$ , une

diminution de la température entraîne une augmentation de  $R_f$  non seulement en raison de l'augmentation de la conductivité thermique, mais aussi en raison de la chute de la valeur du coefficient  $dn/dT$ . Ce comportement confirme également l'intérêt que présente les basses températures pour la réalisation d'un laser de haute puissance moyenne.

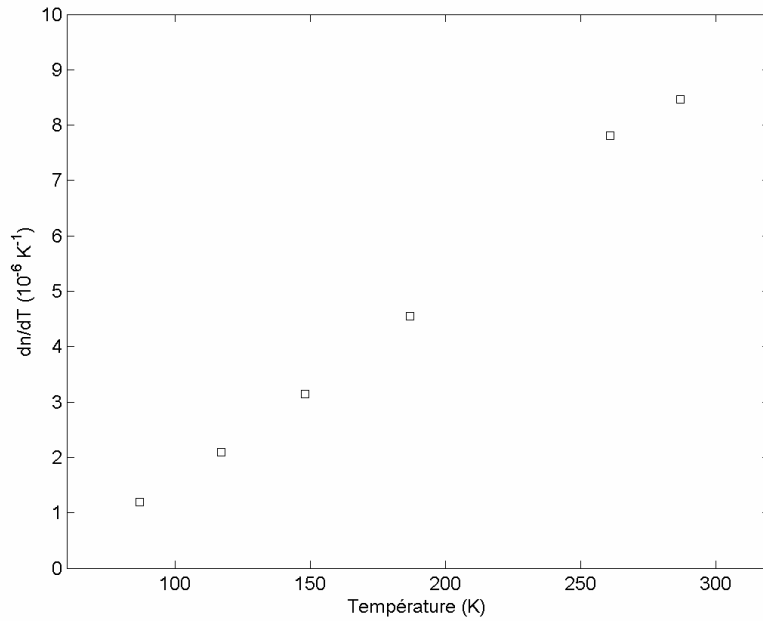


Figure I-20 : Coefficients  $dn/dT$  du YAG en fonction de la température d'après Wynne et al. [Réf. 56].

Dans la partie I.2, nous avons déterminé deux facteurs de mérite  $R_p$  et  $R_f$  traduisant respectivement la résistance aux chocs thermiques, et la sensibilité à l'effet de lentille thermique des matrices hôtes de l'ion ytterbium. Grâce à ces deux paramètres, nous avons établi une figure de mérite qui constitue une aide précieuse pour le choix d'une matrice laser pour des applications de haute puissance moyenne. D'après cette figure de mérite, les grenats et surtout les sesquioxydes de terres rares apparaissent comme les matrices les plus prometteuses [Réf. 57]. De plus, ces matrices sont d'ores et déjà disponibles en grandes dimensions sous forme de céramiques transparentes. D'après l'expression des deux facteurs de mérite  $R_p$  et  $R_f$  (voir Équation I-45 et Équation I-47), nous avons également montré que la propriété thermomécanique qui s'avère être la plus importante est la conductivité thermique. Nous avons donc exposé un modèle qualitatif permettant de décrire l'influence de la température sur la conductivité thermique et nous avons montré que les basses températures permettent d'augmenter de façon spectaculaire la conductivité des cristaux et des céramiques. De même, nous avons montré que les basses températures permettent d'améliorer les autres propriétés thermomécaniques des matrices laser et d'exalter les facteurs de mérites  $R_p$  et  $R_f$ .

Finalement, des céramiques de grenats comme le YAG ou de sesquioxydes de terres rares comme  $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$ , ou  $Sc_2O_3$  portées à des températures de l'ordre de la température de l'azote liquide apparaissent comme d'excellents matériaux laser pour envisager la réalisation de systèmes laser de très forte puissance moyenne.

Dans la partie qui suit, nous nous attachons à étudier et à proposer des architectures laser permettant de limiter les effets thermiques néfastes dans les amplificateurs laser.

Nous étudions tout d'abord l'influence de la morphologie du matériau amplificateur sur sa résistance au flux laser et à l'effet de lentille thermique. Les fibres optiques à large mode ainsi que les disques minces apparaissent comme les solutions optimales pour évacuer efficacement la chaleur des amplificateurs. Toutefois, dans l'optique d'un laser délivrant des impulsions fortement énergétiques, nous montrons que seuls les disques minces restent exploitables. Nous présentons aussi les matériaux laser composites, composés d'une partie dopée et d'une partie non dopée, ou sur lesquels sont adhésés des matériaux particulièrement bons conducteurs thermiques afin de faciliter encore l'extraction de l'énergie thermique.

Dans un second temps, nous présentons les divers avantages des diodes laser comme source de pompe pour les matériaux dopés à l'ytterbium, et nous montrons que le pompage longitudinal constitue un bon moyen pour limiter les effets thermiques dans les amplificateurs laser.

## I.3 Architecture

### I.3.1 Morphologie des amplificateurs lasers solides

Dans les facteurs de mérite concernant la résistance aux contraintes thermiques  $R_T$  et laser  $R_p$ , ainsi que dans le facteur de mérite concernant l'effet de lentille thermique  $R_f$  (cf. paragraphes I.2.1, I.2.2 et I.2.3), les critères morphologiques du milieu laser n'apparaissent pas. Ces facteurs de mérite permettent des comparaisons entre matériaux mais à morphologie identique pour se concentrer uniquement sur leurs propriétés intrinsèques.

Cependant, il est possible de jouer sur la forme du milieu laser pour gagner en résistance : un échantillon volumineux par rapport à la zone pompée évacuera difficilement la puissance thermique. La différence de température entre le centre et le bord du cristal est alors importante et les contraintes internes fortes. Voici quelques exemples de géométries permettant de limiter les gradients thermiques.

#### 1.3.1.1 Les fibres

Une première manière de limiter les problèmes thermiques consiste à diminuer le diamètre d'un barreau de matériau laser pour réduire son volume tout en augmentant sa longueur afin d'augmenter la surface d'échange thermique avec le milieu extérieur. On obtient ainsi une fibre optique qui possède un rapport volume sur surface d'échange très limité. Les fibres sont en général faites de matériaux vitreux qui sont facilement malléables pour étirer des fibres de quelques dizaines à quelques centaines de microns de diamètre sur de grandes longueurs. Ces fibres sont généralement faiblement dopées et la production de chaleur au sein du matériau par unité de longueur est ainsi limitée. Les fibres sont donc de bons candidats pour les lasers de puissance. Des systèmes fibrés délivrant des puissances de plusieurs kilowatts en régime continu ont été réalisés [Réf. 58]. En régime déclenché, les puissances moyennes obtenues atteignent quelques dizaines de watts, avec des impulsions ayant une énergie de 500  $\mu\text{J}$  avec un taux de répétition de 100 kHz [Réf. 59]. Nous voyons alors que si les fibres dopées à l'ion ytterbium permettent d'atteindre des puissances élevées, leur utilisation en mode pulsé se limite à des impulsions faiblement énergétiques. En effet, les fibres ont par définition une section transversale faible qui entraîne de fortes fluences laser au sein du matériau, et la tenue au flux du matériau fibré limite alors l'énergie par impulsion. Ce phénomène est d'autant plus important que le matériau utilisé est le plus souvent du verre aux propriétés thermomécaniques peu favorables, la conductivité thermique des verres dopés à l'ytterbium étant de l'ordre de  $1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . Afin d'améliorer les propriétés thermomécaniques et donc la tenue au flux des fibres dopées à l'ytterbium, des travaux récents se sont portés sur des fibres cristallines, notamment de YAG, de formes de section variées et de diamètres de  $100\mu\text{m}$  à plusieurs millimètres [Réf. 60]. De tels systèmes permettront certainement d'augmenter de manière significative l'énergie des impulsions laser obtenues dans une fibre. Cependant, pour des applications nécessitant des énergies très importantes, comme la fusion thermonucléaire par confinement inertiel, la seule solution consiste à mettre en œuvre des amplificateurs laser possédant une grande section transversale.

#### 1.3.1.2 Les disques minces

Une deuxième manière de limiter les problèmes thermiques tout en privilégiant de grandes sections transversales est de diminuer l'épaisseur du cristal pour favoriser son refroidissement. On obtient alors des disques minces dont le rapport volume sur surface d'échange thermique est également très limité. Ceci est d'autant plus réalisable que le diagramme énergétique de l'ion ytterbium est très simple. La concentration en ion  $\text{Yb}^{3+}$  peut alors être très élevée sans pour autant entraîner des phénomènes parasites de relaxation croisée, par exemple, comme dans le cas du néodyme. L'absorption du milieu laser est alors très importante et de faibles épaisseurs peuvent absorber une grande proportion de la puissance de pompe. Les disques minces sont donc également de

bons candidats pour les lasers de puissance. Des systèmes à disques minces délivrant des puissances de plusieurs kilowatts en régime continu ont été réalisés [Réf. 61]. En ce qui concerne l'amplification d'impulsions lasers dans le domaine nanoseconde, plusieurs projets actuellement en cours visent la réalisation d'amplificateurs à disques pour atteindre la gamme du kilowatt de puissance moyenne avec des impulsions d'une centaine de joules et un taux de répétition d'une dizaine de hertz. Nous pouvons citer les programmes LUCIA [Réf. 62], [Réf. 63], MERCURY [Réf. 64]-[Réf. 67] et HALNA [Réf. 68], [Réf. 69].

Ces disques peuvent être refroidis par la face arrière du milieu laser sur laquelle se réfléchissent à la fois l'onde de pompe et l'onde laser comme le montre la Figure I-21.

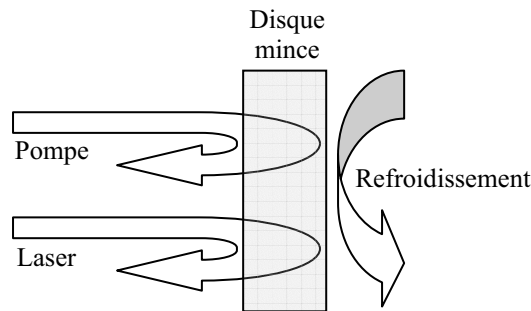


Figure I-21. : Mise en œuvre d'un disque mince refroidi par la face arrière

Ce mode de refroidissement présente le grand avantage de ne créer des gradients de température que dans la direction longitudinale par rapport à la propagation de l'onde à amplifier. Ces gradients ne participent pas à l'effet néfaste de lentille thermique qui, comme nous l'avons vu au paragraphe I.2.2, ne dépend que des gradients transverses de température.

Cependant, les disques minces possédant un rapport épaisseur sur section transverse très faible peuvent facilement se déformer sous l'effet des contraintes d'origine thermique.

### I.3.1.3 Les matériaux laser composites

Pour augmenter encore la dissipation de la charge thermique dans les disques lasers, un matériau bon conducteur thermique peut être collé sur la face d'entrée du milieu laser. L'évacuation de la chaleur se fait alors via les deux faces du disque et l'élévation de température en son sein due au pompage est ainsi réduite. Il faut naturellement que ce matériau conducteur soit transparent aux longueurs d'onde de pompe et laser. Des résultats remarquables ont été obtenus en utilisant de fines couches de saphir [Réf. 70] ou de diamant [Réf. 71] afin d'améliorer le refroidissement d'amplificateurs laser.

De tels systèmes composites peuvent également être réalisés à partir d'un matériau mince fortement dopé et du même matériau non dopé dans lequel la génération de chaleur est négligeable. Les céramiques transparentes cofrittées permettent d'obtenir de tels systèmes exempts de défauts d'interface entre les matériaux dopés et non dopés.

En plus d'améliorer le refroidissement du milieu amplificateur, ces matériaux composites permettent d'avoir des épaisseurs totales plus importantes et ainsi de limiter les déformations du milieu laser [Réf. 72].

## I.3.2 Pompage par diodes laser

Concernant le pompage optique des matériaux laser solides, le choix de la source de pompage s'est d'abord porté sur des sources de type corps noir (lampe à filament de tungstène, soleil) à large spectre, puis sur des sources fluorescentes polychromatiques à base de gaz nobles ionisés (lampes à décharges au xénon, au krypton), enfin sur des sources fluorescentes monochromatiques telles que les diodes électroluminescentes. Des lasers sont également utilisés pour le pompage optique ; il peut s'agir de lasers à gaz pompés par une décharge électrique, de lasers solides pompés par des lampes à décharges ou encore de diodes laser, convertisseurs directs électrique – optique, basés sur des matériaux semi-conducteurs.

Les matériaux semi-conducteurs sont des milieux amplificateurs optiques performants, dont l'inversion de population est induite par le passage d'un courant électrique dans une zone active confinée. Ces sources à base de semi-conducteurs nous entourent dans notre vie quotidienne à l'état de diodes électroluminescentes (télécommandes infrarouges, témoins lumineux, feux tricolores, ...) ou de diodes laser (lecteurs de code-barres, lecteurs de disques optiques, télécommunication sur fibres optiques, pointeurs laser, ...).

Les diodes laser sont particulièrement intéressantes pour le pompage optique de matériaux laser solides pour les raisons suivantes :

- Leur efficacité de conversion électrique – optique ( $> 40 \%$ )
- La puissance optique délivrée, qui peut atteindre plusieurs kilowatts
- Leurs qualités spectrales et spatiales, liées à l'émission laser
- Leur fiabilité (durée de vie)

### I.3.2.1 Structures des diodes laser

Schématiquement, une diode laser est constituée par une zone active confinée électriquement et/ou optiquement par une structure guidante de type puits quantiques. Le degré de confinement est limité par la qualité de la structure. En effet, la présence de défauts (impuretés, désordre cristallin) induit la présence de points chauds qui fragilisent la structure et limitent sa durée de vie pour une densité de porteurs de charges donnée. Par conséquent, les diodes laser monomodes transverse et longitudinal sont limitées à des puissances de sortie de quelques dizaines de milliwatts. Bien que le caractère monomode soit indispensable pour certaines applications comme les télécommunications optiques par exemple, le pompage optique nécessite des puissances bien supérieures.

Une technique simple et fiable pour délivrer des fortes puissances consiste à coupler l'émission de plusieurs diodes laser quasi monomodes transverse et longitudinal, en les assemblant spatialement comme le montre la Figure I-22 [Réf. 73].

Le monoémetteur dont la surface émettrice a une dimension de  $1 \times 100 \mu\text{m}^2$  pour une puissance de quelques watts est l'élément de base de ces assemblages.

Le premier degré d'assemblage est la barrette. C'est une structure constituée de multiples monoémetteurs espacés de quelques centaines de microns, de dimension totale typique de  $1 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$ , pour une puissance de plusieurs dizaines de watts et pouvant aller jusqu'à une centaine de watts.



Les degrés d'assemblage suivants, permettant d'obtenir des puissances encore supérieures (jusqu'à plusieurs kilowatts), sont la juxtaposition de multiples barrettes. Le principal enjeu technologique concernant la réalisation de tels empilements tient à la gestion thermique.

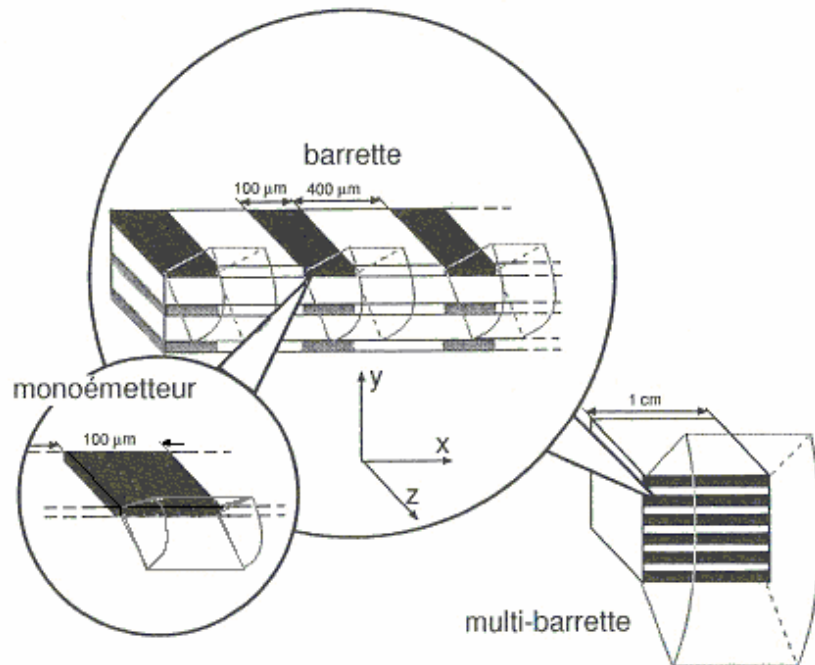


Figure I-22 : Schéma des différents niveaux d'assemblage des diodes laser : le monoémetteur ( $\sim 1 W$ ) est l'élément de base à partir duquel sont assemblées les barrettes ( $\sim 100 W$ ), puis les multi-barrettes (plusieurs kW).

Il est à noter que l'émission d'un empilement de diodes laser est polarisée linéairement dans la direction parallèle à la grande dimension de la structure. Pour des raisons pratiques, l'émission de telles structures peut également être couplée dans une fibre multimode à gros cœur. Actuellement, des empilements de diodes laser quasi continues sont disponibles jusqu'à une puissance de 1 kW couplée dans une fibre multimode de diamètre de cœur de 800  $\mu m$  et d'ouverture numérique de 0,22 [Réf. 74].

### 1.3.2.2 Domaine spectral couvert par les diodes laser

La longueur d'onde d'émission  $\lambda_{em}$  est fixée par l'écart énergétique  $\Delta E$  de la transition radiative dans le matériau semi-conducteur :

$$\text{Équation I-74} \quad \lambda_{em} = \frac{hc}{\Delta E}$$

L'écart énergétique de la structure GaAs correspond à  $\lambda_{em} = 904 \text{ nm}$ . La substitution du gallium par un troisième constituant modifie cette énergie de transition. L'aluminium déplace l'émission vers les courtes longueurs d'onde (750 – 850 nm), tandis que l'indium permet de couvrir la plage 900 – 1000 nm, avec une variation en longueur d'onde d'environ 1 nm par pourcent de substituant. Les structures basées sur le substrat GaAs sont les

plus performantes actuellement, car elles fournissent de bonnes qualités cristallines. Le défi concernant les diodes laser vertes ou bleues fiables est de trouver les composants qui permettraient d'obtenir une structure convenable tant sur le plan spectroscopique qu'optique. Des diodes laser de puissance couvrent également la gamme spectrale 640 – 680 nm, de structure AlGaInP, mais sont moins performantes et moins fiables actuellement (voir Figure I-23).

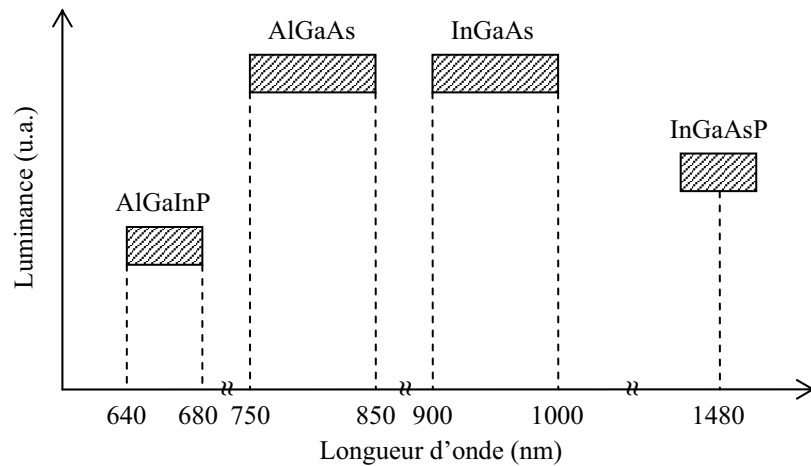


Figure I-23 : Couverture spectrale et performance des diodes laser de puissance, selon le composé ternaire ou quaternaire utilisé. La performance est estimée par la luminance d'un monoémetteur standard.

Les diodes laser de type AlGaAs couvrant la plage 750 – 850 nm sont utilisées pour le pompage de matériaux laser dopés au néodyme. Les diodes de type InGaAs couvrant la plage 900 – 1000 nm sont principalement utilisées pour le pompage d'amplificateurs optiques dopés à l'ion erbium de type EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*) pour les télécommunications par fibre optique. La plage de longueur d'onde émise par ces diodes laser coïncide avec les bandes d'absorption de l'ion ytterbium à la fois pour la transition du premier sous niveau Stark du multiplet fondamental vers le premier sous niveau Stark du multiplet excité (transition Low1-Up1) située autour de 970 nm, et pour la transition du premier sous niveau Stark du multiplet fondamental vers le deuxième sous niveau Stark du multiplet excité (transition Low1-Up2) située autour de 940 nm.

Notons que d'après la structure d'une diode élémentaire, l'émission a une largeur spectrale totale à mi hauteur de 2 à 3 nm.

### 1.3.2.3 Rendement de conversion et dépôt de chaleur

Afin de comprendre l'intérêt du pompage par diodes laser, il est intéressant de le comparer au pompage par lampe, notamment du point de vue de l'efficacité de conversion énergétique et de la génération de chaleur au sein du milieu laser pompé.

On compte cinq étapes dans le transfert d'énergie entre la puissance électrique consommée et la puissance émise par la cavité ou l'amplificateur laser :

- La conversion de puissance électrique – optique de la source de pompe
- Le transport de la puissance optique de la source vers le matériau laser
- Le recouvrement du spectre émis par la source avec le spectre d'absorption du matériau
- La répartition de la puissance absorbée dans le niveau haut de la transition laser
- La conversion en puissance optique utile en sortie de cavité ou d'amplificateur laser

La Figure I-24 [Réf. 9] représente une étude quantitative des transferts énergétiques qui s'opèrent dans le cas du pompage du YAG dopé à l'ion néodyme, et montre l'importance de chaque étape. Bien que l'efficacité de conversion électrique – optique soit semblable pour les deux types de sources de pompage, les qualités spatiales et spectrales sont déterminantes dans l'efficacité de conversion globale. En effet, une lampe à décharge émet dans tout l'espace et sur un large spectre qui correspond au mélange des transitions radiatives du gaz rare ionisé qu'elle contient et d'une émission de type corps noir. Le difficile couplage spatial de cette émission et le recouvrement spectral non optimal avec le matériau laser expliquent la faible conversion énergétique entre l'émission de la lampe et la puissance effectivement absorbée par le matériau (8 % sur les 50 % de puissance optique émise par la lampe). L'émission quasi monochromatique et spatialement cohérente d'une diode laser améliore le couplage spatial avec le matériau amplificateur.

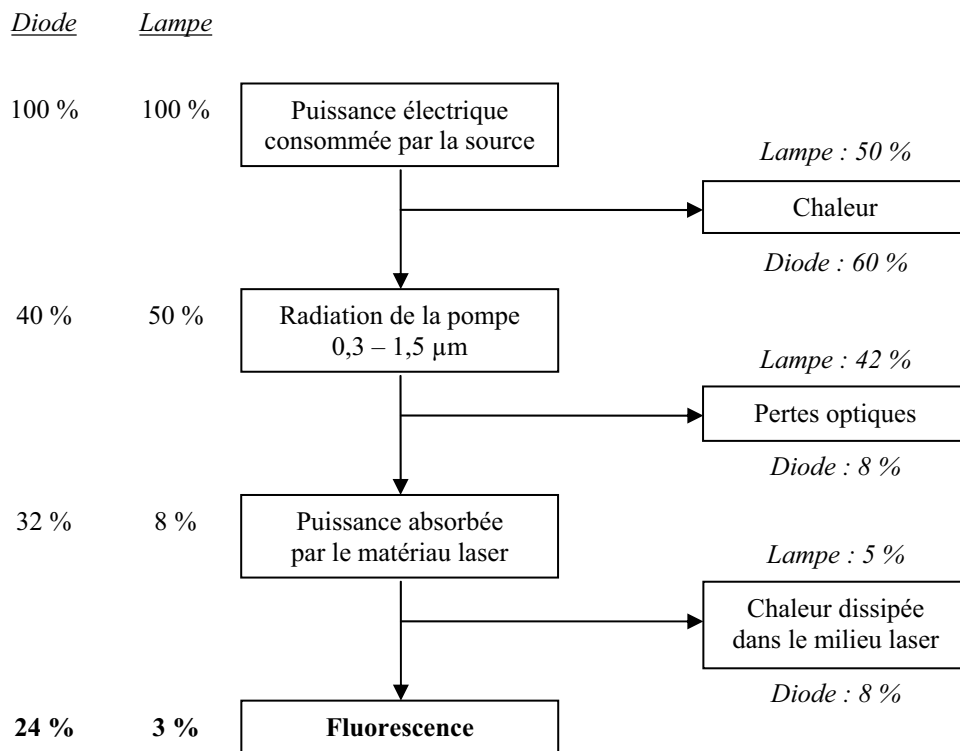


Figure I-24 : Transferts d'énergie dans un barreau de Nd:YAG, pompé par lampe à décharge ou par diode laser. Les pourcentages indiqués correspondent à la puissance impliquée dans chaque transfert, rapportée à la puissance électrique consommée.

De plus, du fait du diagramme énergétique complexe du Nd:YAG, les nombreux processus de relaxation non radiative des niveaux excités par le spectre de la lampe vers le niveau haut de la transition laser génèrent de la

chaleur, alors que le pompage par diodes laser utilise un processus plus simple ne faisant intervenir que quatre niveaux énergétiques. Cela explique que plus de 60 % de la puissance absorbée dans le matériau est converti en chaleur (5 % sur les 8 % absorbés par le matériau laser).

Nous pouvons ainsi constater que, en ce qui concerne l'ion néodyme, le pompage par diode laser convertit 8 fois plus efficacement la puissance électrique consommée par la source de pompe que le pompage par lampe à décharge (24 % contre 3 %).

Si l'on considère maintenant un matériau dopé à l'ytterbium, qui ne possède pas de niveaux d'énergie supérieure au niveau haut de la transition laser, on peut considérer en première approximation que toute la puissance absorbée par le milieu amplificateur est convertie en fluorescence. Cependant, comme le montre la Figure I-25 pour le  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$ , le recouvrement entre le spectre d'émission d'une lampe à décharge et le spectre d'absorption de l'ion ytterbium est extrêmement réduit et moins de 1,5 % de la puissance optique émise par la lampe est absorbée par le milieu laser contre 16 % dans le cas du  $\text{Nd}:\text{YAG}$ , ce qui correspond à 0,75 % de la puissance électrique consommée par la lampe.

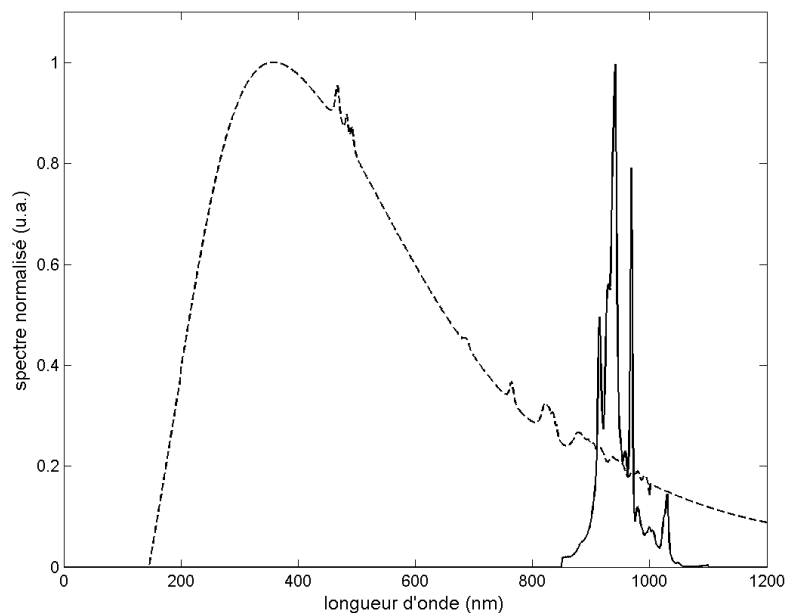


Figure I-25. : Spectre d'absorption de  $\text{Yb}:\text{YAG}$  (en trait plein) et spectre d'émission d'une lampe à décharge (en pointillés).

Par ailleurs, la largeur de la raie d'absorption de l'ion ytterbium dans une matrice de YAG est supérieure à la largeur spectrale d'émission d'une diode laser (voir Figure I-26). On estime alors que plus de 90 % de la puissance optique émise par la diode peut être absorbée par le matériau laser, en considérant que le spectre d'émission de la diode est centrée sur le maximum d'absorption du milieu laser et présente une largeur totale à mi hauteur de 3 nm. Ainsi, toujours en faisant l'approximation que la totalité de la puissance absorbée par le milieu laser est convertie en fluorescence, on obtient un rendement de conversion puissance de fluorescence sur puissance électrique consommée par la source de pompe de moins de 0,75 % pour une lampe à décharge contre environ 36 % pour une diode laser.

Nous pouvons ainsi constater que, en ce qui concerne l'ion ytterbium, le pompage par diode laser convertit environ 50 fois plus efficacement la puissance électrique consommée que le pompage par lampe à décharge (36 % contre 0,75 %).

Finalement, le pompage par diode laser offre une meilleure efficacité globale que le pompage par lampe, pour ses qualités spectrales et spatiales, l'intérêt d'un bon rendement étant double car le système laser présente alors à la fois une puissance optique élevée en sortie de laser pour une puissance électrique donnée, et une faible production de chaleur.

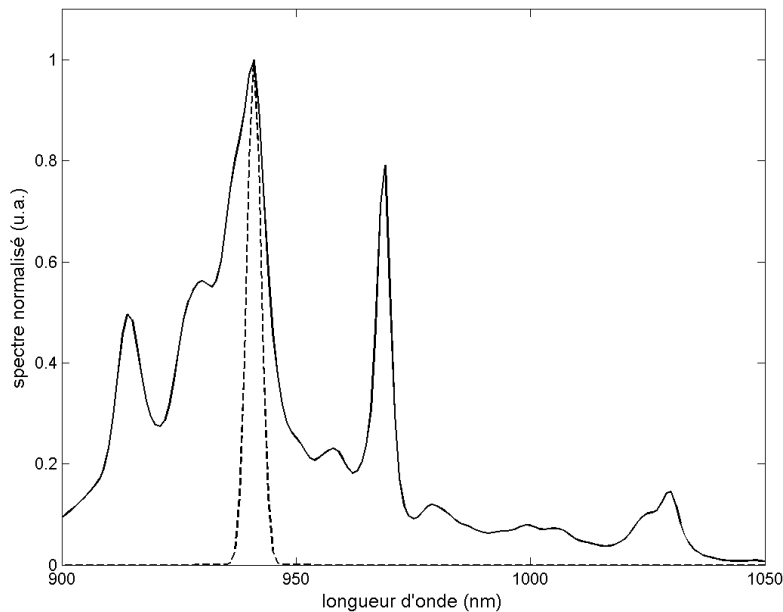


Figure I-26 : Spectre d'absorption de Yb:YAG (en trait plein) et spectre d'émission d'une diode laser (en pointillés).

#### 1.3.2.4 Pompage longitudinal

Le pompage optique combine trois aspects déterminants pour l'efficacité d'un système laser :

- L'intensité de pompe dans le matériau, qui régit l'inversion de population
- Le recouvrement spatial du mode de pompe avec la zone d'amplification
- L'absorption de la puissance de pompe par le matériau laser

Le pompage longitudinal apparaît alors comme plus avantageux que le pompage transverse car il permet un recouvrement spatial optimal entre le mode de pompe et la zone d'amplification. L'utilisation d'un faisceau de pompe fortement multimode comme c'est le cas des empilements de diodes laser nécessite cependant certaines précautions. Afin d'atteindre des intensités de pompe élevées dans le milieu amplificateur, la taille du faisceau de pompe doit être fortement réduite. Le faisceau étant multimode, le paramètre confocal est court et le recouvrement spatial n'est optimal que si la longueur du milieu amplificateur ne dépasse pas ce paramètre confocal. Cet argument plaide également en faveur de l'utilisation de disques minces dont l'épaisseur est très

limitée ou de fibres optiques dopées dans lesquelles l'onde de pompe est guidée et confinée dans la zone d'amplification.

Outre un meilleur recouvrement spatial entre mode de pompe et zone d'amplification, le pompage longitudinal engendre des variations de l'intensité de pompe due à l'absorption uniquement dans la direction parallèle à la propagation de l'onde laser. Ainsi les gradients d'énergie thermique générés au sein du matériau laser sont longitudinaux, et les gradients de températures transverses à l'origine de l'effet de lentille thermique sont limités. Le pompage longitudinal par diodes laser présente ainsi de nombreux avantages pour la réalisation de systèmes laser de haute puissance.

Dans la partie I.3 consacrée à l'architecture des lasers de forte puissance moyenne, nous avons exhibé l'influence de la morphologie du matériau amplificateur sur sa résistance aux effets thermiques. Nous avons montré que les disques minces apparaissent comme la solution optimale pour la réalisation de systèmes laser délivrant des impulsions fortement énergétiques. Nous avons également montré que les diodes laser sont parfaitement adaptées au pompage des matériaux dopés ytterbium, d'une part parce qu'elles possèdent un spectre d'émission relativement étroit par rapport aux bandes d'absorption de l'ion ytterbium (les pertes de l'énergie de pompe sous forme thermique sont alors minimisées), et d'autre part parce qu'elles permettent d'atteindre des intensités de pompe élevées. Cette dernière condition s'avère indispensable compte tenu du caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium. En outre, nous avons également montré que le pompage longitudinal permet de limiter les gradients thermiques transverses à la direction de propagation de l'onde laser à amplifier, et donc de réduire les effets de lentille thermique dans les amplificateurs. De même, un refroidissement limitant l'apparition de gradients thermiques transverses présente un avantage pour limiter la dégradation du front d'onde due à la traversée des amplificateurs.

Finalement, l'architecture de pompage que nous retenons est un disque mince dont la face arrière est hautement réfléchive, pompé longitudinalement par un empilement de diodes laser. L'onde de pompe effectue alors un aller-retour dans le disque qui est refroidi par la face arrière (voir Figure I-21).



---

## **Chapitre II**

# **Modèle d'amplificateurs laser à ytterbium**

---





Dans le chapitre précédent nous avons notamment évalué et comparé différentes matrices hôtes de l'ion ytterbium au regard de leurs propriétés thermomécaniques.

Il s'agit alors de disposer d'un outil qui nous permettrait d'évaluer ces matrices du point de vue de leurs performances laser une fois mises en œuvre sous forme d'amplificateurs laser. Dans cet objectif, nous présentons un modèle numérique d'amplificateur à base d'ytterbium. Dans un premier temps, nous traitons la phase de pompage optique du milieu amplificateur laser dans le cas simple d'une source monochromatique. Ce modèle nous permet de calculer l'évolution spatiale et temporelle de l'intensité de pompe et du taux d'excitation au sein du matériau laser. De plus, nous pouvons optimiser plusieurs paramètres de mise en œuvre du milieu amplificateur (longueur du matériau laser, durée des impulsions de pompe, intensité de pompe) afin de maximiser son rendement de stockage d'énergie utile.

Nous utilisons ensuite ce modèle pour comparer les résultats que donnent différentes architectures de pompage, et aussi pour évaluer et comparer de manière intrinsèque différentes matrices hôtes de l'ion ytterbium en considérant plusieurs transitions de pompe.

## II.1 Pompage Monochromatique

### II.1.1 Formulation et restrictions du modèle de pompage monochromatique

#### II.1.1.1 Équations pour le pompage

L'équation d'évolution temporelle des populations en un point d'un milieu amplificateur dopé à l'ion ytterbium éclairé par deux ondes lumineuses d'intensité  $I_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$  et  $I_P$  à la longueur d'onde  $\lambda_P$ , est la suivante [Réf. 5]-[Réf. 7]:

$$\begin{aligned} \text{Équation II-1} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = & \left( \sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up} \right) \frac{I_P}{h\nu_P} \\ & + \left( \sigma_{abs\_L} N_{Low} - \sigma_{em\_L} N_{Up} \right) \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}} \end{aligned}$$

où  $\sigma_{abs\_P}$  et  $\sigma_{em\_P}$  désignent les sections efficaces d'absorption et d'émission à  $\lambda_P$ ,  $\sigma_{abs\_L}$  et  $\sigma_{em\_L}$  désignent les sections efficaces d'absorption et d'émission à  $\lambda_L$ , et  $\tau_{fluo}$  désigne le temps de vie radiatif de l'état excité  ${}^2F_{5/2}$ .  $h$  est la constante de Planck et  $\nu_P$  et  $\nu_L$  sont respectivement les fréquences des ondes de pompe et laser.

Si l'on considère uniquement le pompage du milieu laser, c'est-à-dire en l'absence d'onde laser à amplifier à la longueur d'onde  $\lambda_L$ , on obtient l'équation suivante qui régit l'évolution de la population du niveau excité :

$$\text{Équation II-2} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = \left( \sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up} \right) \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}}$$

Sachant que la concentration totale en ion ytterbium se conserve et que tous les ions  $\text{Yb}^{3+}$  sont, soit dans l'état fondamental, soit dans l'état excité, nous pouvons simplifier l'Équation II-2 en tenant compte de la relation :

$$\text{Équation II-3} \quad N_{tot} = N_{Up} + N_{Low}$$

Ce faisant, nous obtenons :

$$\text{Équation II-4} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = \left\{ \sigma_{abs\_P} N_{tot} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) N_{Up} \right\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}}$$

où  $N_{tot}$  désigne la concentration totale en ion ytterbium.

En divisant les termes de l'Équation II-4 par la concentration totale en ion  $\text{Yb}^{3+}$ , nous pouvons faire apparaître le taux d'excitation  $\beta$ , défini comme le rapport entre la population de l'état excité et la population totale en  $\text{Yb}^{3+}$  :

$$\text{Équation II-5} \quad \beta = \frac{N_{Up}}{N_{tot}}$$

On obtient alors :

$$\text{Équation II-6} \quad \frac{d\beta}{dt} = \left\{ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}}$$

Cette équation qui gouverne le comportement du taux d'excitation, peut également se réécrire de la façon suivante :

$$\text{Équation II-7} \quad N_{tot} \frac{d\beta}{dt} = \alpha_P \frac{I_P}{h\nu_P} - N_{tot} \frac{\beta}{\tau_{fluo}}$$

$\alpha_P$  désigne alors le coefficient d'absorption de l'onde de pompe d'intensité  $I_P$  à la longueur d'onde  $\lambda_P$ , dont l'expression est donnée par l'équation suivante :

$$\text{Équation II-8} \quad \alpha_P = N_{tot} \left[ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right]$$

Ce coefficient d'absorption détermine l'évolution spatiale de l'intensité  $I_P$  de l'onde de pompe. Dans le cas d'un pompage longitudinal, l'équation régissant l'absorption de l'onde de pompe est la suivante :

$$\text{Équation II-9} \quad \frac{dI_P}{dz} = -\alpha_P I_P$$

D'après l'expression du coefficient d'absorption  $\alpha_P$  (Équation II-8), nous pouvons en déduire l'équation d'absorption de l'onde de pompe :

$$\text{Équation II-10} \quad \frac{dI_P}{dz} = N_{tot} \left\{ (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta - \sigma_{abs\_P} \right\} I_P$$

Ainsi, lors du pompage du matériau laser, l'évolution spatio-temporelle du taux d'excitation et de l'intensité de l'onde de pompe est gouvernée par le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\text{Équation II-11} \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\beta}{dt} = \left\{ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}} \\ \frac{dI_P}{dz} = N_{tot} \left\{ (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta - \sigma_{abs\_P} \right\} I_P \end{array} \right.$$

### II.1.1.2 Restrictions de cette formulation

D'un point de vue spectral, cette formulation prend en compte une onde de pompe purement monochromatique dont la longueur d'onde  $\lambda_P$  est centrée sur un pic d'absorption du matériau laser pompé. Pour être plus réaliste, nous devrions tenir compte de l'extension spectrale de la source de pompage et du recouvrement spectral entre l'émission de la pompe et l'absorption du matériau laser. Toutefois, pour des raisons de simplicité, nous choisissons dans un premier temps de conserver ce modèle simple qui permet à la fois de réaliser un bon dimensionnement de l'architecture de pompage, et une comparaison pertinente de différentes matrices laser. Nous verrons l'influence de l'extension spectrale de la source de pompage sur les performances d'un amplificateur laser ultérieurement.

D'un point de vue spatial, ce modèle ne comporte qu'une seule dimension spatiale ( $z$ ) et ne considère qu'une seule direction de propagation. De ce fait, nous faisons implicitement l'approximation que tous les faisceaux, que ce soit la pompe ou le laser à amplifier, sont homogènes dans les directions transverses à leur propagation.

### II.1.2 Résolution des équations de pompage

Le système Équation II-11 permet de décrire l'évolution spatiale et temporelle du taux d'excitation  $\beta$  et de l'intensité de l'onde de pompe  $I_P$  lors de la phase de pompage d'un matériau dopé à l'ion ytterbium. Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats obtenus dans le cas du pompage longitudinal d'un cristal de Yb:YAG dopés à 10 at.% ( $[Yb_{0,1}Y_{0,9}]_3Al_5O_{12}$ ) dont le diagramme énergétique est rappelé sur la Figure II-1. Un schéma de l'architecture de pompage considérée est également représenté sur la Figure II-1, et les paramètres utilisés sont donnés dans le Tableau II-1.

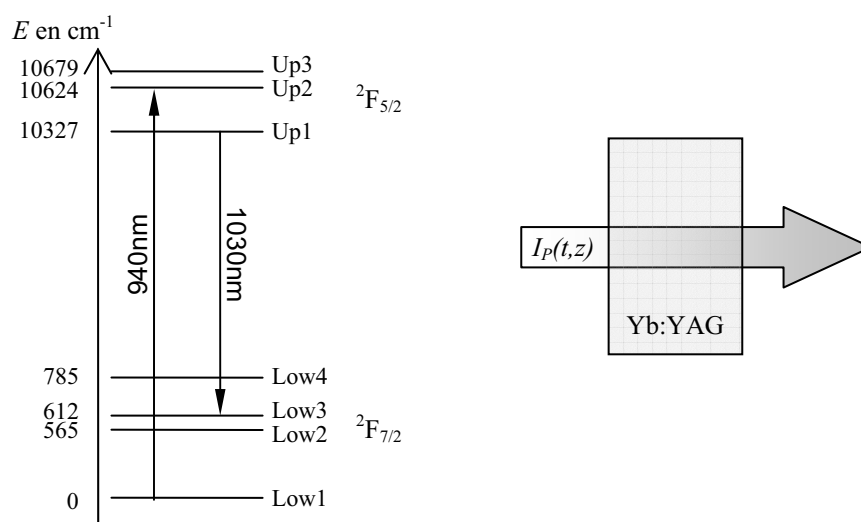


Figure II-1 : Diagramme énergétique du Yb:YAG. Pompage simple passage

Notation	Signification	Valeur	Unité
$N_{\text{tot}}$	Concentration en $\text{Yb}^{3+}$	$1,23 \cdot 10^{21}$	$\text{cm}^{-3}$
$L$	Longueur du cristal	3	mm
$\lambda_p$	Longueur d'onde de pompe	940	nm
$\lambda_L$	Longueur d'onde d'amplification	1030	nm
$\sigma_{\text{abs}_P}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_p$	$0,76 \cdot 10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{em}_P}$	Section efficace d'émission à $\lambda_p$	$0,22 \cdot 10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{abs}_L}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_L$	$0,11 \cdot 10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{em}_L}$	Section efficace d'émission à $\lambda_L$	$2,40 \cdot 10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\tau_{\text{fluo}}$	Durée de vie de fluorescence	950	$\mu\text{s}$
$I_{p\text{max}}$	Intensité de pompe en entrée du cristal	20	$\text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$
$\tau_p$	Durée des impulsions de pompe	1	ms

Tableau II-1 : Paramètres utilisées pour la modélisation du pompage longitudinal d'un cristal de Yb:YAG.

L'onde de pompe utilisée présente un profil temporel carré de durée  $\tau_p$  et une intensité crête  $I_{p\text{max}}$ .

Avec les paramètres du Tableau II-1, la résolution numérique du système d'équations différentielles couplées Équation II-11 nous permet d'obtenir les évolutions spatiales (longitudinales dans le cas présenté ici) et temporelles du taux d'excitation  $\beta(t,z)$  et de l'intensité de l'onde de pompe  $I_p(t,z)$ , respectivement représentées sur la Figure II-2 et la Figure II-3.

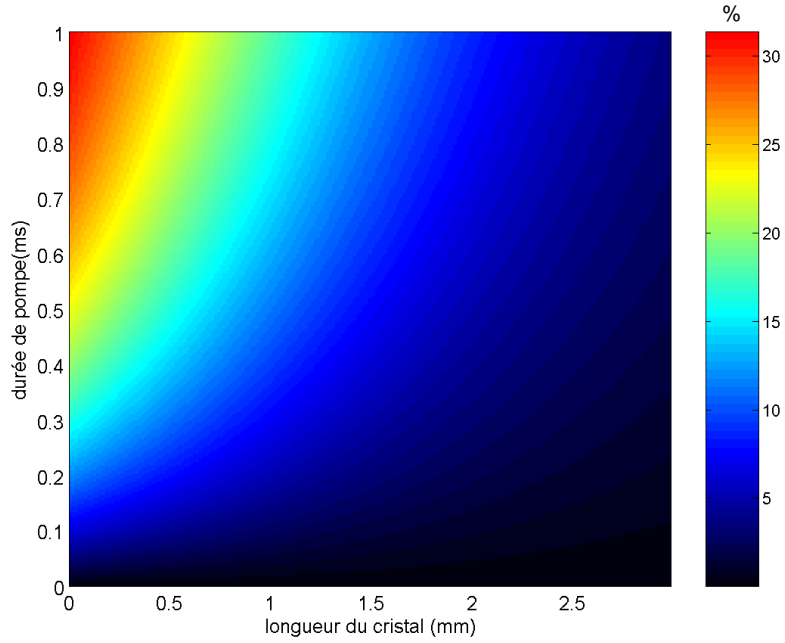


Figure II-2 : Évolution spatio-temporelle du taux d'excitation  $\beta(t,z)$  durant le pompage d'un cristal de YAG dopé à 10 at.% d'ions ytterbium.

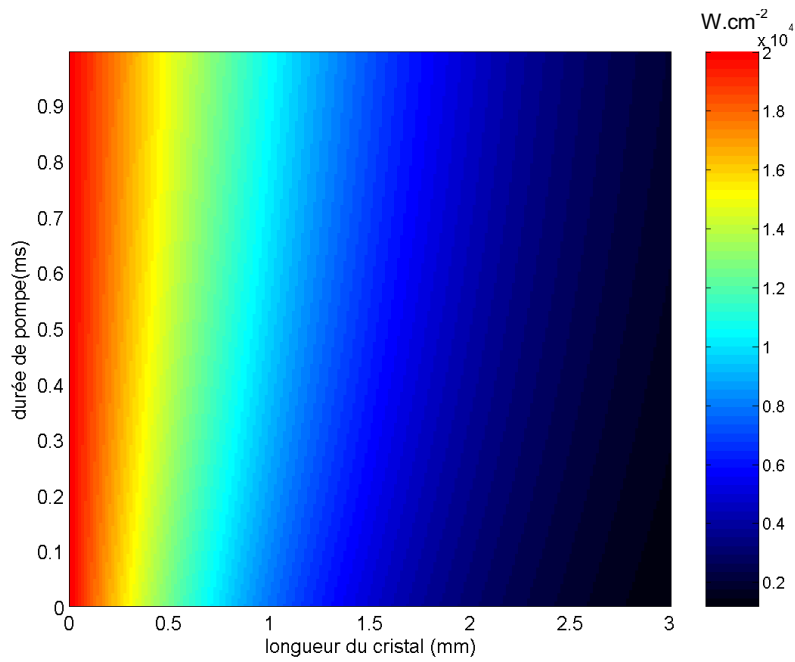


Figure II-3: Évolution spatio-temporelle de l'intensité de l'onde de pompe  $I_p(t,z)$  durant le pompage d'un cristal de YAG dopé à 10 at.% d'ions ytterbium.

Connaissant la valeur taux d'excitation  $\beta(t,z)$  en tout point du cristal et à chaque instant, nous pouvons déterminer le profil longitudinal du taux d'excitation à la fin de la phase de pompage  $\beta(\tau_p, z)$ .

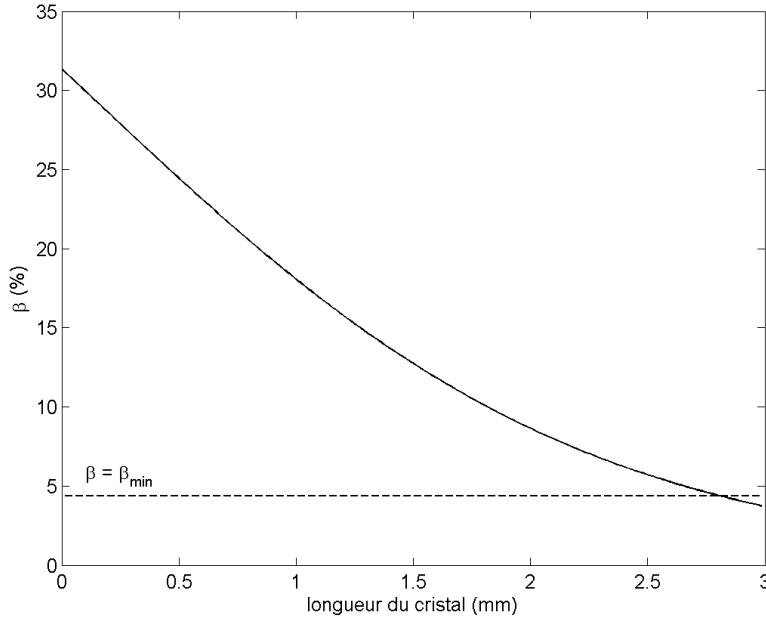


Figure II-4 : Profil spatial du taux d'excitation  $\beta(\tau_p, z)$  après pompage.

Le profil spatial du gain linéique  $g_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$  peut alors être directement déterminé à partir de  $\beta(\tau_p, z)$  et de la relation :

$$\text{Équation II-12 } g_L = N_{tot} \{ \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) - \sigma_{abs\_L} \}$$

Nous pouvons alors définir une valeur particulière du taux d'excitation notée  $\beta_{min}$  permettant d'annuler le gain linéique. D'après l'Équation II-12, nous obtenons l'expression de  $\beta_{min}$  en fonction des sections efficaces d'absorption et d'émission du matériau laser :

$$\text{Équation II-13 } \beta_{min} = \frac{\sigma_{abs\_L}}{\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}}$$

Ainsi, lorsque le taux d'excitation  $\beta$  est supérieur à  $\beta_{min}$ , le gain linéique est positif et le matériau laser se comporte effectivement comme un amplificateur à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ . A contrario, lorsque  $\beta$  devient inférieur à  $\beta_{min}$ , le gain linéique est négatif, et le matériau laser devient absorbant à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ .

Sur la Figure II-4, nous avons également représenté le taux d'excitation seuil  $\beta_{min}$  en deçà duquel le matériau est absorbant. Dans le cas présenté dans ce paragraphe ( $I_{pmax} = 20 \text{ kW.cm}^{-2}$  ;  $\tau_p = 1 \text{ ms}$  ;  $L = 3 \text{ mm}$ ), nous pouvons constater que le profil spatial longitudinal du taux d'excitation en fin de pompage  $\beta(\tau_p, z)$  est inférieur à  $\beta_{min}$  pour des distances supérieures à environ 2,8 mm. Nous voyons alors apparaître une zone absorbante d'environ 200  $\mu\text{m}$  dans le cristal qui limite la valeur du gain total dans le cristal.

En régime de petit signal, c'est-à-dire lorsque l'onde laser amplifiée dans le cristal ne dépeuple quasiment pas le niveau excité, le gain total dans le cristal s'écrit :

$$\text{Équation II-14 } G = e^{\langle g_L \rangle L}$$

Où  $\langle g_L \rangle$  désigne la valeur moyenne du profil spatial du gain petit signal en fin de pompage et s'exprime par :

$$\text{Équation II-15} \quad \langle g_L \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L g_L(\tau_p, z) dz$$

Dans l'exemple présenté ici, nous obtenons un gain total d'environ 2,55.

À partir du profil spatial du taux d'excitation en fin de pompage  $\beta(\tau_p, z)$ , nous pouvons également déterminer la fluence laser  $F_{sto}$  stockée dans le milieu laser durant la phase de pompage :

$$\text{Équation II-16} \quad F_{sto} = h \nu_L N_{tot} \int_0^L \beta(\tau_p, z) - \beta_{min} dz$$

Le paramètre  $F_{sto}$  de l'Équation II-16 désigne plus précisément la fluence maximale qui peut potentiellement être extraite du cristal. En effet, comme nous le verrons plus en détail au paragraphe II.2.2 traitant de l'amplification d'impulsions, une onde laser peut être amplifiée et donc extraire de l'énergie du milieu laser tant que le taux d'excitation est supérieur à  $\beta_{min}$ . C'est donc la quantité d'énergie  $h \nu_L N_{tot} (\beta - \beta_{min})$  qui pourra être extraite par une onde laser incidente à la fréquence  $\nu_L$ . Toujours dans le cas de l'exemple présenté ici, nous obtenons une fluence stockée  $F_{sto}$  d'environ 7,19 J.cm<sup>-2</sup>. Connaissant la fluence stockée  $F_{sto}$ , nous pouvons déterminer un rendement de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  que nous définissons comme le rapport entre la fluence stockée dans le milieu laser et  $F_p$ , la fluence totale de l'onde de pompe :

$$\text{Équation II-17} \quad \eta_{sto} = \frac{F_{sto}}{F_p}$$

Dans le cas d'un profil temporel d'onde de pompe carré de durée  $\tau_p$  et d'intensité  $I_{pmax}$ , nous obtenons :

$$\text{Équation II-18} \quad \eta_{sto} = \frac{F_{sto}}{\tau_p I_{pmax}}$$

Pour une intensité de pompe de 20 kW.cm<sup>-2</sup> et une durée de pompe de 1 ms, la fluence de pompe est de 20 J.cm<sup>-2</sup> et nous obtenons un rendement de stockage d'énergie d'environ 36 %.

### II.1.3 Optimisation de la longueur du milieu laser

Au paragraphe précédent, nous avons vu comment déterminer le profil spatial du taux d'excitation en fin de pompage et ainsi calculer le gain total en régime de petit signal, la fluence stockée au sein d'un matériau dopé à l'ytterbium et le rendement de stockage d'énergie correspondant. Comme précédemment, nous considérons un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% éclairé pendant 1 ms par une onde de pompe d'intensité 20 kW.cm<sup>-2</sup>. Nous calculons maintenant à la fois le gain total dans le cristal et le rendement de stockage d'énergie pour des épaisseurs variables, comprises entre 100 μm et 5 mm. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure II-5.



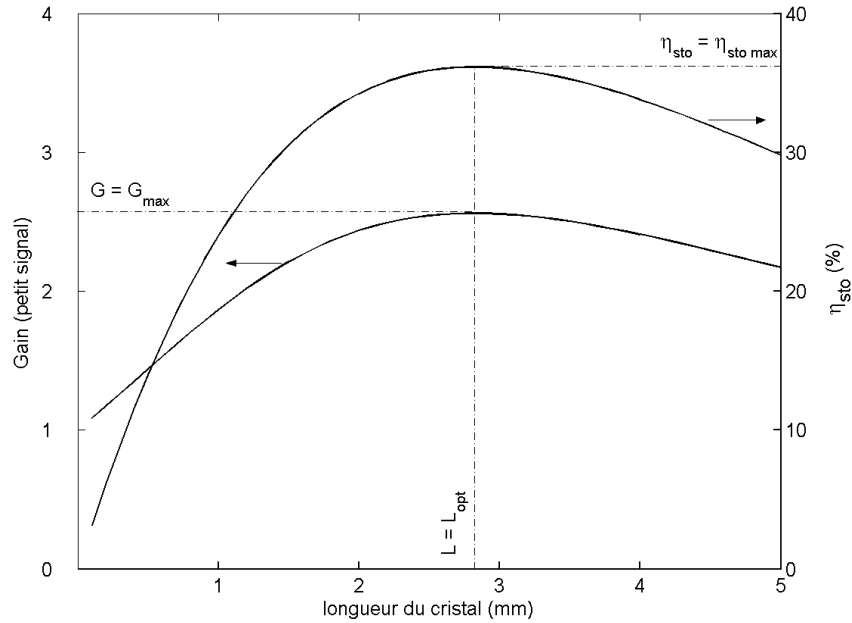


Figure II-5 : Gain total (échelle de gauche) et rendement de stockage (échelle de droite) dans un cristal de Yb:YAG dopé à 10at.% pompé pendant 1ms par une onde d'intensité  $20\text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la longueur du cristal.

Nous pouvons remarquer que le gain total  $G$  croît, passe par un maximum puis décroît lorsque la longueur du cristal augmente. Pour de faible épaisseur de cristal le gain linéique moyen est important, mais le produit  $\langle g_L \rangle L$  est limité par la faible valeur de la longueur du cristal  $L$ . Quand la longueur du cristal augmente, le gain total augmente, cependant lorsque la longueur du cristal devient trop importante, l'intensité de pompe n'est plus suffisamment élevée pour que le taux d'excitation atteigne la valeur  $\beta_{min}$ . Comme nous l'avons exposé au paragraphe précédent, il exista alors une zone absorbante dans le cristal qui limite la valeur moyenne du profil spatial du taux d'excitation et du gain linéique et fait décroître la valeur du gain total. Nous voyons alors apparaître un compromis entre longueur de milieu laser et valeur moyenne du taux d'excitation dans le cristal qui explique l'existence d'un maximum  $G_{max}$  du gain correspondant à une longueur optimale de cristal  $L_{opt}$ . Pour déterminer cette longueur optimale, nous n'avons considéré que le pompage du matériau laser, c'est-à-dire en l'absence d'onde laser à amplifier. De ce fait, ce calcul est valable pour des amplificateurs ou des oscillateurs laser déclenchés, mais pas pour des oscillateurs relaxés ou continus pour lesquels l'amplification de l'onde laser se fait en même temps que la phase de pompage.

De même, la fluence stockée dans le milieu laser  $F_{sto}$  ainsi que le rendement de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  sont directement proportionnels à l'intégrale du profil spatial du taux d'excitation  $\beta(\tau_p, z)$  en fin de pompage (voir Équation II-16 et Équation II-17). Ces deux valeurs suivent donc le même comportement que le gain total et passent par un maximum pour la même longueur optimale de cristal  $L_{opt}$ .

Pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% pompé pendant 1 ms par une onde d'intensité  $20\text{ kW.cm}^{-2}$ , nous obtenons une longueur optimale de 2,82 mm. Le gain total en régime de petit signal correspondant est alors de 2,57, la fluence stockée de  $7,26\text{ J.cm}^{-2}$  et le rendement de stockage d'énergie de 36,3 %.

## II.1.4 Optimisation de la durée de pompe

Au paragraphe précédent, nous avons vu comment déterminer la longueur optimale d'un cristal dopé ytterbium de façon à maximiser à la fois le gain total en régime de petit signal et le rendement de stockage d'énergie. Nous considérons toujours un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$ , et nous calculons la longueur optimale  $L_{opt}$  du cristal, ainsi que la valeur maximale du gain  $G_{max}$  correspondante pour des durée de pompage variables, comprises entre 100  $\mu\text{s}$  et 2 ms. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure II-5.

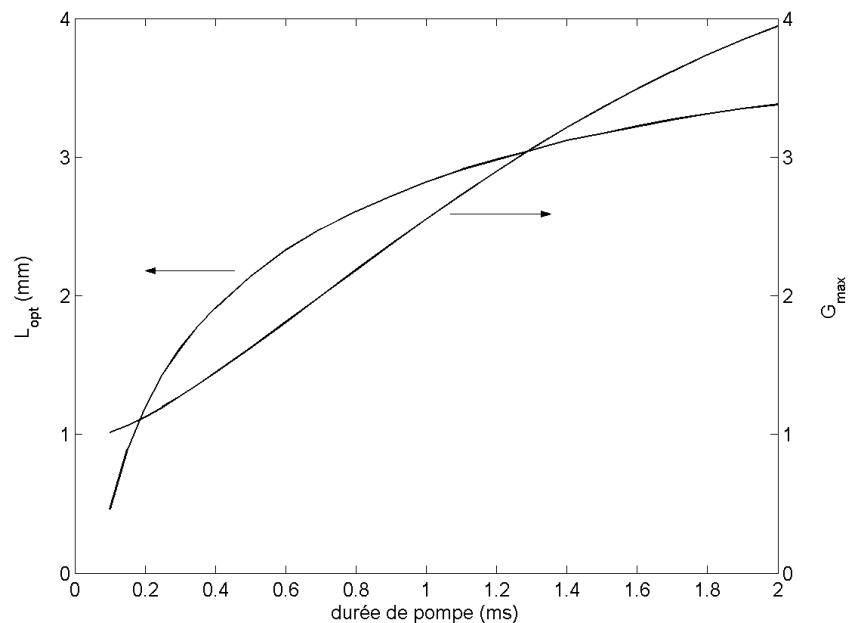


Figure II-6 : Longueur optimale (échelle de gauche) et gain maximal correspondant (échelle de droite) pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10at.% pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

Nous pouvons remarquer que plus la durée de pompe est importante, plus la longueur optimale du cristal et le gain maximal correspondant sont élevés. D'après ces premiers résultats, il semble qu'il est préférable de pomper un matériau dopé ytterbium le plus longtemps possible.

Nous avons également calculé la fluence maximale  $F_{sto \ max}$  stockée dans le cristal ainsi que le rendement de stockage maximal correspondant  $\eta_{sto \ max}$  en fonction de la durée de pompe. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure II-7.

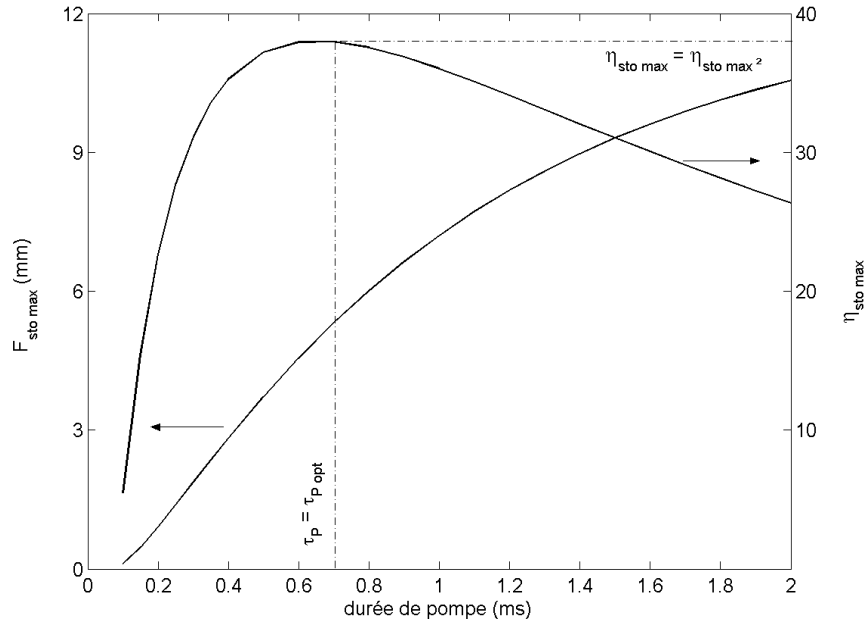


Figure II-7 : Fluence stockée (échelle de gauche) et rendement de stockage correspondant (échelle de droite) pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

Comme le gain total, la fluence stockée croît lorsque la durée de pompe augmente. Nous pouvons également remarquer que le rendement de stockage croît, passe par un maximum puis décroît lorsque la durée de pompe augmente. Il existe deux raisons à cette décroissance du rendement de stockage de l'énergie de pompe. Tout d'abord, lorsque la durée de pompe devient supérieure à la durée de vie de l'état excité, les ions ytterbium inversés au début du pompage commencent à se désexciter. De plus, si l'intensité de pompe est importante le taux d'excitation  $\beta$  peut prendre des valeurs élevées avant que les ions ytterbium dans l'état excité ne se désexcitent par émission spontanée. Or d'après l'Équation II-8, le coefficient d'absorption de l'onde de pompe  $\alpha_p$  est d'autant plus faible que  $\beta$  est élevé et l'absorption de l'onde de pompe diminue lorsque la durée de pompe augmente. Ce phénomène de saturation dépend de l'intensité de l'onde de pompe.

Nous pouvons alors déterminer une durée de pompe optimale  $\tau_{P \text{ opt}}$  correspondant au rendement de stockage maximum  $\eta_{sto \text{ max}}$ .

Pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$ , nous obtenons une durée de pompe optimale d'environ  $700 \mu\text{s}$ . La longueur optimale du cristal est alors de  $2,48 \text{ mm}$ , le gain total en régime de petit signal correspondant est de  $2,01$ , la fluence stockée de  $5,35 \text{ J.cm}^{-2}$  et le rendement de stockage de  $38,2 \%$ .

Nous venons de voir comment optimiser successivement la longueur d'un matériau dopé ytterbium et la durée de pompage afin d'obtenir le rendement de stockage d'énergie maximal.

## II.1.5 Comparaison de différentes architectures de pompage

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté et illustré le modèle mis en œuvre pour optimiser la longueur d'un milieu amplificateur et la durée des impulsions de pompe afin d'obtenir un rendement de stockage d'énergie maximal, en considérant un pompage longitudinal en simple passage de l'onde de pompe.

Le même type de modèle peut également être appliqué pour d'autres architectures de pompage comme, par exemple, le pompage par deux ondes contra-propagatives ou par une onde se réfléchissant sur la face arrière du matériau laser (voir Figure II-8).

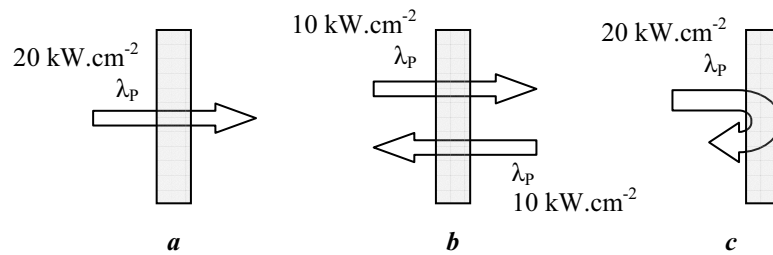


Figure II-8: Trois architectures de pompage longitudinal : simple passage (a), contra-propagatif (b) et aller-retour (c)

Pour ces trois architectures, nous avons optimisé un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% en utilisant les mêmes paramètres que dans les paragraphes précédents. Pour les architectures simple passage et aller-retour, l'intensité de pompe est fixée à  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$ , alors que pour le pompage contra-propagatif, nous considérons deux ondes de pompe chacune d'intensité égale à  $10 \text{ kW.cm}^{-2}$ . Ainsi, la puissance totale de pompe est identique pour les trois configurations de pompage étudiées.

Les trois figures suivantes résument les principaux résultats de l'optimisation du pompage pour les trois architectures considérées. Sur la Figure II-9, nous avons représenté l'évolution de la longueur optimale du cristal en fonction de la durée de pompe pour les trois architectures de pompage présentées sur la Figure II-8. Nous pouvons remarquer que les architectures de pompage en simple passage et contra-propagatif aboutissent aux mêmes longueurs optimales quelque soit la durée des impulsions de pompe. Le pompage en aller-retour permet quant à lui d'obtenir des longueurs optimales plus faibles et présente donc un intérêt particulier pour les systèmes de haute puissance moyenne. En effet, d'un point de vue thermique, des matériaux fins permettent une meilleure évacuation de la charge thermique et une limitation des effets de lentille thermique.

Sur la Figure II-10, nous avons représenté l'évolution du gain total en régime de petit signal en fonction de la durée de pompe pour les trois architectures de pompage considérées. Nous pouvons remarquer que les architectures de pompage en simple passage et contra-propagatif aboutissent aux mêmes gains quelque soit la durée des impulsions de pompe (les courbes en trait plein et en pointillés sont confondues). Par ailleurs, le pompage en aller-retour permet d'obtenir les gains les plus importants quelque soit la durée de pompe.

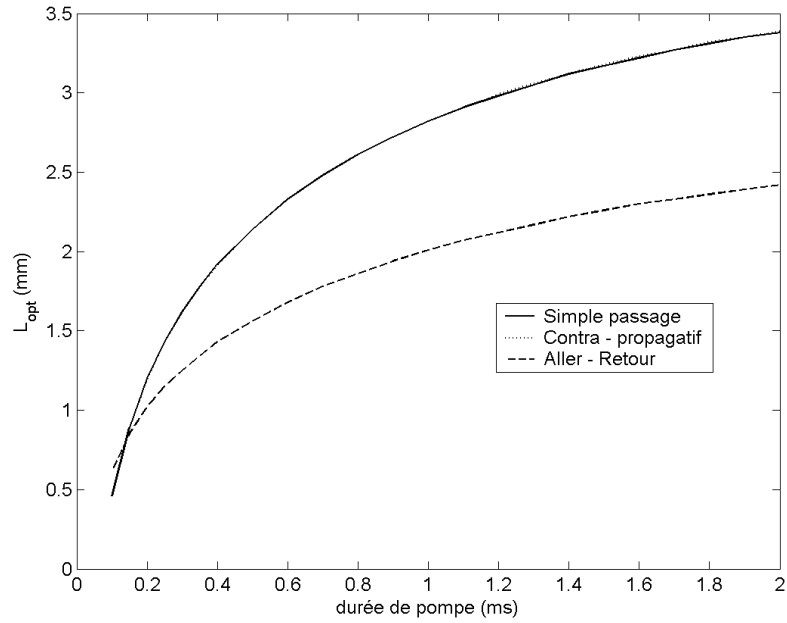


Figure II-9 : Longueur optimale d'un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% pompé par une onde d'intensité  $20kW.cm^{-2}$  en fonction de la durée de pompe dans le cas d'un pompage en simple passage (trait plein), contra-propagatif (pointillés) et en aller-retour (trait interrompu)

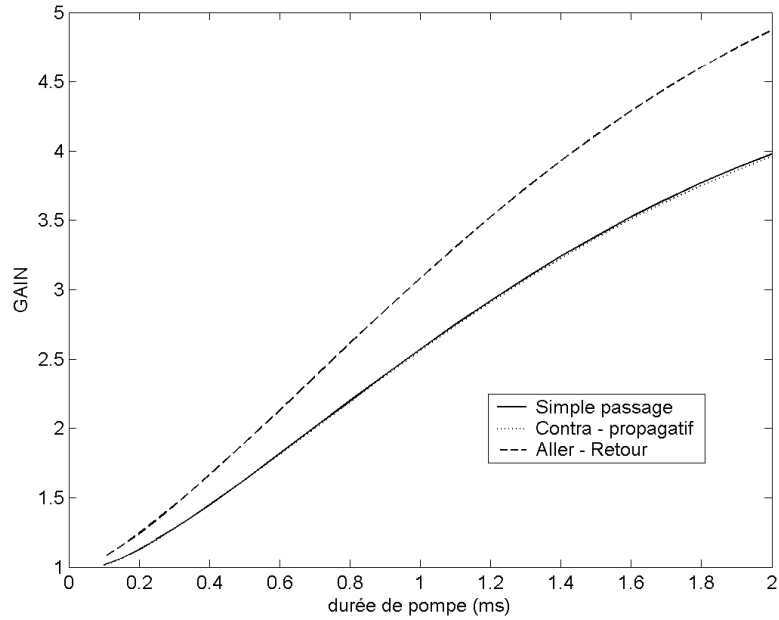


Figure II-10 : Gain total en régime de petit signal pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale pompé par une onde d'intensité  $20kW.cm^{-2}$  en fonction de la durée de pompe dans le cas d'un pompage en simple passage (trait plein), contra-propagatif (pointillés) et en aller-retour (trait interrompu)

Sur la Figure II-11, nous avons représenté l'évolution du rendement de stockage d'énergie en fonction de la durée de pompe pour les trois architectures de pompage considérées. Là encore, nous voyons que les performances obtenues avec le pompage contra-propagatif sont identiques à celles du pompage simple passage. Le rendement de stockage atteint un maximum pour une durée de pompe optimale d'environ 700  $\mu$ s. Les rendements de stockage d'énergie atteints avec une architecture de pompage en aller-retour sont nettement supérieurs à ceux des autres architectures de pompage. La durée optimale de pompage est alors d'environ 470  $\mu$ s, et le rendement de stockage d'énergie maximal est supérieur à 49 %.

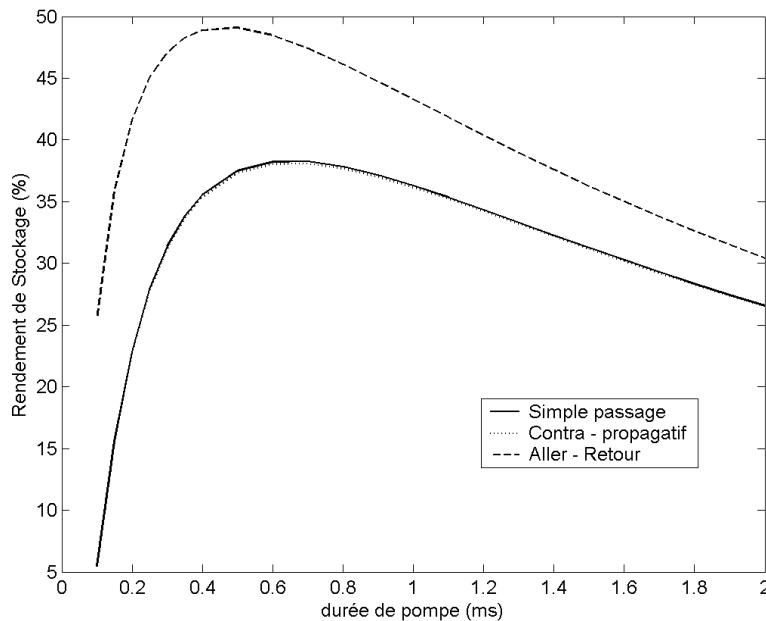


Figure II-11 : Rendement de stockage d'énergie pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée de pompe dans le cas d'un pompage en simple passage (trait plein), contra-propagatif (pointillés) et en aller-retour (trait interrompu)

Finalement, l'architecture de pompage en aller-retour permet d'obtenir les meilleurs résultats, que ce soit en terme de gain ou de rendement de stockage d'énergie.

Ainsi, dans toute la suite de ce document, nous considérerons le cas d'un pompage en aller-retour.

## II.1.6 Comparaison de matrices laser dopées ytterbium

Nous avons exposé aux paragraphes précédents un modèle de pompage d'amplificateur quasi-3niveaux ainsi qu'une démarche d'optimisation nous permettant de déterminer à la fois la durée de pompage et la longueur du milieu amplificateur optimums pour obtenir le rendement de stockage d'énergie le plus élevé possible. Cette démarche permet d'une part de dimensionner au mieux un amplificateur à base d'ytterbium et d'autre part de comparer différentes matrices laser dopées à l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  de manière pertinente. En effet, en optimisant ces différents paramètres pour chacune des matrices considérées, il est possible de comparer ces dernières en considérant le rendement de stockage d'énergie maximal qu'il est possible d'atteindre en les mettant en œuvre.

Nous avons montré au paragraphe I.2.3 (voir Figure I-9) que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium sont les matériaux les plus adaptés à la réalisation d'amplificateurs laser de forte puissance au regard de leur propriétés thermomécaniques avantageuses. Nous allons donc maintenant évaluer ces matériaux en utilisant le modèle de pompage décrit précédemment et comparer les résultats obtenus avec ceux du Yb:YAG qui est actuellement le cristal dopé à l'ytterbium le plus répandu pour les lasers de puissance. Nous étudions en particulier les cas d'un pompage en aller-retour qui permet d'atteindre les rendements de stockage d'énergie les plus élevés.

Les spectres d'émission et d'absorption de ces matériaux sont représentés sur la Figure II-12.

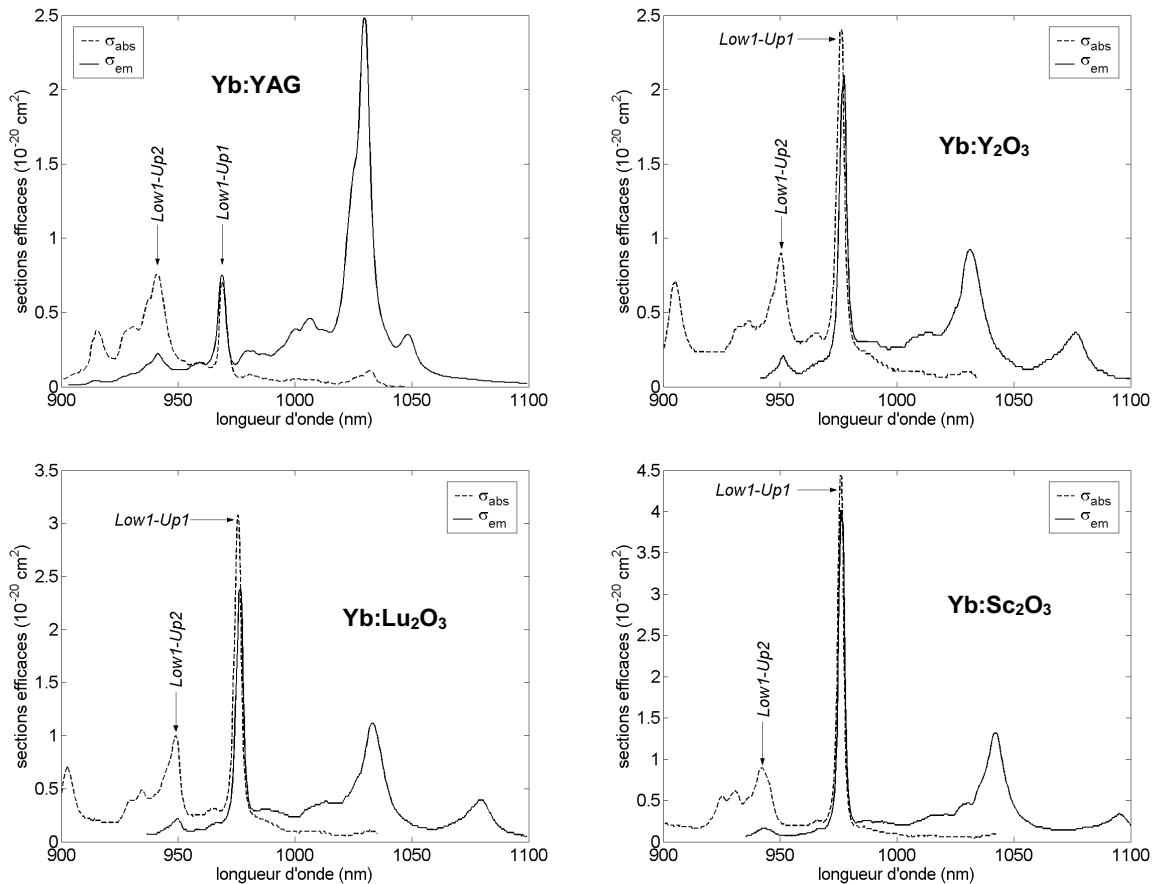


Figure II-12 : Spectres d'absorption (pointillés) et d'émission (trait plein) du YAG, du  $Y_2O_3$ , du  $Lu_2O_3$  et du  $Sc_2O_3$  dopés à l'ytterbium.

Sur la Figure II-12, nous avons indiqué les transitions de pompe Low1-Up1 et Low1-Up2 qui peuvent être utilisées pour le pompage de ces matériaux.

### II.1.6.1 Pompage sur transition Low1-Up1

Dans un premier temps, nous allons considérer un pompage sur la transition Low1-Up1 (« zero-line ») qui conduit au défaut quantique le plus faible, et donc aux facteurs de mérite thermomécaniques  $R_p$  et  $R_f$  les plus élevés (cf. paragraphe I.2.3). Les différents paramètres spectroscopiques utilisés pour effectuer les calculs sont rassemblés dans le Tableau II-2.

Notation	Valeur				Unité
	YAG	Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	
N <sub>tot</sub>	1,23.10 <sup>21</sup>	2,7.10 <sup>21</sup>	2,2.10 <sup>21</sup>	3,3.10 <sup>21</sup>	cm <sup>-3</sup>
λ <sub>p</sub>	968,2	975,9	975,4	975,7	nm
λ <sub>L</sub>	1030	1030,9	1032,7	1041,6	nm
σ <sub>abs_P</sub>	0,71.10 <sup>-20</sup>	2,40.10 <sup>-20</sup>	3,08.10 <sup>-20</sup>	4,44.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
σ <sub>em_P</sub>	0,75.10 <sup>-20</sup>	2,01.10 <sup>-20</sup>	2,38.10 <sup>-20</sup>	4,02.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
σ <sub>abs_L</sub>	0,11.10 <sup>-20</sup>	0,10.10 <sup>-20</sup>	0,12.10 <sup>-20</sup>	0,10.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
σ <sub>em_L</sub>	2,40.10 <sup>-20</sup>	0,92.10 <sup>-20</sup>	1,12.10 <sup>-20</sup>	1,32.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
τ <sub>fluo</sub>	950	860	820	800	μs

Tableau II-2 : Paramètres utilisés pour le calcul d'optimisation du pompage sur la transition Low1-Up1.

L'impulsion de pompe possède un profil temporel carré dont la durée est optimisée pour atteindre le rendement de stockage d'énergie le plus élevé possible. Pour chacun des matériaux étudiés, nous considérons un dopage de 10 at.% ; la concentration en ions Yb<sup>3+</sup> correspondante est indiquée dans le Tableau II-2.

Les résultats obtenus pour les quatre matériaux laser Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pompés de manière résonnante sur la « zero-line » sont représentés sur la Figure II-13, pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Les valeurs des paramètres optimisés, à savoir la durée des impulsions de pompe et la longueur du cristal sont respectivement rassemblées sur les figures (a) et (b), et les rendements de stockage d'énergie correspondants sont représentés sur la figure (c).

Quelque soit l'intensité de pompe, nous pouvons remarquer sur la Figure II-13 (a) que la durée de pompe optimale la plus importante est celle du YAG, viennent ensuite les sesquioxydes d'yttrium, puis de lutétium et enfin de scandium. D'une manière générale, plus la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe est élevée, plus la durée de pompe optimale est faible. En effet, d'après l'Équation II-11, nous voyons que l'inversion de population s'établit d'autant plus vite que  $\sigma_{abs_P}$  est important. De même, la durée de pompage optimale diminue lorsque l'intensité de pompe augmente car le taux d'excitation croît d'autant plus vite au sein du milieu laser que l'intensité de l'onde de pompe est élevée. La saturation de la pompe intervient alors plus rapidement.

En ce qui concerne la longueur du milieu amplificateur, nous pouvons constater que les valeurs optimales pour les sesquioxydes sont beaucoup plus faibles que pour le YAG. Ceci s'explique d'une part par le fait que la concentration en ion ytterbium est plus faible pour ce dernier, mais surtout parce que les sections efficaces d'absorption des sesquioxydes de terres rares dopés à l'Yb<sup>3+</sup> sont beaucoup plus élevées que celle du Yb:YAG. Nous obtenons les longueurs les plus faibles pour le Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> qui possède à la fois la plus grande concentration en Yb<sup>3+</sup> et la section efficace d'absorption la plus élevée.



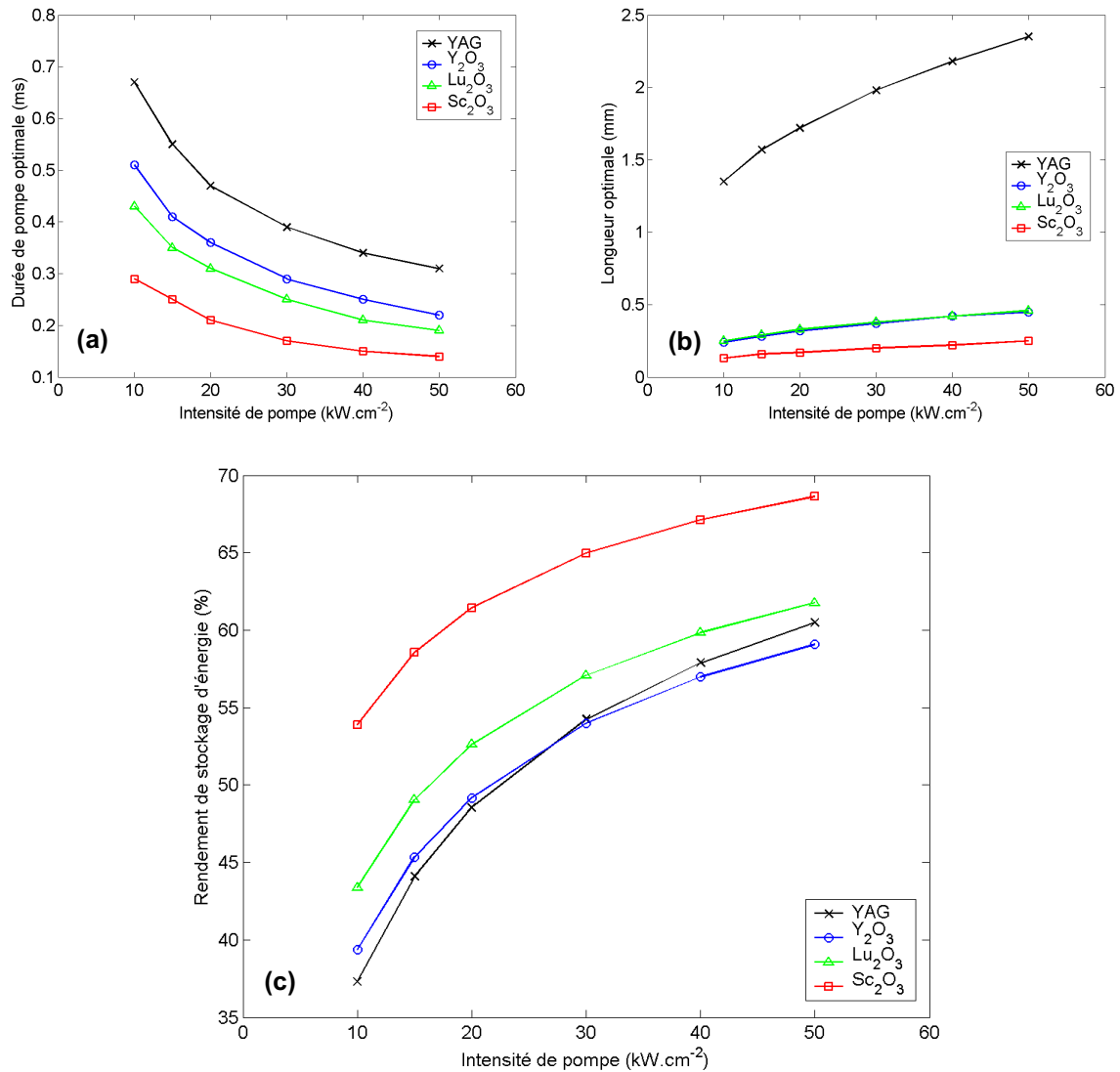


Figure II-13 : Durées de pompe (a) et longueurs (b) optimums et rendements de stockage d'énergie maximum correspondants (c) pour des cristaux de YAG et de sesquioxyde de terres rares pompés sur la transition Low1-Up1 en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

Les rendements d'amplification maximums que l'on peut obtenir avec les quatre matériaux laser considérés pompés sur la « zero-line » sont représentés sur la Figure II-13 (c).

Nous pouvons remarquer qu'à faible intensité de pompage ( $10 kW.cm^{-2}$ ) le meilleur matériau est le sesquioxyde de scandium avec un rendement de stockage d'énergie de 53,9 % ; vient ensuite le  $Lu_2O_3$  avec 43,4 %, puis le  $Y_2O_3$  avec 39,4 % et enfin le YAG avec 37,3 %. Lorsque l'intensité de pompage augmente, l'ordre de ces matériaux est modifié car le rendement de stockage d'énergie du YAG augmente de manière plus significative que celui des sesquioxydes de terres rares. Ainsi, pour une intensité de pompage de  $50 kW.cm^{-2}$ , l'ordre des matériaux, du plus efficace au moins efficace, devient : Yb: $Sc_2O_3$  (68,6 %), Yb: $Lu_2O_3$  (61,8 %), Yb:YAG (60,5 %), et Yb: $Y_2O_3$  (59,1 %).

Finalement, nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium et en particulier  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  apparaissent comme d'excellents matériaux pour la réalisation de lasers de puissance compte tenu des rendements de stockage d'énergie qu'ils permettent d'atteindre.

### II.1.6.2 Pompage sur transition Low1-Up2

Bien que la « zero-line » permette d'atteindre des rendements de stockage d'énergie importants, la bande d'absorption correspondant à cette transition de pompe est relativement étroite en comparaison avec celle de la transition Low1-Up2. Nous allons donc étudier les performances obtenues pour un pompage sur la transition Low1-Up2. Les différents paramètres utilisés pour effectuer les calculs sont rassemblés dans le Tableau II-3. Mises à part la longueur d'onde de pompage  $\lambda_p$  et les sections efficaces d'absorption et d'émission à  $\lambda_p$ , tous les paramètres sont identiques au cas précédent.

Notation	Valeur				Unité
	YAG	$\text{Y}_2\text{O}_3$	$\text{Lu}_2\text{O}_3$	$\text{Sc}_2\text{O}_3$	
$N_{\text{tot}}$	$1,23.10^{21}$	$2,7.10^{21}$	$2,2.10^{21}$	$3,3.10^{21}$	$\text{cm}^{-3}$
$\lambda_p$	940	950,2	948,6	941,9	nm
$\lambda_L$	1030	1030,9	1032,7	1041,6	nm
$\sigma_{\text{abs}_P}$	$0,76.10^{-20}$	$0,90.10^{-20}$	$1,00.10^{-20}$	$0,90.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{em}_P}$	$0,22.10^{-20}$	$0,21.10^{-20}$	$0,22.10^{-20}$	$0,15.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{abs}_L}$	$0,11.10^{-20}$	$0,10.10^{-20}$	$0,12.10^{-20}$	$0,10.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{\text{em}_L}$	$2,40.10^{-20}$	$0,92.10^{-20}$	$1,12.10^{-20}$	$1,32.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\tau_{\text{fluo}}$	950	860	820	800	$\mu\text{s}$

Tableau II-3 : Paramètres utilisés pour le calcul d'optimisation du pompage sur la transition Low1-Up2.

Les résultats obtenus pour les quatre matériaux laser Yb:YAG, Yb: $\text{Y}_2\text{O}_3$ , Yb: $\text{Lu}_2\text{O}_3$  et Yb: $\text{Sc}_2\text{O}_3$  pompés de manière résonnante sur la transition Low1-Up2 sont représentés sur la Figure II-14, pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Les valeurs des paramètres optimisés, à savoir la durée des impulsions de pompe et la longueur du cristal sont respectivement rassemblées sur les figures (a) et (b).

Les valeurs des durées de pompe optimales sont beaucoup plus proches d'un matériau à l'autre que dans le cas du pompage sur la « zero-line ». Ceci s'explique simplement par le fait que les sections efficaces d'absorption à la longueur d'onde de pompe sont assez proches pour ces quatre matériaux pompés sur la transition Low1-Up2.

En ce qui concerne la longueur du milieu amplificateur, nous pouvons constater que les valeurs optimales pour les sesquioxydes sont plus élevées que dans le cas d'un pompage sur la « zero-line ». En effet les sections efficaces d'absorption des sesquioxydes de terres rares dopés à l' $\text{Yb}^{3+}$  sont beaucoup plus élevées pour la transition Low1-Up1 que pour la transition considérée ici (Low1-Up2). Pour le Yb:YAG, la longueur optimale du cristal est légèrement plus faible que précédemment car sa section efficace d'absorption est plus élevée pour la transition Low1-Up2 que pour la « zero-line ». La différence entre le YAG et les sesquioxydes de terres rares

s'explique dans ce cas principalement par la différence de concentration en ion ytterbium. Plus cette concentration est élevée, plus l'absorption est importante et plus la longueur optimale est faible.

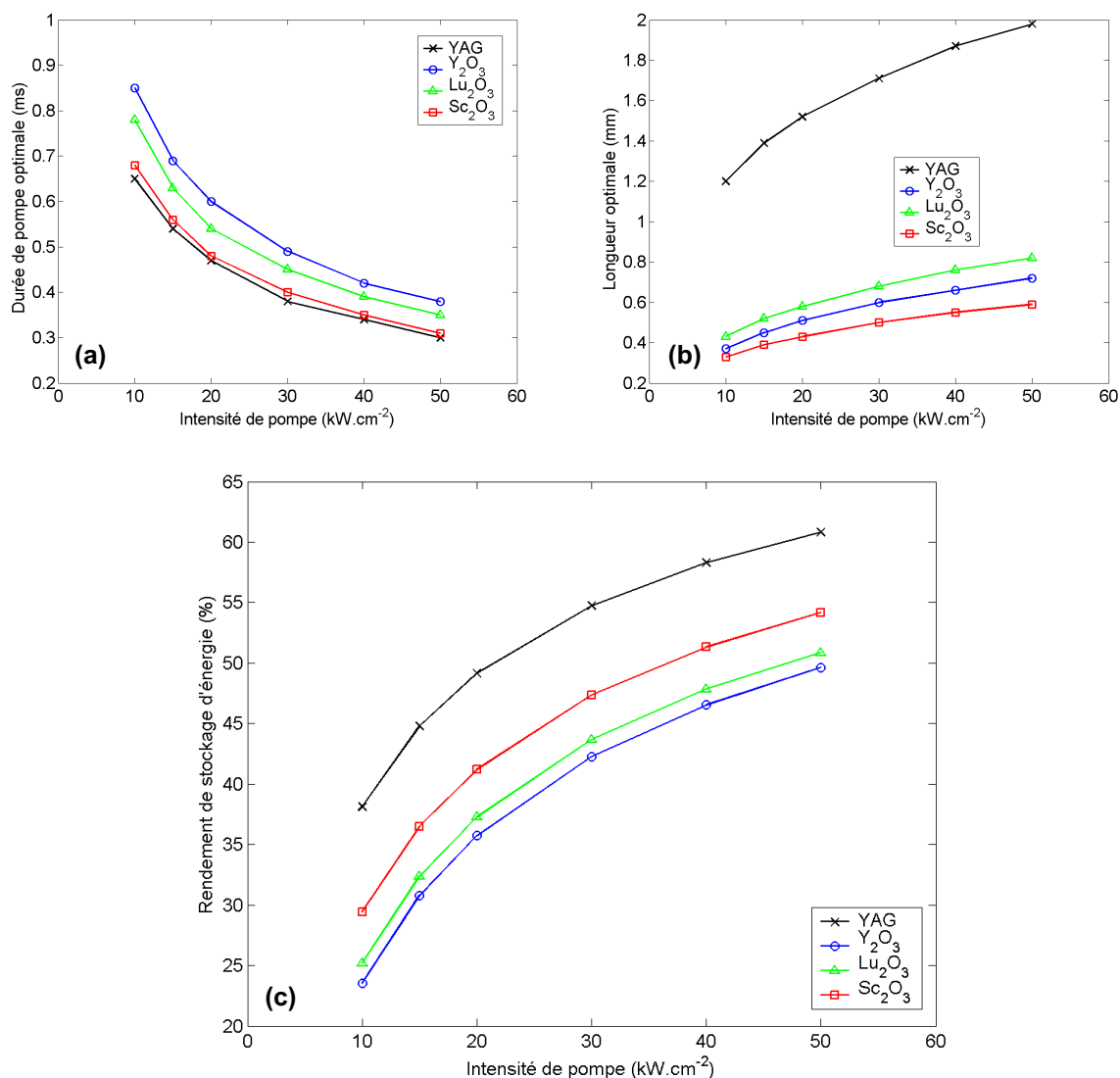


Figure II-14 : Durées de pompe (a) et longueurs (b) optimums et rendements de stockage d'énergie maximum correspondants (c) pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares pompés sur la transition Low1-Up2 en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

Les rendements de stockage d'énergie maximums que l'on peut obtenir avec les quatre matériaux laser considérés pompés sur la transition Low1-Up2 sont représentés sur la Figure II-14 (c).

Nous pouvons remarquer que quelque soit l'intensité de pompage le meilleur matériau est le Yb:YAG ; vient ensuite le Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, puis le Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et enfin le Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. L'ordre des sesquioxydes au regard de leur rendement de stockage d'énergie reste le même que dans le cas d'un pompage sur la « zero-line », mais leurs performances sont moindres. Pour ce qui est du Yb:YAG, les rendements de stockage d'énergie obtenus dans le cas d'un pompage sur la transition Low1-Up2 sont très légèrement supérieurs à ceux obtenus pour un pompage sur la « zero-line ».

### II.1.6.3 Comparaison de matrices laser et de transitions de pompe

Afin de comparer directement ces quatre matrices laser (YAG,  $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$ ,  $Sc_2O_3$ ) dopées ytterbium et de déterminer la transition de pompe la plus adéquate, nous avons rassemblé sur la Figure II-15 les rendements de stockage d'énergie maximums que l'on peut atteindre pour les quatre matériaux et les deux transitions de pompe (Low1-Up1 et Low1-Up2) en fonction de l'intensité de pompe.

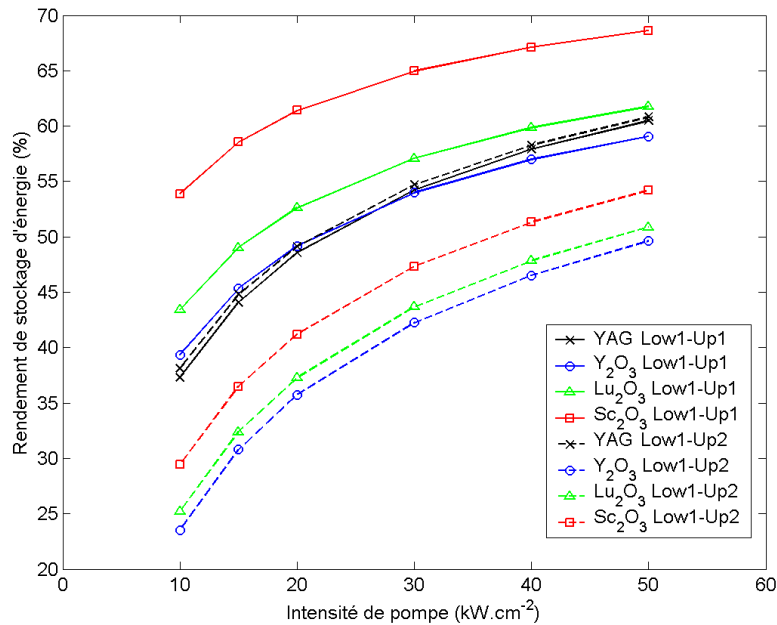


Figure II-15 : Rendements de stockage d'énergie maximum pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares pompés sur la transition Low1-Up1 (traits pleins) et sur la transition Low1-Up2 (pointillées) en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

Nous pouvons remarquer que le YAG donne des rendements de stockage d'énergie plus importants lorsqu'il est pompé sur la transition Low1-Up2. A contrario, les sesquioxydes conduisent à des bien meilleures performances en terme de stockage d'énergie lorsqu'ils sont pompés sur la transition Low1-Up1.

Ainsi, pour comparer directement ces matériaux, nous considérons le YAG pompé sur la transition Low1-Up2 et les sesquioxydes de terres rares pompés sur la « zero-line ». Il apparaît alors que le YAG et les sesquioxydes d'yttrium et de lutétium permettent d'atteindre des rendements de stockage d'énergie similaires quelque soit l'intensité de pompe. Le meilleur des matériaux étudiés ici au regard de sa capacité de stockage d'énergie est le  $Sc_2O_3$  dopé ytterbium qui présente des rendements de stockage d'environ 10 à 15 % supérieur en valeur absolue aux trois autres matrices laser.

Nous venons d'utiliser le modèle de pompage d'amplificateur quasi-trois-niveaux et la méthode d'optimisation des paramètres tels que la longueur du milieu amplificateur et la durée des impulsions de pompe afin d'évaluer les performances de diverses matrices laser dopées ytterbium en terme de stockage d'énergie. Nous avons ainsi pu déterminer la transition de pompe la plus adéquate pour chacune de ces matrices et en établir une comparaison pertinente. Les sesquioxydes de terres rares qui, comme nous l'avons vu au chapitre I possèdent des propriétés thermomécaniques adaptées à la réalisation de lasers de haute puissance, présentent des rendements de

stockage comparables à celui du grenat d'yttrium et d'aluminium (YAG), et même supérieurs pour ce qui est du  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ . Ces matériaux ( $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  et  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ) apparaissent donc comme de très bons candidats pour la réalisation d'amplificateurs laser de haute puissance.

Le modèle de pompage monochromatique que nous avons présenté dans la partie II.1 nous a permis de déterminer que l'architecture de pompage en aller-retour constitue la meilleure solution en terme de stockage d'énergie car elle conduit au rendement  $\eta_{sto}$  le plus élevé. Nous avons également déterminé la transition de pompe la plus adéquate pour chacune des matrices laser étudiées : le YAG donne de meilleur résultat lorsqu'il est pompé sur la transition Low1-Up2 alors que les sesquioxydes de terres rares présentent des rendements de stockage d'énergie plus importants lorsqu'ils sont pompés sur la « zero-line ». Nous avons également montré que les sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium, qui présentent en outre des propriétés thermomécaniques très intéressantes, permettent d'obtenir des rendements de stockage d'énergie comparables à celui du Yb:YAG est même supérieur en ce qui concerne Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Il apparaît alors que ces matériaux (Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) sont de très bons candidats pour la réalisation d'amplificateurs laser de haute puissance moyenne.

Cependant, le modèle de pompage que nous avons utilisé pour l'évaluation et la comparaison des matériaux laser est strictement monochromatique et ne prend en compte ni l'étendue spectrale de la source de pompe, ni la forme et la largeur spectrale des bandes d'absorption des matériaux. Sachant d'une part que la largeur spectrale de la bande d'absorption de la transition Low1-Up1 est beaucoup plus faible que celle de la transition Low1-Up2 (voir Figure II-15), et d'autre part que les sesquioxydes de terres rares présente de bien meilleures performances de stockage d'énergie lorsqu'ils sont pompés de manière résonnante sur la « zero-line », nous voyons qu'il est essentiel de modifier notre modèle de pompage afin de tenir compte de l'étendue spectrale de la source de pompe.

Dans la partie qui suit, nous modifions notre modèle de pompage afin qu'il prenne en compte un spectre d'émission de diode laser réaliste, c'est-à-dire un spectre large dont la longueur d'onde centrale se décale au cours de l'impulsion de pompe. Nous donnons alors une méthode afin d'optimiser la longueur d'onde centrale émise par les diodes laser de pompe en début d'impulsion et nous comparons à nouveau le YAG et les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium pour différentes transitions de pompe.

## II.2 Pompage Spectre Large

### II.2.1 Spectre des diodes laser

Dans le modèle de pompage d'amplificateur quasi-trois-niveaux décrit précédemment, l'onde de pompe est considérée comme strictement monochromatique et centrée sur la raie d'absorption du milieu laser pompé. Nous allons maintenant traiter les cas d'une source de pompe réelle constituée d'un empilement de diodes laser en commençant par étudier l'allure du spectre d'émission de ce type de source. Nous traiterons dans un premier le mode de fonctionnement continu, puis le mode de fonctionnement impulsionnel.

### II.2.1.1 Spectre des diodes laser en régime continu

Le profil spectral de l'émission d'une diode laser en régime continu, c'est-à-dire lorsque la température du semi-conducteur est fixée dans le temps, se présente sous la forme d'une gaussienne de largeur  $2 \Delta\lambda_D$  à  $1/e^2$ . Ce profil spectral est représenté sur la Figure II-16.

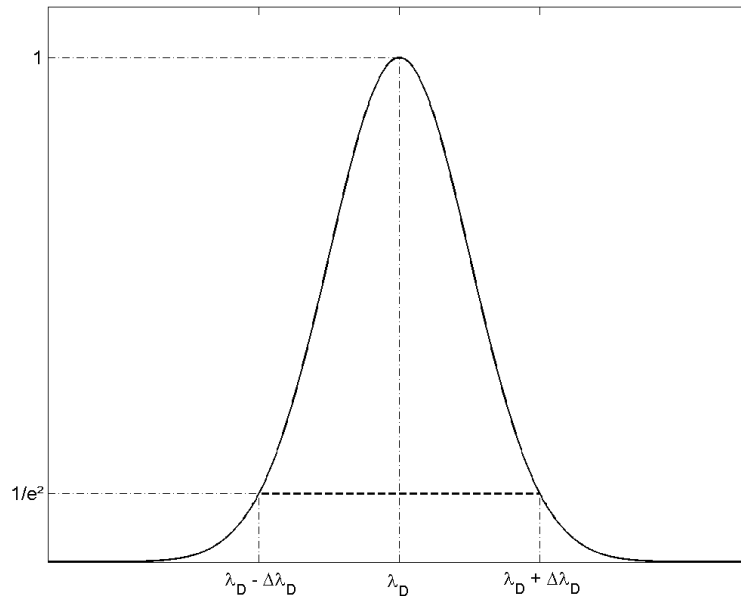


Figure II-16 : Profil spectral d'émission d'une diode laser en régime de fonctionnement continu.

$\lambda_D$  désigne la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de la diode laser, et l'intensité spectrale de pompe peut alors s'écrire sous la forme :

$$\text{Équation II-19 } I_P(\lambda) = \frac{I_{P\max}}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{-2\left(\frac{\lambda - \lambda_D}{\Delta\lambda_D}\right)^2\right\}$$

Dans le cas d'une diode laser à base d'InGaAs,  $\Delta\lambda_D$  vaut environ 2 nm.

### II.2.1.2 Spectre des diodes laser en régime impulsionnel

L'expression Équation II-19 donnant l'intensité spectrale de pompe délivrée par une diode laser en régime continu est également valable pour décrire le profil spectral instantané d'émission d'une diode laser en régime impulsionnel.

En régime impulsionnel, le spectre délivré par une diode laser varie au cours de l'impulsion en raison de l'échauffement du semi-conducteur. La longueur d'onde centrale du spectre d'émission instantané de la diode  $\lambda_D$  se décale vers les grandes longueurs d'onde à raison de  $0,3 \text{ nm.}^\circ\text{C}^{-1}$  au fur et à mesure que la jonction semi-conductrice de la diode s'échauffe.  $\lambda_D$  est alors une fonction du temps qui peut s'écrire :

$$\text{Équation II-20 } \lambda_D(t) = \lambda_{init} + \delta\lambda_D(t)$$

où  $\lambda_{init}$  désigne la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de la diode au début de l'impulsion et  $\delta\lambda_D(t)$  désigne le décalage subit par la longueur d'onde centrale du spectre d'émission de la diode  $\lambda_D$  au cours de l'impulsion de pompe.

Sur la Figure II-17, nous avons représenté une mesure du décalage en longueur d'onde  $\delta\lambda_D(t)$  subit par l'émission d'une diode laser en fonction du temps. Cette mesure a été réalisée à partir d'un empilement de 25 barrettes de diodes laser alimenté par un courant d'une intensité de 120 A.

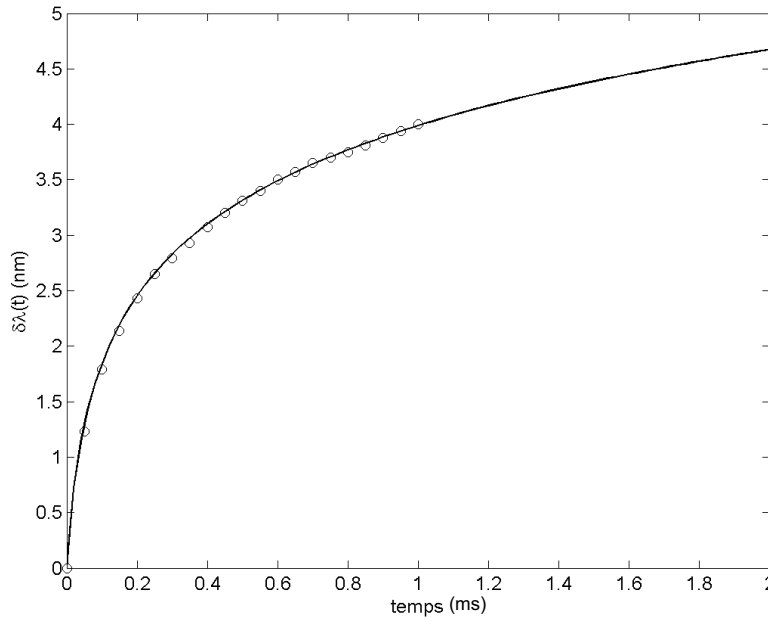


Figure II-17 : Décalage en longueur d'onde subit par l'émission d'une diode laser en régime impulsionnel. Les cercles désignent des points expérimentaux et le trait plein une courbe de tendance en logarithme népérien.

La courbe de tendance représentée en trait plein sur la Figure II-17 a pour expression :

$$\text{Équation II-21 } \delta\lambda_D(t) = 10^{-7} \ln(1 + 5,3 \cdot 10^{-4} t)$$

Finalement, en régime impulsionnel, l'intensité spectrale instantanée de pompe émise par des diodes laser peut s'écrire sous la forme :

$$\text{Équation II-22 } I_p(t, \lambda) = \frac{I_{p\max}}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{-2 \left[\frac{\lambda - (\lambda_{init} + \delta\lambda_D(t))}{\Delta\lambda_D}\right]^2\right\}$$

C'est cette expression de l'intensité spectrale instantanée de pompe qu'il faut prendre en compte dans notre modèle de pompage d'amplificateur.



## II.2.2 Influence du spectre des diodes laser sur le coefficient d'absorption

La dérive en longueur d'onde du spectre d'émission instantané des diodes laser présenté au paragraphe précédent a des répercussions sur l'absorption de l'onde de pompe par le milieu laser. En régime de petit signal, c'est-à-dire lorsque la population du niveau excité de l'ion ytterbium est quasiment nulle, le coefficient d'absorption linéique s'écrit :

$$\text{Équation II-23 } \alpha_0(\lambda_D) = \sigma_{abs}(\lambda_D) N_{tot}$$

où  $\lambda_D$  désigne la longueur d'onde de l'onde de pompe émise par les diodes laser. Nous avons vu au paragraphe précédent que la longueur d'onde centrale d'émission des diodes laser se décale au cours de temps suivant la relation :

$$\text{Équation II-24 } \lambda_D(t) = \lambda_{init} + 10^7 \ln(1 + 5,3 \cdot 10^{-4} t)$$

Ainsi, en effectuant ce changement de variable dans l'Équation II-23, nous voyons que le coefficient d'absorption par le milieu laser de l'onde de pompe émise par les diodes varie au cours de l'impulsion de pompe. Pour illustrer ce phénomène, nous avons tracé sur la Figure II-18 l'évolution du coefficient d'absorption linéique de l'onde de pompe en régime de petit signal en fonction du temps dans le cas du pompage d'un cristal de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dopé à 10 at.% ( $N_{tot} = 3,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) par une diode laser. La longueur d'onde d'émission de la diode au début de l'impulsion  $\lambda_{init}$  coïncide avec le maximum du spectre d'absorption de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, à savoir  $\lambda_{init} = 975,7 \text{ nm}$ .

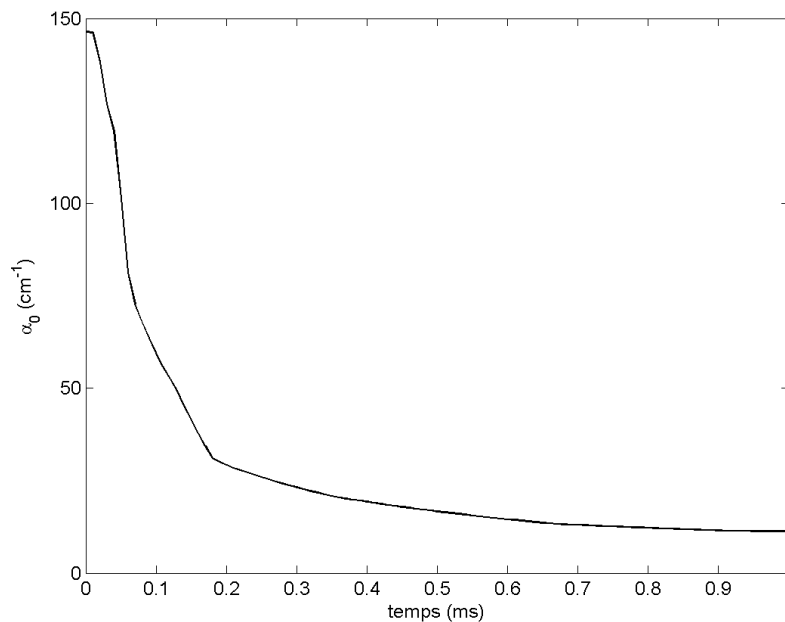


Figure II-18 : Coefficient d'absorption en régime de petit signal en fonction du temps pour un cristal de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dopé à 10 at.% lorsque  $\lambda_{init}$  correspond au pic d'absorption de la « zero-line », soit 975,7 nm.

Au début de l'impulsion de pompe, pour  $t = 0$ , la longueur d'onde émise par la diode correspond au maximum de la bande d'absorption de  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  ( $\sigma_{abs} = 4,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ ), le coefficient d'absorption  $\alpha_0$  est alors maximum est égal à  $145,2 \text{ cm}^{-1}$ . Au cours de l'impulsion de pompe, la longueur d'onde émise par la diode se décale et s'éloigne du pic d'absorption du matériau laser. La section efficace et le coefficient d'absorption linéique de l'onde de pompe diminuent alors comme le montre la Figure II-18. Pour une durée de pompe de 1 ms, la valeur moyenne du coefficient d'absorption linéique en régime de petit signal défini par :

$$\text{Équation II-25 } \langle \alpha_0 \rangle = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} \alpha_0(t) dt$$

passse de  $145,2 \text{ cm}^{-1}$  dans le cas d'une pompe strictement monochromatique et sans dérive spectrale à seulement  $27,9 \text{ cm}^{-1}$ .

L'évolution du coefficient d'absorption linéique  $\alpha_0$  au cours de l'impulsion dépend de la longueur d'onde d'émission de la diode au début de l'impulsion  $\lambda_{init}$ . Afin d'étudier l'influence de ce paramètre sur l'absorption de l'onde de pompe, nous avons calculé l'évolution temporelle de  $\alpha_0$  au cours d'une impulsion de pompe de durée 1 ms, pour différentes valeurs de  $\lambda_{init}$ . Sur la Figure II-19, nous avons tracé l'évolution de la valeur moyenne du coefficient d'absorption linéique de l'onde de pompe en régime de petit signal  $\langle \alpha_0 \rangle$  en fonction de la longueur d'onde d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe.

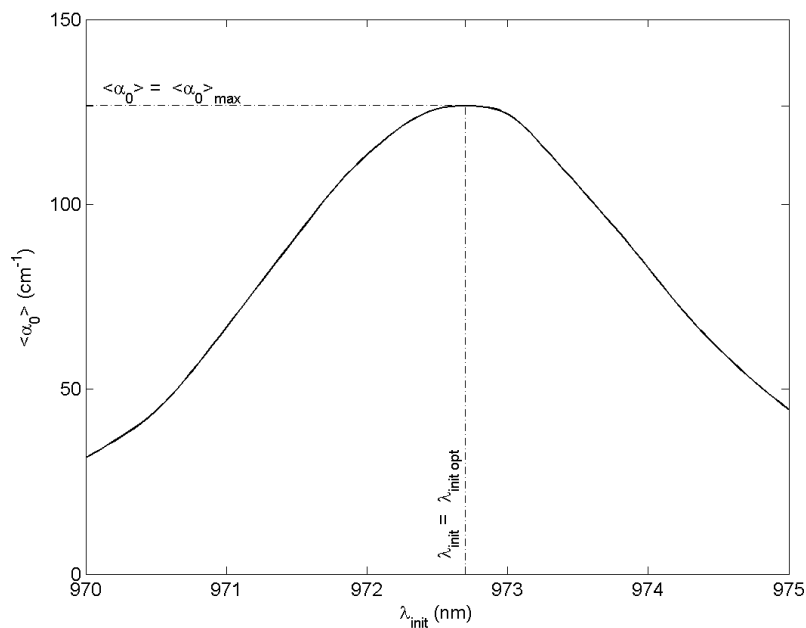


Figure II-19 : Évolution de la valeur moyenne du coefficient d'absorption linéique de l'onde de pompe en régime de petit signal  $\langle \alpha_0 \rangle$  en fonction de la longueur d'onde d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe.

Nous pouvons remarquer que  $\langle \alpha_0 \rangle$  passe par un maximum  $\langle \alpha_0 \rangle_{max}$ . Ce comportement nous permet de déterminer une longueur d'onde optimale d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe  $\lambda_{init opt}$  correspondant à  $\langle \alpha_0 \rangle = \langle \alpha_0 \rangle_{max}$ . Dans le cas du sesquioxyde de scandium dopé ytterbium pompé sur la « zero-line », nous obtenons  $\lambda_{init opt} = 972,7 \text{ nm}$  et  $\langle \alpha_0 \rangle_{max} = 126,7 \text{ cm}^{-1}$ .

La valeur de la longueur d'onde optimale d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe dépend bien entendu du décalage en longueur d'onde de l'émission de la source de pompe et de la forme du spectre d'absorption du matériau laser pompé, mais elle dépend également de la durée des impulsions de pompe. En effet, pour des durées de pompe courtes, la longueur d'onde d'émission de la diode laser se décale peu au cours de l'impulsion de pompe et  $\lambda_{init\ opt}$  est proche du maximum du spectre d'absorption du milieu laser. Plus la durée des impulsions de pompe augmente, plus le décalage total en longueur d'onde de l'émission de la diode laser est important, et plus  $\lambda_{init\ opt}$  diminue en s'éloignant du maximum du spectre d'absorption du milieu laser. Nous pouvons voir ce comportement sur la Figure II-20 où nous avons tracé l'évolution de la longueur d'onde optimale d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe en fonction de la durée de pompe dans le cas du pompage d'un cristal de  $Yb:Sc_2O_3$ .

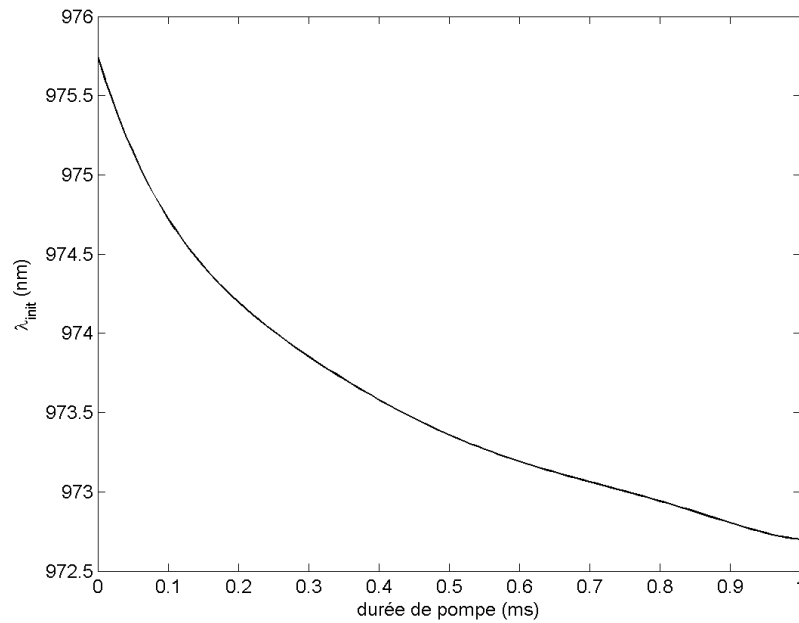


Figure II-20 : Évolution de la longueur d'onde optimale d'émission de la diode laser au début de l'impulsion de pompe en fonction de la durée de pompe dans le cas du pompage d'un cristal de  $Yb:Sc_2O_3$ .

Ainsi, dans la suite de ce document, nous considérerons l'intensité spectrale instantanée de pompe donnée par l'expression :

$$\text{Équation II-26 } I_p(t, \lambda) = \frac{I_{p\max}}{\Delta\lambda_D} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{-2 \left[ \frac{\lambda - (\lambda_{init\ opt}(\tau_P) + \delta\lambda_D(t))}{\Delta\lambda_D} \right]^2\right\}$$

### II.2.3 Formulation d'un modèle de pompage spectre large

Au paragraphe II.1.1, nous avons montré que dans le cas du pompage d'un matériau laser dopé ytterbium par une onde de pompe strictement monochromatique dont la longueur d'onde est centrée sur le maximum du spectre d'absorption du milieu laser, l'évolution spatio-temporelle du taux d'excitation et de l'intensité de l'onde de pompe est gouvernée par le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\text{Équation II-27} \quad \begin{cases} \frac{d\beta}{dt} = \left\{ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right\} \frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}} \\ \frac{dI_P}{dz} = N_{tot} \left\{ (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta - \sigma_{abs\_P} \right\} I_P \end{cases}$$

Dans l'Équation II-27,  $\sigma_{abs\_P}$  et  $\sigma_{em\_P}$  désignent les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde de pompe fixée à la valeur  $\lambda_P$ .

Afin de prendre en compte le profil spectral de l'onde de pompe, nous devons modifier ce système d'équation pour y intégrer une troisième dimension variable : la longueur d'onde  $\lambda$ . Nous obtenons alors le système d'équations différentielles couplées suivant :

Équation II-28

$$\begin{cases} \frac{d\beta(t,z)}{dt} = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sigma_{abs}(\lambda) - [\sigma_{em}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda)] \beta(t,z) \right\} \frac{I_P(t,z,\lambda)}{h c} \lambda d\lambda - \frac{\beta(t,z)}{\tau_{fluo}} \\ \frac{dI_P(t,z,\lambda)}{dz} = N_{tot} \left\{ [\sigma_{em}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda)] \beta(t,z) - \sigma_{abs}(\lambda) \right\} I_P(t,z,\lambda) \end{cases}$$

Dans l'Équation II-28,  $\sigma_{abs}(\lambda)$  et  $\sigma_{em}(\lambda)$  désignent les spectres d'absorption et d'émission du matériau laser considéré.

Dans le cas d'un pompage impulsif par diodes laser où la durée de pompe est  $\tau_P$ , l'intensité spectrale instantanée de pompe en entrée du milieu laser, c'est-à-dire pour  $z = 0$ , est donnée par la relation Équation II-26 lorsque  $t$  est compris entre 0 et  $\tau_P$ , et  $I_P = 0$  sinon.

### II.2.4 Influence du spectre des diodes sur l'optimisation de l'amplificateur

Les équations établies au paragraphe précédent permettent de décrire l'évolution spatiale et temporelle du taux d'excitation  $\beta(t,z)$  et de l'intensité de l'onde de pompe  $I_P(t,z,\lambda)$  lors de la phase de pompage d'un matériau dopé à l'ion ytterbium par un empilement de diodes laser dont le profil spectral d'émission gaussien se décale au cours du temps. Connaissant notamment le profil spatial du taux d'excitation en fin de pompage  $\beta(\tau_P, z)$ , nous pouvons déterminer le gain  $G$  et le rendement de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  pour différentes longueurs de milieu

amplificateur. En déterminant les maximums de  $G$  et  $\eta_{sto}$ , nous pouvons alors définir une longueur optimale de milieu amplificateur en procédant de la même façon qu'au paragraphe II.1.3.

Dans ce paragraphe, nous présentons les longueurs optimales ainsi que les rendements de stockage obtenus en tenant compte du spectre de la source de pompe (spectre large), et nous les comparons aux résultats obtenus en considérant une onde de pompe strictement monochromatique.

#### II.2.4.1 Cas du Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Considérons dans un premier temps le cas d'un cristal de sesquioxyde de scandium dopé à 10 at.% d'ions Yb<sup>3+</sup>. En considérant une onde de pompe strictement monochromatique, ce matériau conduit à de bien meilleures performances en terme de stockage d'énergie lorsqu'il est pompé sur la « zero-line » que lorsqu'il est pompé sur la transition Low1-Up2. Afin d'évaluer l'influence de la largeur spectrale d'émission des diodes laser et de leur dérive en longueur d'onde au cours d'une impulsion de pompe, nous avons calculé les longueurs optimales ainsi que les rendements de stockage d'énergie correspondants en utilisant le modèle de pompage en spectre large.

Sur la Figure II-21, nous avons représenté la longueur optimale calculée pour un pompage sur la transition Low1-Up1 (en rouge) et sur la transition Low1-Up2 (en bleu) en utilisant le modèle de pompage monochromatique (en pointillés) et en utilisant le modèle de pompage spectre large (en trait plein). Nous pouvons remarquer que la prise en compte du spectre réel des diodes laser de pompe conduit de manière générale à une augmentation de la longueur optimale du milieu amplificateur. Ceci s'explique simplement par la diminution du coefficient d'absorption due au décalage en longueur d'onde de l'émission des diodes laser au cours d'une impulsion et à leur largeur spectrale. Cette augmentation de la longueur optimale est plus importante dans le cas d'un pompage sur la « zero-line » car cette transition de pompe correspond à une raie d'absorption beaucoup plus étroite que la transition Low1-Up2.

Sur la Figure II-22, nous avons représenté les rendements de stockage d'énergie calculés pour les deux transitions de pompe et en utilisant les deux modèles de pompage (monochromatique et spectre large). La diminution d'absorption due à la prise en compte du spectre réel des diodes laser conduit à une diminution des rendements de stockage. Cette diminution est beaucoup plus significative dans le cas d'un pompage sur la transition Low1-Up1 à cause de l'étroitesse de la raie d'absorption correspondante. Cependant, nous pouvons constater qu'un pompage sur la « zero-line » conduit tout de même à de meilleurs résultats en termes de stockage d'énergie qu'un pompage sur la transition Low1-Up2.

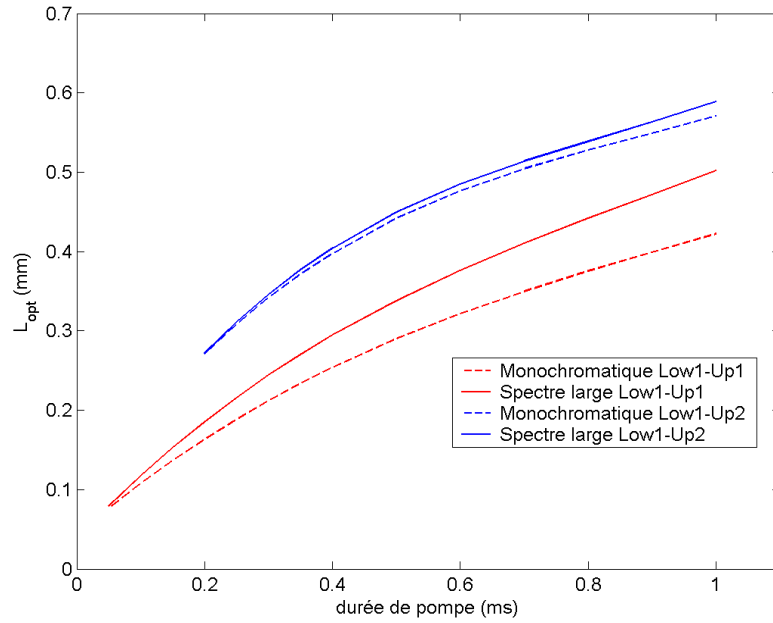


Figure II-21 : Longueur optimale pour un cristal de  $Yb:Sc_2O_3$  dopé à 10 at.% pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

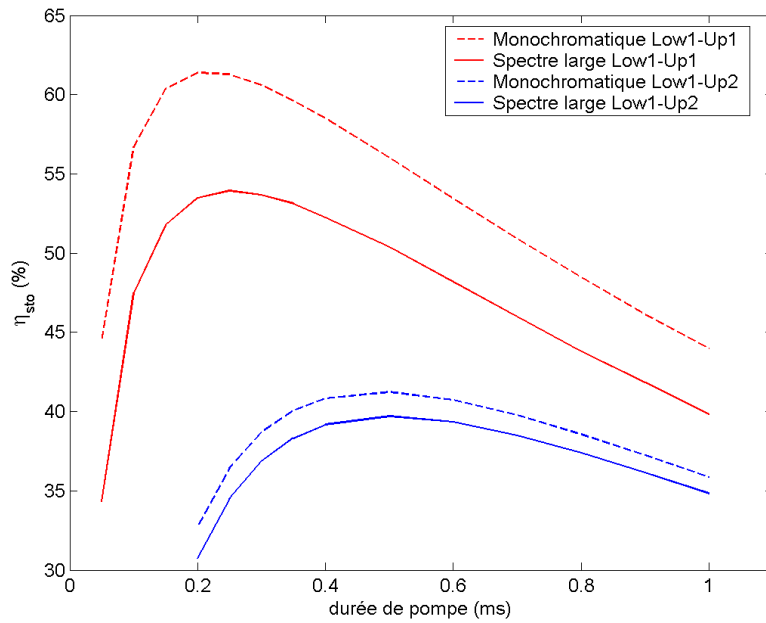


Figure II-22 : Rendement de stockage pour un cristal de  $Yb:Sc_2O_3$  dopé à 10 at.% de longueur optimale pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

#### II.2.4.2 Cas du Yb:YAG

Nous avons effectué les mêmes comparaisons entre transitions de pompe (Low1-Up1 / Low1-Up2) et modèles de pompage (monochromatique / spectre large) dans le cas du Yb:YAG dopé à 10 at. %.

Sur la Figure II-23, nous avons représenté la longueur optimale calculée pour un pompage sur la transition Low1-Up1 (en rouge) et sur la transition Low1-Up2 (en bleu) en utilisant le modèle de pompage monochromatique (en pointillés) et en utilisant le modèle de pompage spectre large (en trait plein). Nous pouvons là encore remarquer que la prise en compte du spectre réel des diodes laser de pompe conduit de manière générale à une augmentation de la longueur optimale du milieu amplificateur et que cette augmentation est plus importante dans le cas d'un pompage sur la « zero-line » car cette transition de pompe correspond à une raie d'absorption beaucoup étroite que la transition Low1-Up2.

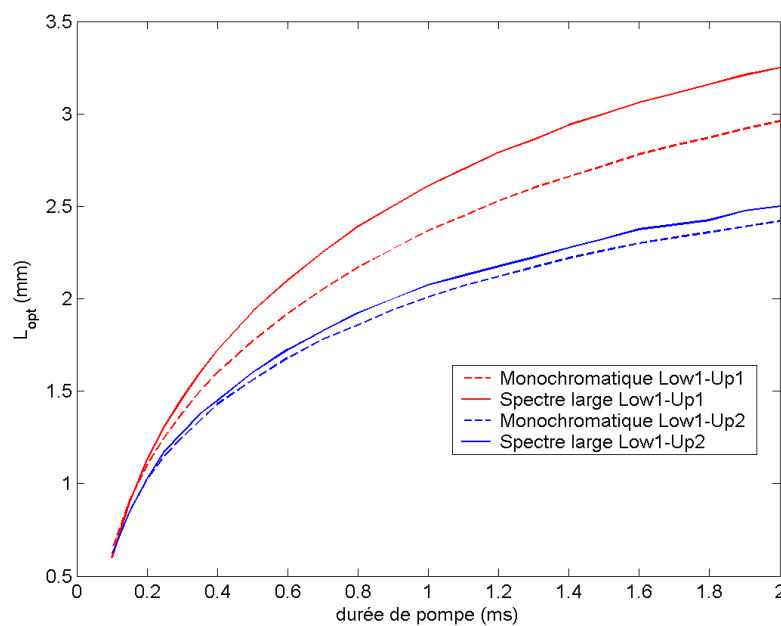


Figure II-23 : Longueur optimale pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at. % pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

Sur la Figure II-24, nous avons représenté les rendements de stockage d'énergie calculés pour les deux transitions de pompe et en utilisant les deux modèles de pompage (monochromatique et spectre large). La diminution d'absorption due à la prise en compte du spectre réel des diodes laser conduit également à une diminution des rendements de stockage et cette diminution est beaucoup plus significative dans le cas d'un pompage sur la transition Low1-Up1 à cause de l'étroitesse de la raie d'absorption correspondante.

En utilisant le modèle de pompage monochromatique, la transition Low1-Up2 conduit déjà à de meilleurs rendements de stockage d'énergie que la « zero-line ». La prise en compte du spectre réel des diodes laser a pour effet d'augmenter l'écart entre les deux transitions de pompe et confirme l'intérêt du pompage du Yb:YAG sur la transition Low1-Up2.

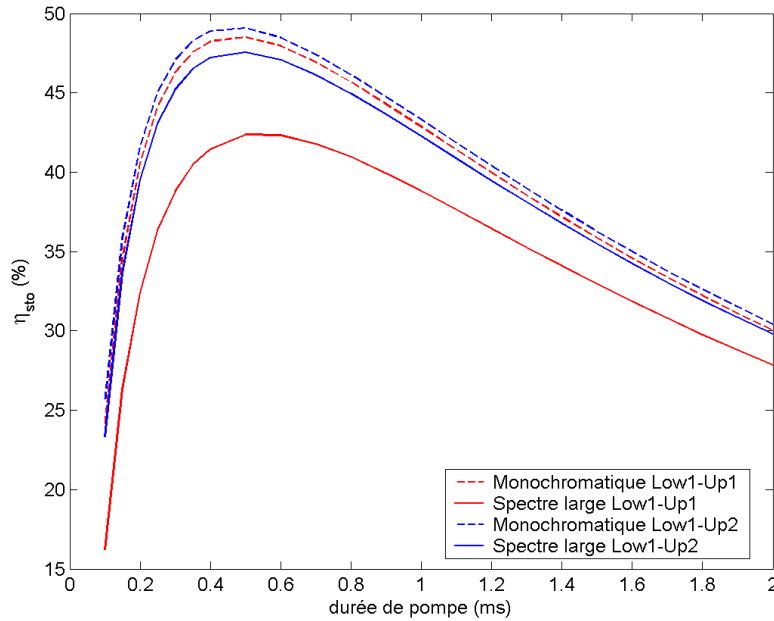


Figure II-24 : Rendement de stockage pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale pompé par une onde d'intensité  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$  en fonction de la durée des impulsions de pompe.

## II.2.5 Nouvelle comparaison de matrices laser dopées ytterbium

Nous avons exposé dans la partie II.1 un modèle monochromatique de pompage d'amplificateur quasi-3-niveaux ainsi qu'une démarche d'optimisation nous permettant de déterminer à la fois la durée de pompage et la longueur du milieu amplificateur optimums pour obtenir le rendement de stockage d'énergie le plus élevé possible. Cette démarche nous a permis d'une part de dimensionner un amplificateur à base d'ytterbium et d'autre part de comparer différentes matrices laser dopées à l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  de manière pertinente. En effet, en optimisant ces différents paramètres pour chacune des matrices considérées, nous avons comparé ces dernières en considérant le rendement de stockage d'énergie maximal qu'il est possible d'atteindre en les mettant en œuvre. Nous avons notamment montré que les sesquioxydes de terres rares permettent d'atteindre des rendements de stockage d'énergie élevés lorsqu'ils sont pompés sur la « zero-line » (voir paragraphe II.1.6).

Au paragraphe II.2.4, nous avons vu que la prise en compte du spectre d'émission réel des diodes laser de pompe dans notre modèle a pour effet de diminuer les performances de tous les matériaux laser en terme de stockage d'énergie. Cette diminution des rendements de stockage d'énergie est très importante lorsque les matériaux sont pompés sur la « zero-line » en raison de l'étroitesse de la bande d'absorption correspondante, alors que dans le cas d'un pompage sur la transition Low1-Up2, la prise en compte du spectre réel émis par les diodes laser n'a que peu d'influence sur les performances de stockage d'énergie de l'amplificateur.

Nous voyons donc qu'il est nécessaire de reconsidérer l'optimisation des paramètres et l'évaluation des performances de ces matériaux en terme de stockage d'énergie en utilisant le modèle de pompage décrit dans l'Équation II-28, qui prend en compte le spectre effectivement émis par les diodes laser de pompe.



### II.2.5.1 Pompage sur transition Low1-Up1

Dans un premier temps, nous allons considérer un pompage sur la transition Low1-Up1. Les résultats obtenus pour les quatre matériaux laser Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pompés par des diodes laser dont le spectre d'émission est large ( $\Delta\lambda_D = 2 \text{ nm}$ ) et se décale au cours de l'impulsion de pompe sont représentés sur la Figure II-25, pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Les valeurs des paramètres optimisés, à savoir la durée des impulsions de pompe et la longueur du cristal sont respectivement rassemblées sur les figures (a) et (b), et les rendements de stockage d'énergie correspondants sont représentés sur la figure (c).

Nous pouvons remarquer sur la Figure II-13 (a) que les durées de pompe optimales sont plus importantes que dans le cas d'une source de pompe strictement monochromatique (voir Figure II-13 (a)). De même, la Figure II-13 (b) montre que les longueurs optimales sont aussi plus importantes que dans le cas d'une source de pompe strictement monochromatique (voir Figure II-13 (b)).

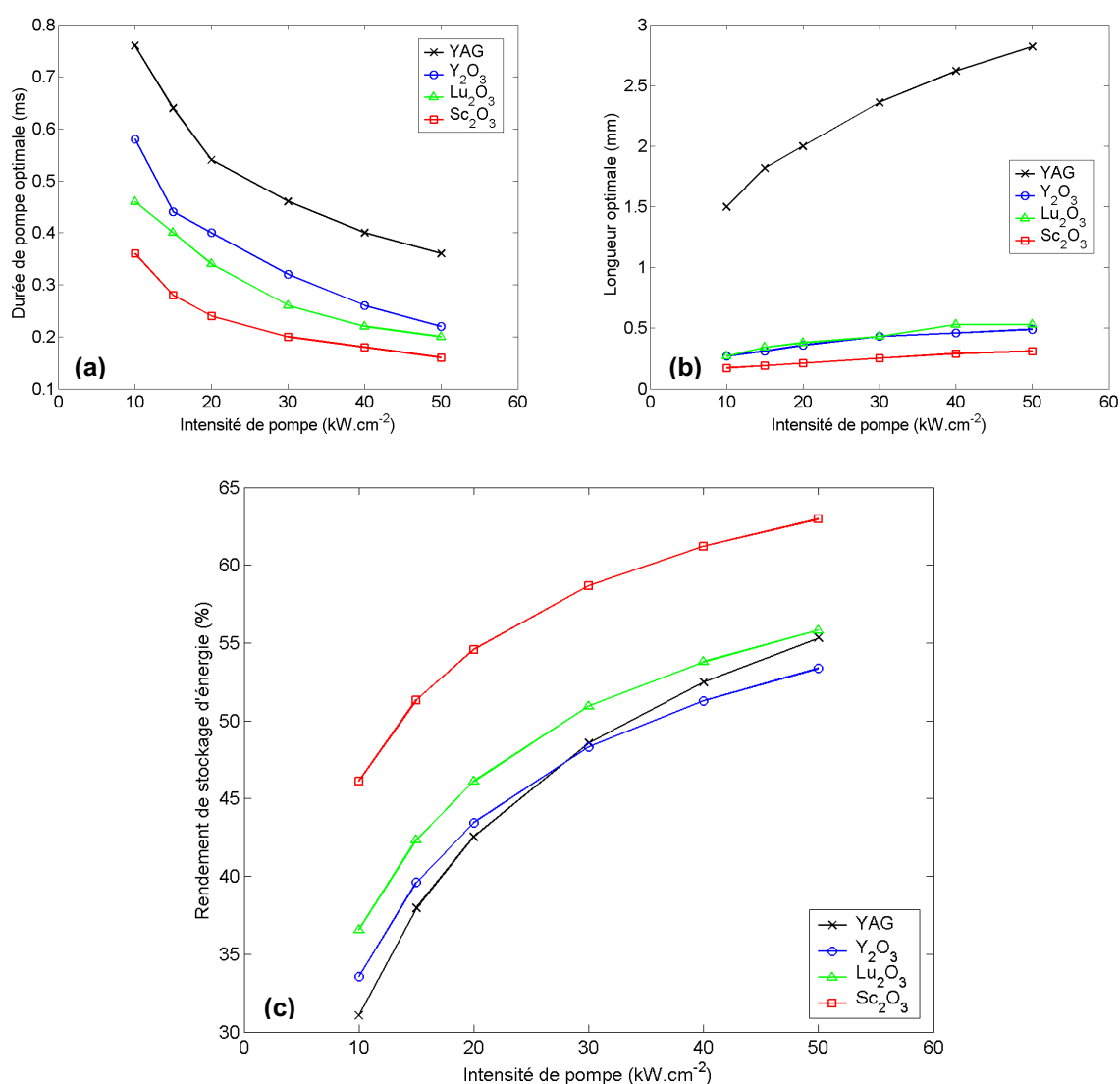


Figure II-25 : Durées de pompe (a) et longueurs (b) optimums et rendements de stockage d'énergie maximum correspondants (c) pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares pompés sur la transition Low1-Up1 en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe dans le cas d'un pompage en spectre large.

En effet, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la raie d'absorption de la transition Low1-Up1 de ces matériaux est étroite en comparaison avec le spectre émis par les diodes laser au cours d'une impulsion. Il en résulte une diminution du coefficient d'absorption moyen de l'onde de pompe. Il faut donc des longueurs d'absorption et des durées de pompe plus importantes pour maximiser le rendement de stockage d'énergie dans ces matériaux laser.

Les rendements d'amplification maximums que l'on peut obtenir avec ces quatre matériaux pompés par des diodes laser réelles sur la « zero-line » sont représentés sur la Figure II-25 (c).

Nous pouvons remarquer que l'ordre des matériaux vis-à-vis de leurs rendements de stockage d'énergie reste le même que dans le cas d'un pompage par une onde monochromatique (voir Figure II-13 (c)). Quelque soient le matériau et l'intensité de pompe considéré, les rendements de stockage d'énergie chutent d'environ 6 à 7 % par rapport au cas d'un pompage par une onde monochromatique. En effet, les profils et les largeurs spectrales des raies d'absorption correspondant à la « zero-line » sont très peu différents pour le Yb:YAG et les sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium, ce qui explique que l'effet de la prise en compte du spectre des diodes laser soit comparable pour ces quatre matériaux.

#### II.2.5.2 Pompage sur transition Low1-Up2

Nous allons maintenant considérer un pompage sur la transition Low1-Up2. Les résultats obtenus pour les quatre matériaux laser Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pompés par des diodes laser dont le spectre d'émission est large ( $\Delta\lambda_D = 2 \text{ nm}$ ) et se décale au cours de l'impulsion de pompe sont représentés sur la Figure II-26, pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Les valeurs des paramètres optimisés, à savoir la durée des impulsions de pompe et la longueur du cristal sont respectivement rassemblées sur les figures (a) et (b), et les rendements de stockage d'énergie correspondants sont représentés sur la figure (c).

Nous pouvons remarquer que les résultats (durées de pompe optimales, longueurs optimales et rendements de stockage maximums) sont quasiment identiques à ceux obtenus dans le cas d'une pompe monochromatique. En effet, pour les quatre matériaux considérés, la raie d'absorption correspondant à la transition de pompe Low1-Up2 est large par rapport au spectre d'émission des diodes laser. Ainsi, les rendements de stockage d'énergie ne chutent que d'environ 1 à 2 %.

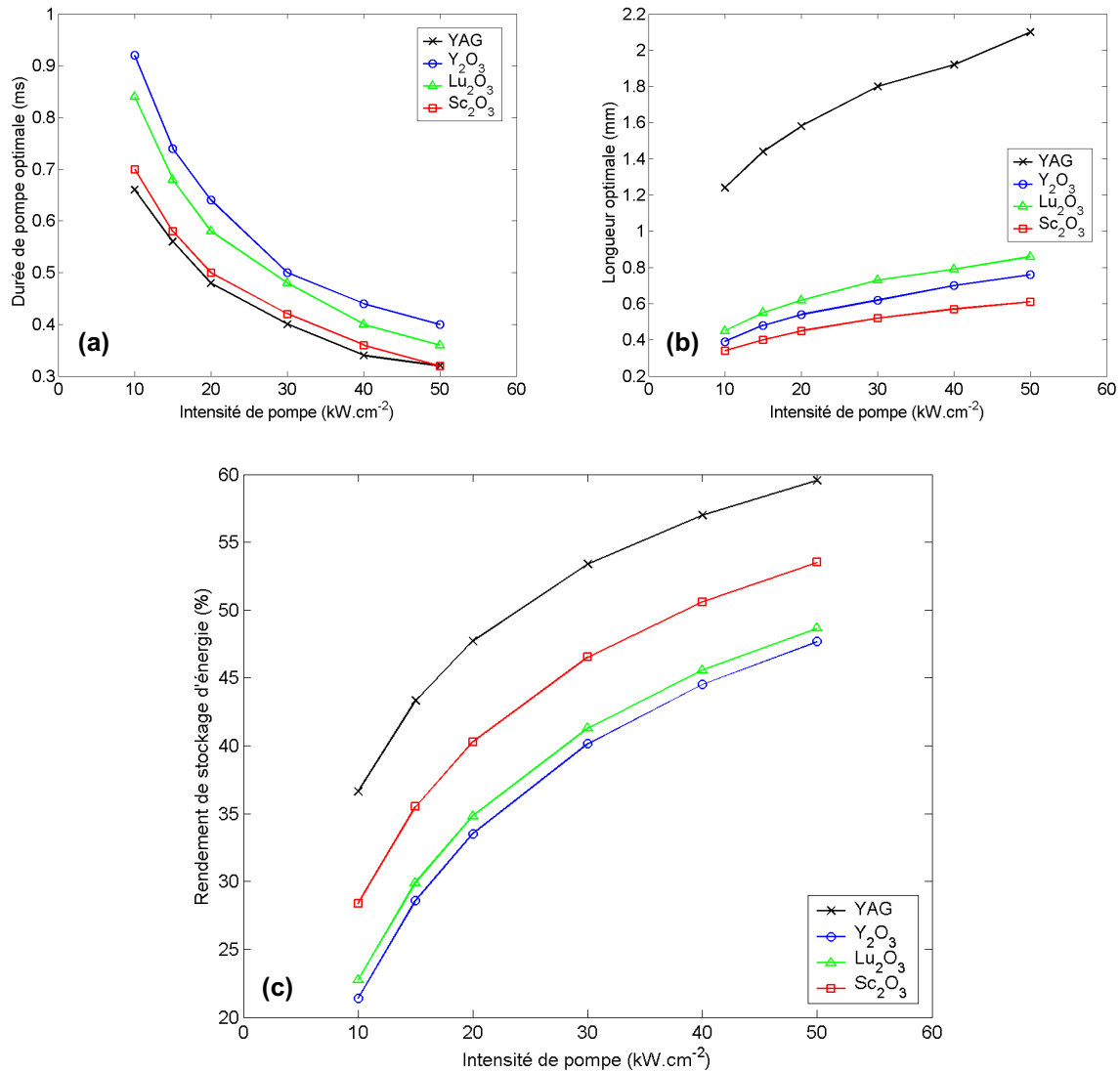


Figure II-26 : Durées de pompe (a) et longueurs (b) optimums et rendements de stockage d'énergie maximum correspondants (c) pour des cristaux de YAG et de sesquioxides de terres rares pompés sur la transition Low1-Up2 en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe dans le cas d'un pompage en spectre large.

### II.2.5.3 Comparaison de matrices laser

Afin de comparer directement ces quatre matrices laser (YAG,  $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$ ,  $Sc_2O_3$ ) dopées ytterbium, nous avons rassemblé sur la Figure II-27 les rendements de stockage d'énergie maximums que l'on peut atteindre pour les quatre matériaux quelque soit la transition de pompe considérée. Ainsi, le YAG est pompé sur la transition Low1-Up2, alors que les sesquioxides de terres rares sont pompés sur la « zero-line ».

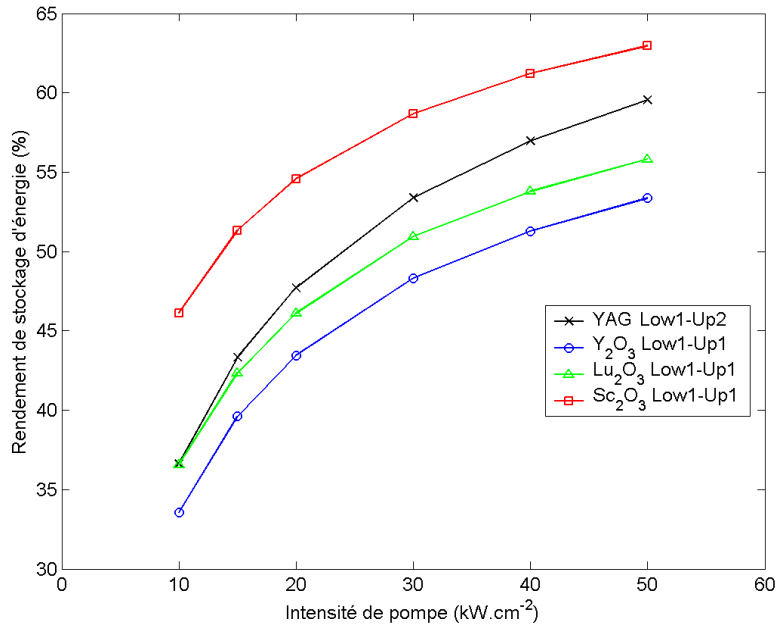


Figure II-27 : Rendements de stockage d'énergie maximum pour des cristaux de YAG pompés sur la transition Low1-Up2 et de sesquioxydes de terres rares pompés sur la transition Low1-Up1 en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe dans le cas d'un pompage en spectre large.

Les sesquioxydes de terres rares qui sont pompés sur la transition Low1-Up1 voient leurs rendements de stockage d'énergie chuter d'environ 7 % par rapport au cas d'un pompage par une onde monochromatique alors que les performances du YAG, pompé sur la transition Low1-Up2, ne chute que de 1 à 2 %. Cependant, nous pouvons constater que les sesquioxydes de terres rares conservent de bonnes performances en terme de stockage d'énergie, du même ordre de grandeur que le YAG.

Plus précisément, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> permettent d'atteindre des rendements de stockage d'énergie légèrement moins important que le YAG, alors que Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> demeure le meilleur des quatre matériaux étudiés.

Dans la partie précédente, nous avons réalisé une nouvelle évaluation du YAG et des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium en utilisant un modèle de pompage tenant compte d'un spectre d'émission réaliste des diodes laser de pompe. Nous avons dans un premier temps montré que les performances obtenues pour un pompage sur la « zero-line », spectralement plus étroite, chutent plus fortement que pour un pompage sur la transition de pompe Low1-Up2. De ce fait, la transition Low1-Up2 reste la plus adaptée au pompage du Yb:YAG. En outre, compte tenu du fort écart de la valeur de la section efficace des sesquioxydes de terres rares entre ces deux transitions de pompe, la « zero-line » reste la transition qui conduit aux rendements de stockage d'énergie les plus importants pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ainsi en tenant compte du spectre réel des diodes le rendement de stockage des sesquioxydes chute d'environ 7 % et celui du YAG de seulement 1 à 2 % par rapport au cas d'un pompage monochromatique. Cependant, nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares conservent de bonnes performances en terme de stockage d'énergie, du même ordre de grandeur que le YAG. Plus précisément, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> permettent d'atteindre des rendements de stockage d'énergie légèrement moins importants que le YAG, alors que Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> demeure le meilleur des quatre matériaux étudiés.

Nous allons maintenant décrire un modèle numérique traitant de l'amplification d'impulsions dans un amplificateur dopé à l'ytterbium. Ce modèle nous permet tout d'abord de calculer l'évolution spatiale et temporelle de l'intensité de l'onde laser à amplifier et du taux d'excitation au sein du matériau laser. Nous traitons le cas d'un amplificateur multi passages pour lequel nous optimisons le nombre de passages afin de maximiser le rendement d'extraction d'énergie. Nous étudions ensuite l'influence des pertes de l'amplificateur et de l'intensité laser injectée sur l'optimisation du nombre de passages dans l'amplificateur, et nous proposons une évaluation et une comparaison des matrices laser Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

## II.3 Amplification d'impulsions

### II.3.1 Formulation et restrictions du modèle d'amplification d'impulsions

#### II.3.1.1 Équations pour l'amplification

Rappelons l'équation d'évolution temporelle des populations en un point d'un milieu amplificateur dopé à l'ion ytterbium éclairé par deux ondes lumineuses d'intensité  $I_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$  et  $I_P$  à la longueur d'onde  $\lambda_P$  [Réf. 5]-[Réf. 7] :

$$\begin{aligned} \text{Équation II-29} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} &= \left( \sigma_{abs\_P} N_{Low} - \sigma_{em\_P} N_{Up} \right) \frac{I_P}{h\nu_P} \\ &+ \left( \sigma_{abs\_L} N_{Low} - \sigma_{em\_L} N_{Up} \right) \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluor}} \end{aligned}$$

Si l'on considère uniquement l'amplification d'impulsions laser à la longueur d'onde  $\lambda_L$  par un milieu laser préalablement pompé, c'est-à-dire en l'absence d'onde de pompe à la longueur d'onde  $\lambda_p$ , on obtient l'équation suivante qui régit l'évolution de la population du niveau excité :

$$\text{Équation II-30} \quad \frac{dN_{Up}}{dt} = -g_L \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{N_{Up}}{\tau_{fluo}}$$

$g_L$  désigne alors le gain linéique à la longueur d'onde  $\lambda_L$ , dont l'expression est donnée par l'équation suivante

$$\text{Équation II-31} \quad g_L = N_{tot} \{ \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) - \sigma_{abs\_L} \}$$

où  $N_{tot}$  désigne la concentration totale en ion ytterbium et  $\beta$  le taux d'excitation du milieu laser.

En introduisant l'expression  $g_L$  dans l'Équation II-30 et en divisant les termes par la concentration totale en ion  $Yb^{3+}$ , nous obtenons :

$$\text{Équation II-32} \quad \frac{d\beta}{dt} = \{ \sigma_{abs\_L} - \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \} \frac{I_L}{h\nu_P} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}}$$

Cette équation régit l'évolution temporelle du taux d'excitation lors de l'amplification d'une onde laser à la longueur d'onde  $\lambda_L$ .

Le gain linéique  $g_L$  détermine l'évolution de l'intensité  $I_L$  de l'onde de laser au cours de sa propagation dans le milieu amplificateur par la relation suivante :

$$\text{Équation II-33} \quad \frac{dI_L}{dz} = g_L I_L$$

D'après l'expression de  $g_L$  (Équation II-31), nous pouvons en déduire l'équation d'amplification de l'onde laser suivante :

$$\text{Équation II-34} \quad \frac{dI_L}{dz} = N_{tot} \{ \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) - \sigma_{abs\_L} \} I_L$$

Ainsi, lors de l'amplification d'une impulsion laser par matériau laser, l'évolution spatio-temporelle du taux d'excitation et de l'intensité de l'onde laser est gouvernée par le système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\text{Équation II-35} \quad \begin{cases} \frac{d\beta}{dt} = \{ \sigma_{abs\_L} - \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \} \frac{I_L}{h\nu_L} - \frac{\beta}{\tau_{fluo}} \\ \frac{dI_L}{dz} = N_{tot} \{ \beta(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) - \sigma_{abs\_L} \} I_L \end{cases}$$

### II.3.1.2 Restrictions de cette formulation

D'un point de vue spectral, cette formulation prend en compte une onde laser purement monochromatique dont la longueur d'onde  $\lambda_L$  est centrée sur un pic d'émission du matériau laser pompé. Pour être plus réaliste, nous

devrions tenir compte de l'extension spectrale de l'onde laser à amplifier et de son recouvrement spectral avec l'émission du matériau laser.

D'un point de vue spatial, ce modèle ne comporte là encore qu'une seule dimension spatiale ( $z$ ) et ne considère qu'une seule direction de propagation. De ce fait, nous faisons implicitement l'approximation que tous les faisceaux, que ce soit la pompe ou le laser à amplifier, sont homogènes dans les directions transverses à leur propagation.

### II.3.2 Résolution des équations d'amplification

Nous avons vu dans le paragraphe II.1.5 que la configuration de pompage en aller-retour permet d'obtenir les meilleures performances en terme de stockage d'énergie. Nous allons donc maintenant étudier l'amplification d'impulsions laser par un matériau dopé à l'ytterbium préalablement excité par une onde de pompe effectuant un aller-retour dans le cristal. L'architecture d'extraction de l'énergie étudiée ici considère également une onde laser se réfléchissant sur la face arrière du matériau laser. La Figure II-28 résume la configuration de l'amplificateur étudié :

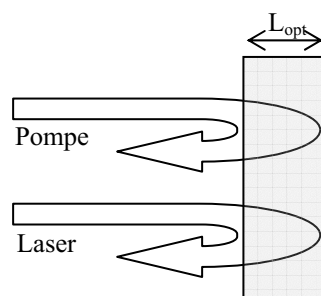


Figure II-28 : Architecture d'amplificateur avec pompage puis extraction en aller-retour.

La longueur du milieu laser ainsi que la durée des impulsions de pompe sont fixées à leurs valeurs optimales  $L_{opt}$  et  $\tau_{P_{opt}}$  qui permettent d'obtenir le rendement de stockage d'énergie le plus important possible à l'issue de la phase de pompage. De même, pour initialiser le profil spatial du taux d'excitation dans le matériau laser avant le passage de l'onde laser à amplifier, nous reprenons le profil spatial  $\beta(t = \tau_P, z)$  calculé à la fin de la phase de pompage grâce à notre modèle de pompage en spectre large.

Le système Équation II-35 permet de décrire l'évolution spatiale et temporelle du taux d'excitation  $\beta$  et de l'intensité de l'onde laser  $I_L$  lors de la phase d'amplification dans un matériau dopé à l'ion ytterbium.

Dans un premier temps, nous calculons le profil temporel de l'intensité de l'onde laser amplifiée après un aller-retour dans le milieu amplificateur, ainsi que le profil spatial du taux d'excitation au sein du cristal résultant de l'amplification de l'onde laser. Nous présentons les résultats obtenus pour un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% excité par un empilement de diodes laser. Le profil temporel du faisceau de pompe est carré, de durée  $\tau_{P_{opt}}$  et d'intensité crête  $I_{P_{max}}$  ; son spectre gaussien, centré sur  $\lambda_D$  et de largeur à  $1/e^2$  égale à  $2 \Delta\lambda_D$  se décale au cours du

temps en suivant la relation Équation II-21 (voir paragraphe II.2.2). L'intensité spectrale instantanée de l'onde de pompe est alors donné par l'Équation II-22.

L'onde laser à amplifier présente un profil temporel gaussien, de durée  $\tau_L$  (largeur totale à  $1/e^2$ ) et d'intensité crête  $I_{Lmax}$ . Le Tableau II-4 rassemble les valeurs des différents paramètres utilisés pour effectuer les calculs.

<i>Notation</i>	<i>Signification</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unité</i>
$N_{tot}$	Concentration en $Yb^{3+}$	$1,23.10^{21}$	$cm^{-3}$
$\sigma_{abs\_L}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_L$	$0,11.10^{-20}$	$cm^2$
$\sigma_{em\_L}$	Section efficace d'émission à $\lambda_L$	$2,40.10^{-20}$	$cm^2$
$\tau_{fluo}$	Durée de vie de fluorescence	950	$\mu s$
$I_{pmax}$	Intensité de pompe en entrée du cristal	20	$kW.cm^{-2}$
$\tau_p$	Durée des impulsions de pompe	480	$\mu s$
L	Longueur du milieu amplificateur	1,58	mm
$\lambda_{init}$	$\lambda_D$ en début d'impulsion de pompe	938,65	nm
$I_{Lmax}$	Intensité laser crête en entrée du cristal	1	$MW.cm^{-2}$
$\tau_L$	Durée des impulsions laser ( $\hat{a}1/e^2$ )	10	ns

Tableau II-4 : Paramètres utilisées pour Yb:YAG

La résolution numérique du système d'équations différentielles couplées (Équation II-35) nous permet d'obtenir la Figure II-29 et la Figure II-30 sur lesquelles sont respectivement représentés le profil temporel de l'intensité de l'onde laser avant amplification ( $N = 0$ ) et après amplification ( $N = 1$ ), et le profil spatial du taux d'excitation avant et après amplification.

À partir du profil temporel d'intensité de l'onde laser, nous pouvons calculer la fluence de l'onde laser  $F_L$  en entrée et en sortie du matériau laser en utilisant la relation :

$$\text{Équation II-36 } F_L = \int_{-\infty}^{\infty} I_L(t) dt$$

La fluence de l'onde laser initiale  $F_{L0}$  est alors de  $6,3 \text{ mJ.cm}^{-2}$ , et celle de l'onde amplifiée après un aller-retour dans le milieu laser  $F_{L1}$  est de  $20,5 \text{ mJ.cm}^{-2}$  : l'impulsion laser a été amplifiée d'un facteur  $G$  égal à 3,25.

Connaissant la fluence de l'onde laser après amplification, nous pouvons déterminer un rendement d'extraction d'énergie, noté  $\eta_{ext}$ , que nous définissons comme le rapport entre la fluence laser extraite de l'amplificateur et la fluence stockée dans le milieu laser en fin de pompage :

$$\text{Équation II-37 } \eta_{ext} = \frac{F_{L1} - F_{L0}}{F_{sto}}$$

Dans l'Équation II-37,  $F_{L1}$  désigne la fluence de l'onde laser après amplification,  $F_{L0}$  désigne la fluence de l'onde laser injectée dans l'amplificateur et  $F_{sto}$  désigne la fluence stockée dans le milieu amplificateur en fin de pompage. Dans le cas présenté ici,  $F_{sto} = 4,57 \text{ J.cm}^{-2}$  et le rendement d'extraction d'énergie correspondant est alors seulement de 0,31 %.



Nous pouvons également définir un rendement global de l'amplificateur noté  $\eta_{tot}$  défini comme le rapport entre la fluence laser extraite de l'amplificateur et la fluence de l'onde de pompe. Dans le cas d'une onde de pompe de profil temporel carré et de durée  $\tau_p$ , nous obtenons la relation :

$$\text{Équation II-38 } \eta_{tot} = \frac{F_{L1} - F_{L0}}{\tau_p I_{Pmax}}$$

Le rendement global ainsi défini est en fait le produit du rendement de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  et du rendement d'extraction d'énergie  $\eta_{ext}$  :

$$\text{Équation II-39 } \eta_{tot} = \eta_{ext} \eta_{sto}$$

Dans le cas présenté ici, nous obtenons un rendement global d'amplification d'environ 0,15 %.

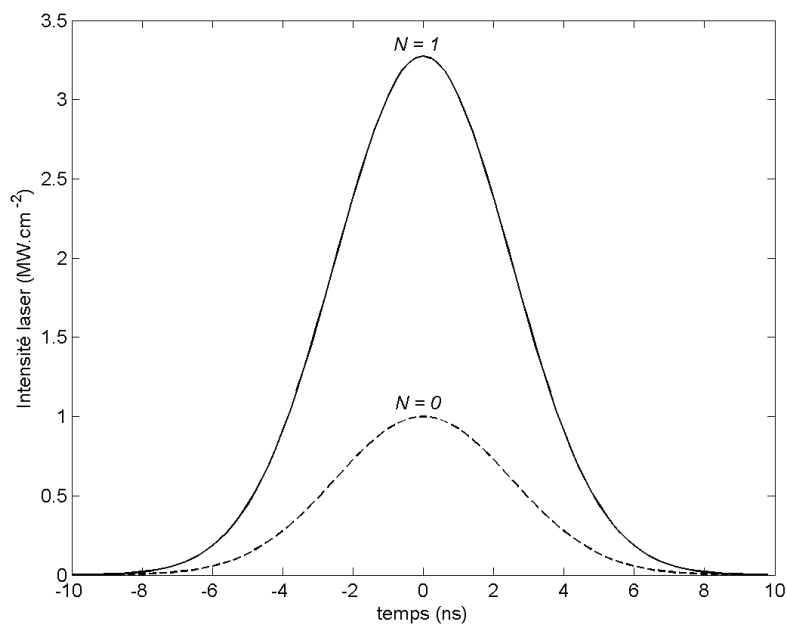


Figure II-29: Profil temporel de l'intensité de l'onde laser avant amplification (trait interrompu) et après un aller-retour (trait plein) dans un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale.

Sur la Figure II-30 nous avons également tracé  $\beta_{min}$ , le taux d'excitation minimal pour que le gain linéique dans le matériau laser soit positif. Nous pouvons remarquer que les profils du taux d'excitation avant ( $N = 0$ ) et après ( $N = 1$ ) le passage de l'onde laser dans le cristal sont quasiment identiques. L'amplification de l'onde laser n'a quasiment pas fait chuter le taux d'excitation dans le milieu amplificateur (2 à 3 %) et une grande quantité d'énergie est encore stockée dans le milieu laser. Cela explique le faible rendement d'extraction d'énergie obtenu.

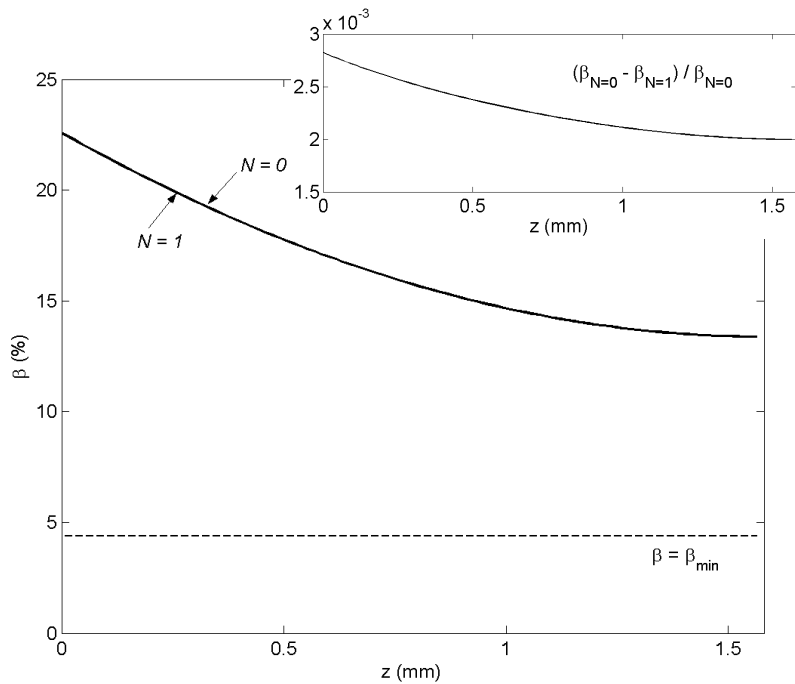


Figure II-30 : Profil spatial du taux d'excitation avant amplification (trait interrompu) et après un aller-retour (trait plein) dans un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% de longueur optimale. Le trait interrompu horizontal désigne le taux d'excitation de transparence laser  $\beta_{min}$ .

Pour extraire plus d'énergie de l'amplificateur, il est alors possible de réinjecter plusieurs fois l'onde laser dans le milieu laser afin de réaliser un amplificateur multi passages.

### II.3.3 Amplification multi passages

Nous allons maintenant étudier l'évolution de l'intensité de l'onde laser et du taux d'excitation dans le cristal après plusieurs allers-retours de l'onde laser dans l'amplificateur. Pour chaque aller-retour, nous choisissons comme nouvelles conditions initiales le profil temporel d'intensité laser et le profil spatial du taux d'excitation résultants du passage précédent. La Figure II-31 représente le profil temporel de l'intensité laser après plusieurs allers-retours dans l'amplificateur. L'indication  $N$  se rapporte à l'intensité laser après  $N$  allers-retours.

L'onde laser est amplifiée à chaque passage, mais nous pouvons constater qu'au bout d'un certain nombre d'allers-retours, l'intensité laser semble se stabiliser et tendre vers un maximum.

Si nous traçons le profil spatial du taux d'excitation au sein du milieu laser (voir Figure II-32), nous constatons qu'après chaque passage de l'onde laser dans l'amplificateur, le taux d'excitation diminue pour se stabiliser à la valeur  $\beta_{min}$ . Une fois que cette valeur est atteinte, le gain linéique devient nul dans l'ensemble du milieu laser. Toute l'énergie stockée dans le cristal pendant la phase de pompage a alors été consommée par l'amplification de l'onde laser.

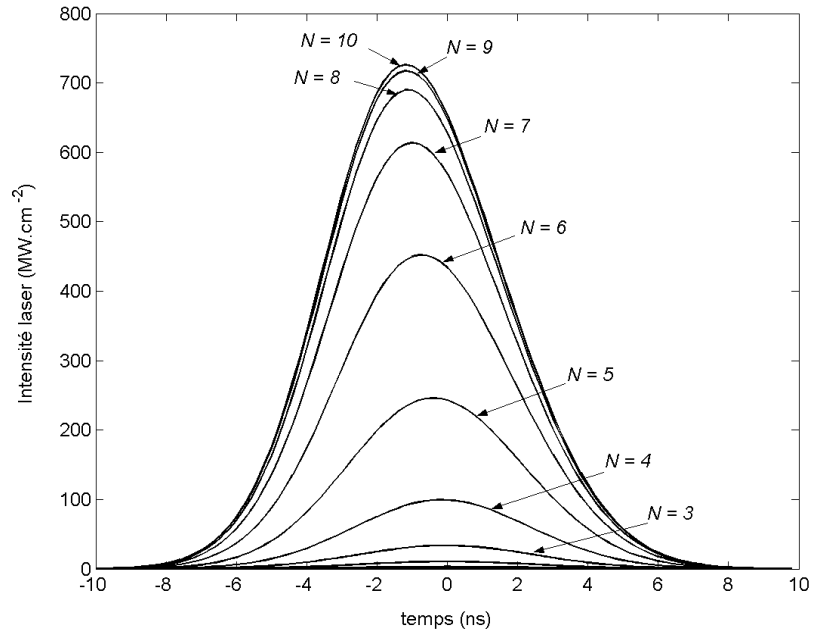


Figure II-31 : Profil temporel de l'intensité de l'onde laser après plusieurs allers-retours dans un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at. %.

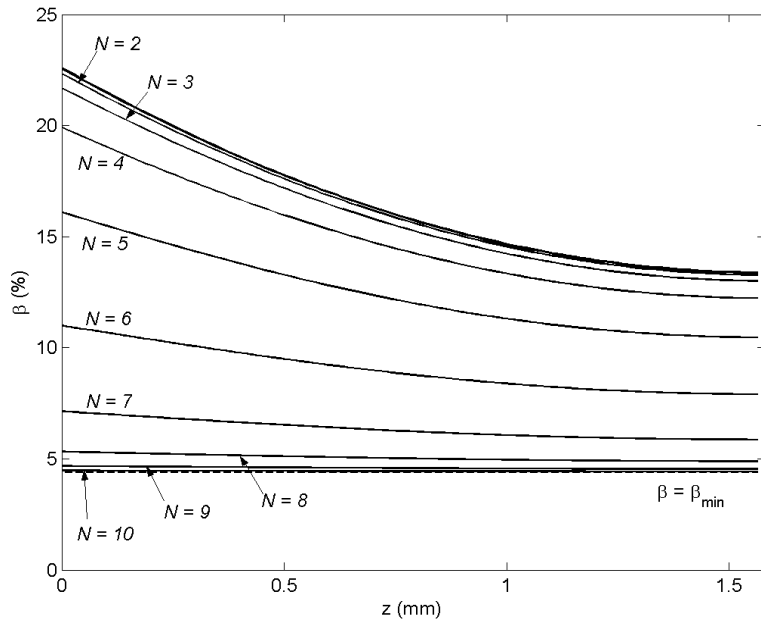


Figure II-32 : Profil spatial du taux d'excitation après plusieurs allers-retours dans un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at. %. Le trait en pointillés horizontal désigne le taux d'excitation de transparence laser  $\beta_{min}$ .

Sur la Figure II-33, nous avons tracé l'évolution de la fluence extraite de l'amplificateur ( $F_{LN} - F_{L0}$ ) et du gain ( $F_{LN}/F_{LN-1}$ ) en fonction du nombre  $N$  d'allers-retours effectués par l'onde laser dans l'amplificateur.

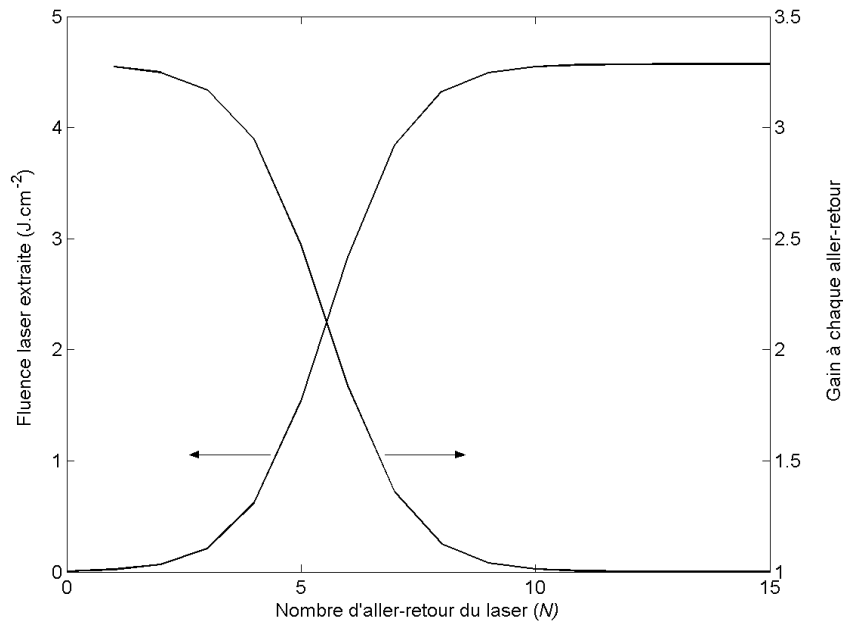


Figure II-33 : évolution du gain total dans le milieu amplificateur en fonction du nombre d'allers-retours de l'onde laser dans le cristal.

La fluence extraite de l'amplificateur augmente après chaque aller-retour et se stabilise aux alentours de  $4,57 \text{ J.cm}^{-2}$ , qui est la valeur de la fluence stockée dans le milieu amplificateur après pompage  $F_{sto}$ . Cela signifie que le rendement d'extraction d'énergie tend vers 100 % lorsque  $N$  augmente. La totalité de l'énergie stockée dans le milieu laser a alors effectivement été extraite par l'onde laser.

Dans le même temps, le gain de l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur diminue et tend vers 1 alors que le taux d'excitation tend vers  $\beta_{min}$ .

Dans le modèle que nous venons de mettre en œuvre, nous considérons que l'onde laser ne subit aucune perte entre chaque aller-retour dans l'amplificateur. Ainsi, si l'on augmente encore le nombre de passages dans le cristal, le rendement d'extraction reste égal à 100 % et le gain égal à 1.

### II.3.4 Optimisation du nombre de passages dans l'amplificateur

Nous allons maintenant considérer le cas plus réaliste dans lequel l'onde laser subit des pertes  $\gamma$  lors de chaque aller-retour dans le milieu amplificateur. Dans ce cas, le gain diminue après chaque passage de l'onde laser dans l'amplificateur, et au bout d'un nombre de passages  $N_{opt}$ , il n'est plus suffisant pour compenser les pertes. La fluence de l'onde laser se met alors à diminuer à chaque nouvel aller-retour dans le cristal. Le rendement d'extraction d'énergie doit alors commencer par croître tant que le gain est supérieur aux pertes, atteindre un maximum  $\eta_{ext max}$  lorsque  $N = N_{opt}$ , puis décroître lorsque le gain devient inférieur aux pertes.

Sur la Figure II-34, nous avons représenté l'évolution du rendement d'extraction d'énergie en fonction du nombre de passages dans le cristal dans le cas où les pertes par aller-retour dans le milieu laser sont fixées à 5 % ainsi que dans le cas où les pertes sont nulles.

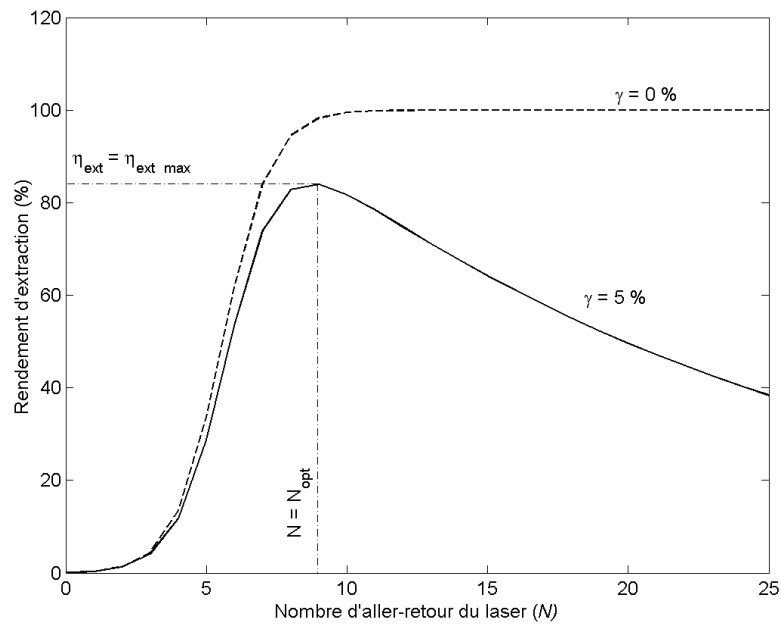


Figure II-34 : Évolution du rendement d'extraction d'énergie par l'onde laser en fonction du nombre d'allers-retours dans l'amplificateur, dans le cas où les pertes  $\gamma$  par aller-retour sont nulles (en pointillés) et dans le cas où  $\gamma = 5\%$ .

Nous pouvons constater que lorsque les pertes ne sont pas nulles, le rendement d'extraction d'énergie passe par un maximum pour un nombre d'allers-retours optimal dans l'amplificateur  $N_{opt}$ . Ce modèle plus réaliste nous permet alors d'optimiser le nombre de passages de l'onde laser dans un amplificateur laser. Dans le cas présenté ici ( $\gamma = 5\%$  et  $I_{Lmax} = 1 \text{ MW.cm}^{-2}$ ), l'onde laser doit effectuer 9 allers-retours dans le matériau laser pour maximiser le rendement d'extraction d'énergie.

Comme nous le verrons plus en détail au paragraphe suivant, le nombre de passages optimum  $N_{opt}$  dépend de la fluence de l'onde laser injectée dans l'amplificateur  $F_{L0}$ , ainsi que du niveau de pertes  $\gamma$  subit par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur.

En résumé, nous avons développé un modèle de pompage nous permettant d'optimiser la durée des impulsions de pompe ainsi que la longueur du milieu amplificateur afin de maximiser le rendement de stockage d'énergie. Nous avons également proposé un modèle d'amplification d'impulsions en multi passages afin d'optimiser le nombre d'allers-retours de l'onde laser dans l'amplificateur laser et de maximiser le rendement d'extraction d'énergie. La combinaison de ces deux modèles nous permet de dimensionner au mieux un amplificateur quasi-trois-niveaux et d'en maximiser le rendement global d'amplification.

### II.3.5 Influence des pertes de l'amplificateur et de l'intensité laser injectée

Le but de ce paragraphe est d'étudier l'influence de l'intensité crête de l'onde laser injectée dans l'amplificateur et du niveau de pertes subit par l'onde laser à chaque aller-retour dans le milieu laser à la fois sur le nombre d'allers-retours optimal et sur le rendement d'extraction de l'amplificateur.

Pour cela, toujours dans le cas du Yb:YAG dopé à 10 at.%, nous avons effectué les mêmes calculs qu'au paragraphe précédant en faisant varier l'intensité crête de l'onde laser injectée dans l'amplificateur  $I_{Lmax}$  de  $10^3$  à  $10^8$  W.cm<sup>-2</sup>, et les pertes subies par l'onde laser après chaque aller-retour dans le milieu amplificateur de 1 % à 50 %. Sur la Figure II-35, nous avons représenté l'évolution du nombre d'allers-retours optimal de l'onde laser dans l'amplificateur  $N_{opt}$  en fonction de  $I_{Lmax}$  et  $\gamma$ .

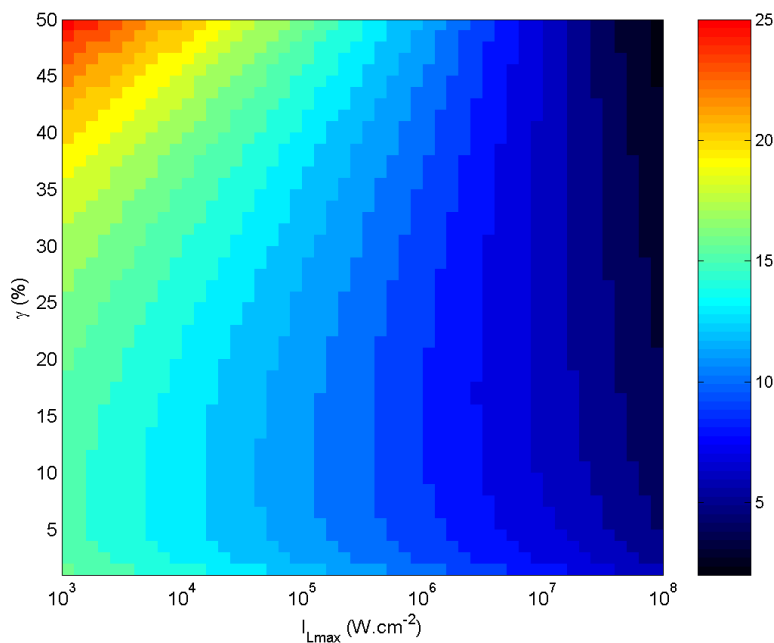


Figure II-35 : Évolution du nombre d'aller retour optimal de l'onde laser dans l'amplificateur en fonction de l'intensité laser injectée et des pertes par aller-retour.

Quelque soit le niveau de pertes de l'amplificateur,  $N_{opt}$  est d'autant plus faible que l'intensité laser injectée dans l'amplificateur est importante. En effet, d'après le système d'équations d'amplification Équation II-35, plus  $I_L$  est important, plus le taux d'excitation  $\beta$  diminue rapidement, et plus l'énergie stockée dans le milieu laser est extraite rapidement. Ainsi, le nombre d'allers-retours nécessaires pour extraire l'énergie de l'amplificateur diminue lorsque  $I_{Lmax}$  augmente.

Pour une intensité laser injectée donnée, nous pouvons remarquer que dans un premier temps,  $N_{opt}$  diminue lorsque le niveau de pertes augmente. En effet, les pertes cumulées subies par l'onde laser sont de la forme  $1-(1-\gamma)^N$ . Un nombre d'allers-retours important entraîne des pertes cumulées élevées et limite le rendement d'extraction de l'amplificateur. Cependant lorsque les pertes deviennent encore plus importantes, le produit gain pertes de l'amplificateur diminue. L'intensité laser croît alors plus lentement, et l'onde laser extrait une moins

grande quantité d'énergie à chaque aller-retour dans l'amplificateur. Cela explique que dans un second temps, le nombre d'allers-retours optimal pour maximiser le rendement d'extraction d'énergie croisse au fur et à mesure que les pertes augmentent.

Sur la Figure II-36, nous avons représenté l'évolution du rendement d'extraction d'énergie maximal  $\eta_{ext\ max}$  en fonction de  $I_{Lmax}$  et  $\gamma$ .

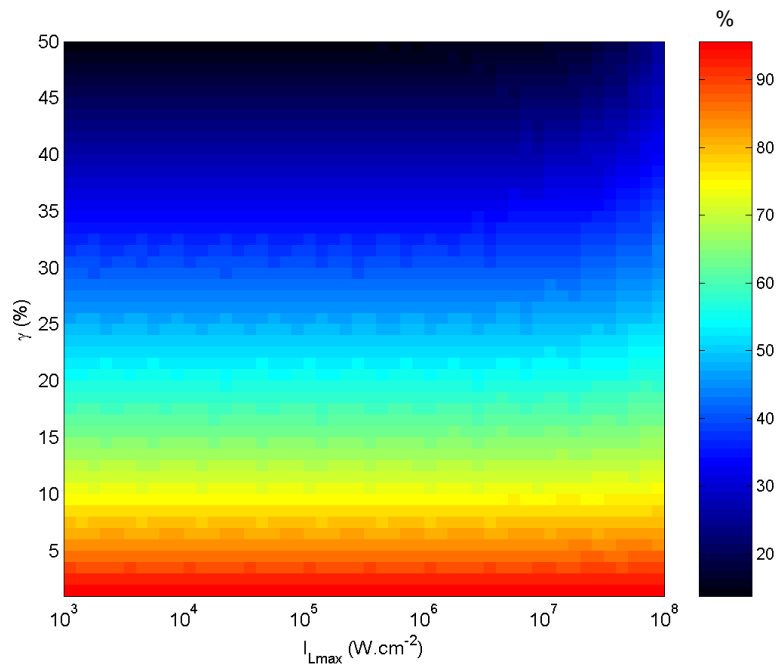


Figure II-36 : Évolution du rendement d'extraction d'énergie de l'amplificateur en fonction de l'intensité laser injectée et des pertes par aller-retour.

Nous pouvons remarquer que le rendement d'extraction d'énergie de l'amplificateur est très peu sensible à l'intensité laser injectée. Pour des niveaux de pertes très importants ( $\gamma > 25\%$ ),  $\eta_{sto\ max}$  augmente légèrement lorsque l'intensité laser injectée devient très importante. En effet, dans ce cas, l'onde laser subit énormément de pertes à chaque aller-retour, et un nombre d'allers-retours optimal très faible favorise alors le rendement d'extraction d'énergie. Cela explique que  $\eta_{ext\ max}$  soit plus important lorsque  $I_{Lmax}$  est élevé car nous avons vu que le nombre d'allers-retours optimal est alors faible.

En outre, pour une intensité laser injectée donnée, le rendement d'extraction de l'amplificateur diminue au fur et à mesure que les pertes augmentent.

### II.3.6 Évaluation et comparaison de matrices laser dopées ytterbium

Nous avons exposé aux paragraphes précédents un modèle d'amplificateur quasi-3niveaux ainsi qu'une démarche d'optimisation nous permettant de déterminer à la fois la durée de pompage, la longueur du milieu amplificateur, et le nombre de passages dans l'amplificateur optimums pour obtenir à la fois le rendement de stockage d'énergie et le rendement d'extraction d'énergie les plus élevés possible. Cette démarche permet d'une

part de dimensionner au mieux un amplificateur à base d'ytterbium et d'autre part de comparer différentes matrices laser dopées à l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  de manière pertinente. En effet, en optimisant tous les paramètres pour chacune des matrices considérées, il est possible de comparer ces dernières en considérant le rendement global d'amplification maximal qu'il est possible d'atteindre en les mettant en œuvre.

Dans ce paragraphe, nous présentons une évaluation du YAG et des sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium en terme de rendement d'extraction d'énergie. Le Yb:YAG est pompé par un empilement de diodes laser émettant un faisceau spectre large sur la transition Low1-Up2, alors que les sesquioxydes de terres rares sont pompés sur la « zero-line ». Ce choix de transition de pompe permet d'obtenir les rendements de stockage d'énergie les plus importants (voir paragraphe II.2.5) pour chacun des matériaux considérés. La longueur du milieu laser ainsi que la durée des impulsions de pompe sont fixées leurs valeurs optimales  $L_{opt}$  et  $\tau_{P, opt}$  déterminés au paragraphe II.2.5 qui permettent de maximiser le rendement de stockage d'énergie à l'issue de la phase de pompage. De même, pour initialiser le profil spatial du taux d'excitation dans le matériau laser avant le passage de l'onde laser à amplifier, nous reprenons le profil spatial  $\beta(t = \tau_P, z)$  calculé à la fin de la phase de pompage grâce à notre modèle de pompage en spectre large.

Les différents paramètres spectroscopiques utilisés pour effectuer les calculs d'amplification d'impulsion sont rassemblés dans le Tableau II-5.

Notation	Valeur				Unité
	YAG	$\text{Y}_2\text{O}_3$	$\text{Lu}_2\text{O}_3$	$\text{Sc}_2\text{O}_3$	
$N_{tot}$	$1,23.10^{21}$	$2,7.10^{21}$	$2,2.10^{21}$	$3,3.10^{21}$	$\text{cm}^{-3}$
$\lambda_L$	1030	1030,9	1032,7	1041,6	nm
$\sigma_{abs\_L}$	$0,11.10^{-20}$	$0,10.10^{-20}$	$0,12.10^{-20}$	$0,10.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$\sigma_{em\_L}$	$2,40.10^{-20}$	$0,92.10^{-20}$	$1,12.10^{-20}$	$1,32.10^{-20}$	$\text{cm}^2$
$I_{Lmax}$		1			$\text{MW.cm}^{-2}$
$\tau_L$		10			ns

Tableau II-5 : Paramètres utilisés pour les calculs d'amplification.

L'impulsion de pompe possède un profil temporel carré dont la durée est optimisée pour atteindre le rendement d'amplification le plus élevé possible. Le profil temporel de l'impulsion laser injectée dans l'amplificateur est une gaussienne de largeur  $\tau_L$  à  $1/e^2$  et d'intensité maximale  $I_{Lmax}$ . Pour chacun des matériaux étudiés, nous considérons un dopage de 10 at.% ; la concentration en ions  $\text{Yb}^{3+}$  correspondante est indiquée dans le Tableau II-5.

### II.3.6.1 Intensité de pompe variable et pertes fixées

Dans un premier temps, nous considérons un niveau de pertes  $\gamma$  fixé à 5 %, et nous optimisons le nombre d'allers-retours effectué par l'onde laser dans l'amplificateur pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. La



Figure II-37 représente l'évolution du nombre d'allers-retours optimal en fonction de l'intensité de pompe pour les quatre matériaux Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

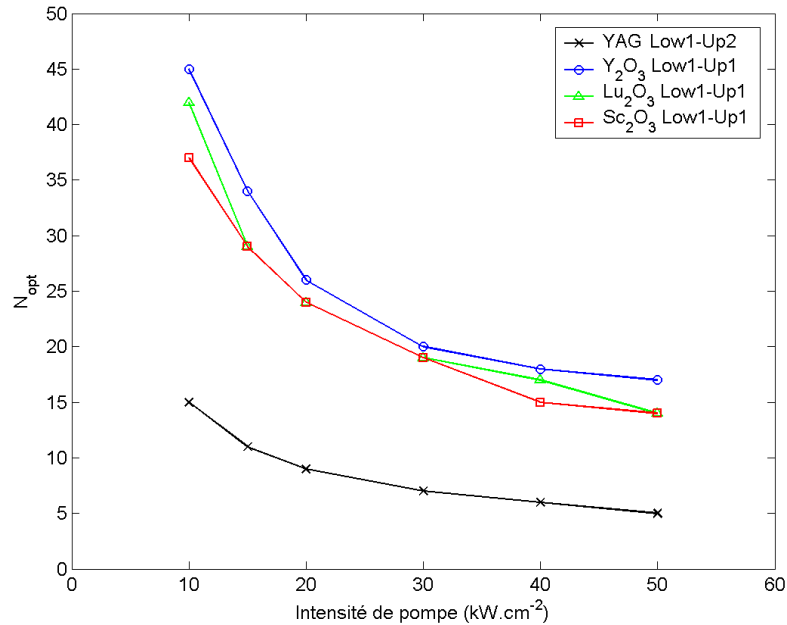


Figure II-37 : Nombres d'allers-retours optimaux pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

D'une manière générale, le nombre d'allers-retours optimal diminue lorsque l'intensité de pompe augmente car le taux d'excitation et le gain sont alors plus élevés et l'énergie stockée dans le milieu amplificateur est extraite plus rapidement.

En outre, quelque soit l'intensité de pompe,  $N_{opt}$  est nettement plus faible pour le YAG que pour les sesquioxydes des terres rares. En effet, nous pouvons voir dans le Tableau II-5 que la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser du Yb:YAG est supérieure à celles des sesquioxydes. Pour une inversion de population donnée, le gain linéique dont l'expression est donnée dans l'Équation II-31 est donc supérieur dans le cas du YAG, et l'énergie stockée est extraite en un nombre d'aller-retour dans l'amplificateur moins élevé.

Sur la Figure II-38, nous avons tracé l'évolution du rendement d'extraction d'énergie maximal qui est possible d'atteindre pour les quatre matériaux laser considérés en fonction de l'intensité de pompe.

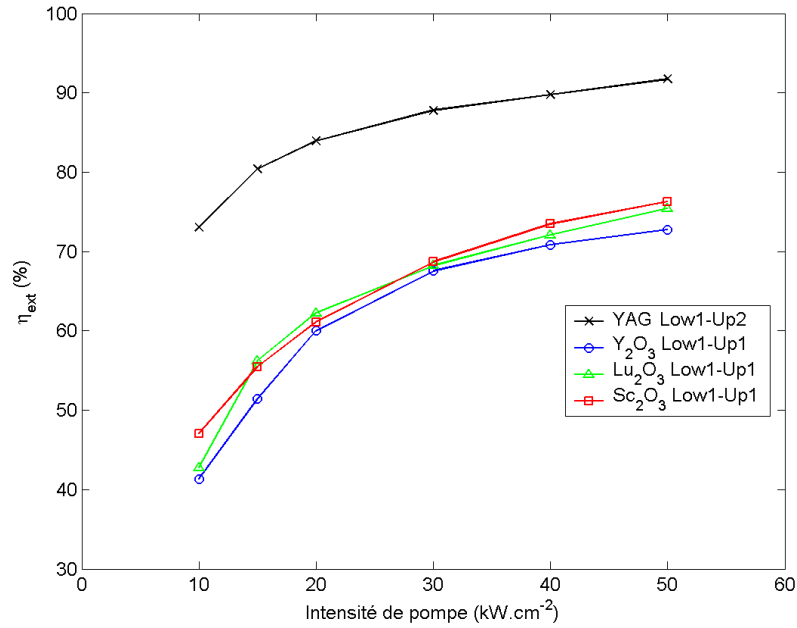


Figure II-38 : Rendements d'extraction d'énergie maximums pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

D'une manière générale, le rendement d'extraction d'énergie suit un comportement inverse par rapport au nombre optimal d'allers-retours dans l'amplificateur. D'une part,  $\eta_{ext}$  augmente avec l'intensité de pompe car  $N_{opt}$  diminue de même que les pertes cumulées  $1-(1-\gamma)^{N_{opt}}$  subies par l'onde laser. D'autre part, les rendements d'extraction maximums de Yb:YAG sont supérieurs à ceux des sesquioxydes des terres rares dopés ytterbium car le nombre optimal d'allers-retours dans l'amplificateur pour le YAG est plus faible de même que les pertes cumulées subies par l'onde laser.

En terme d'extraction d'énergie, nous voyons donc que Yb:YAG présente des performances notablement supérieures à celles des sesquioxydes de terres rares. De plus, nous voyons que Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> permettent d'atteindre des rendements d'extraction d'énergie comparables.

Afin de comparer ces quatre matériaux en tenant compte à la fois de leurs performances de stockage et d'extraction d'énergie, nous avons calculé les rendements globaux d'amplification  $\eta_{tot}$  qu'ils permettent d'atteindre. Pour cela, nous avons simplement multiplié les rendements d'extraction d'énergie  $\eta_{ext}$  de la Figure II-38 par les rendements de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  calculés au paragraphe II.2.5. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure II-39.

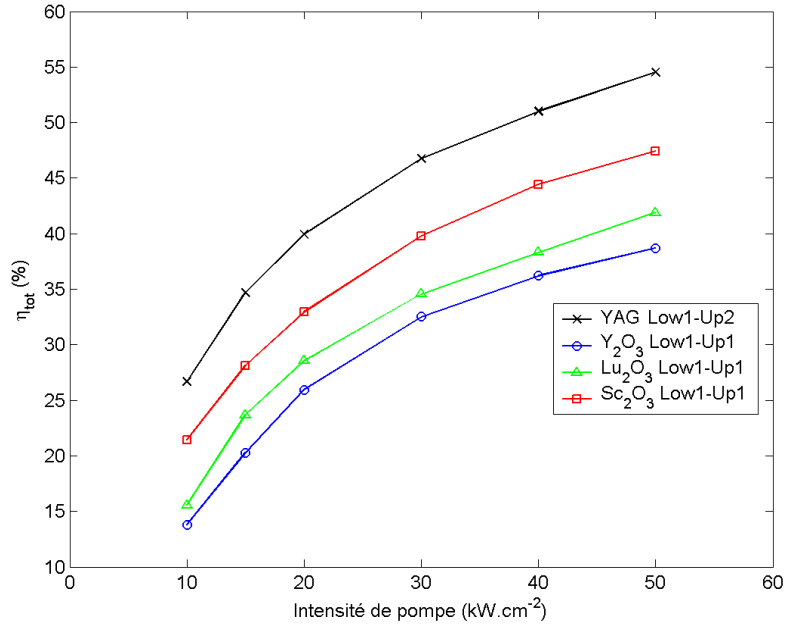


Figure II-39 : Rendements globaux d'amplification pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction de l'intensité crête de l'onde de pompe.

Finalement, pour un niveau de pertes par aller-retour dans le milieu laser égal à 5 %, le Yb:YAG apparaît comme le meilleur candidat pour la réalisation d'amplificateur de forte énergie car quelque soit l'intensité de pompe, il présente le rendement global d'amplification le plus élevé. En ce qui concerne les sesquioxydes de terres rares, nous venons de voir que les rendements d'extraction d'énergie sont quasiment identiques. Ainsi, seuls leurs rendements stockage d'énergie permettent de les départager et nous retrouvons le classement établi au paragraphe II.2.5. Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> présente alors le meilleur rendement global d'amplification des trois sesquioxydes étudiés, suivi de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> puis de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

### II.3.6.2 Intensité de pompe fixée et pertes variables

En fixant l'intensité crête de pompe à 20 kW.cm<sup>-2</sup>, nous allons maintenant étudier l'évolution des performances de Yb:YAG et des sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium en fonction du niveau de pertes  $\gamma$  de l'amplificateur.

La Figure II-40 représente le nombre d'allers-retours optimal calculé pour des niveaux de pertes subis par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur  $\gamma$  variant de 1 % à 10 %, et ce pour les quatre matériaux Yb:YAG, Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Si ces pertes sont nulles le rendement d'extraction d'énergie de l'amplificateur se stabilise à 100 % lorsque le nombre d'allers-retours de l'onde laser dans le milieu laser tend vers l'infini. La notion de nombre d'allers-retours optimum n'a alors plus aucun sens puisque  $N_{opt}$  tend vers l'infini.

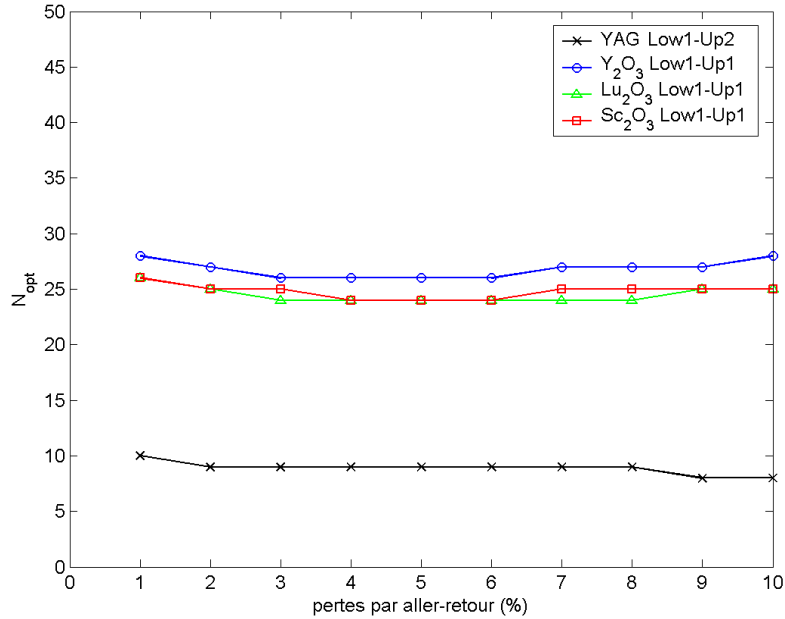


Figure II-40 : Nombres d'allers-retours optimums pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction du niveau de pertes subi par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur.

Nous pouvons remarquer que dans la gamme de niveau de pertes présentée ici, la valeur de  $\gamma$  n'a quasiment aucune influence sur le nombre d'allers-retours optimum de l'onde laser dans le milieu laser. Comme au paragraphe II.3.6.1,  $N_{opt}$  est plus faible pour le YAG que pour les sesquioxydes de terres rares car sa section efficace d'émission à la longueur d'onde laser est la plus importante.

Sur la Figure II-41, nous avons tracé l'évolution du rendement d'extraction d'énergie maximal qu'il est possible d'atteindre pour les quatre matériaux laser considérés en fonction du niveau de pertes subi par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur.

D'une manière générale, le rendement d'extraction d'énergie décroît lorsque  $\gamma$  augmente. En effet, les pertes cumulées à chaque aller-retour sont d'autant plus importantes que le niveau de pertes par aller-retour est élevé, ce qui limite la fluence maximale que l'on peut extraire de l'amplificateur.

De plus, nous voyons que les sesquioxydes de terres rares sont nettement plus sensibles aux pertes que le YAG puisque leurs rendements d'extraction d'énergie chutent de manière bien plus significative lorsque  $\gamma$  augmente. Comme au paragraphe II.3.6.1, ce comportement s'explique par le fait que le nombre optimal d'allers-retours dans l'amplificateur pour le YAG est plus faible que pour les sesquioxydes, de même que les pertes cumulées subies par l'onde laser.

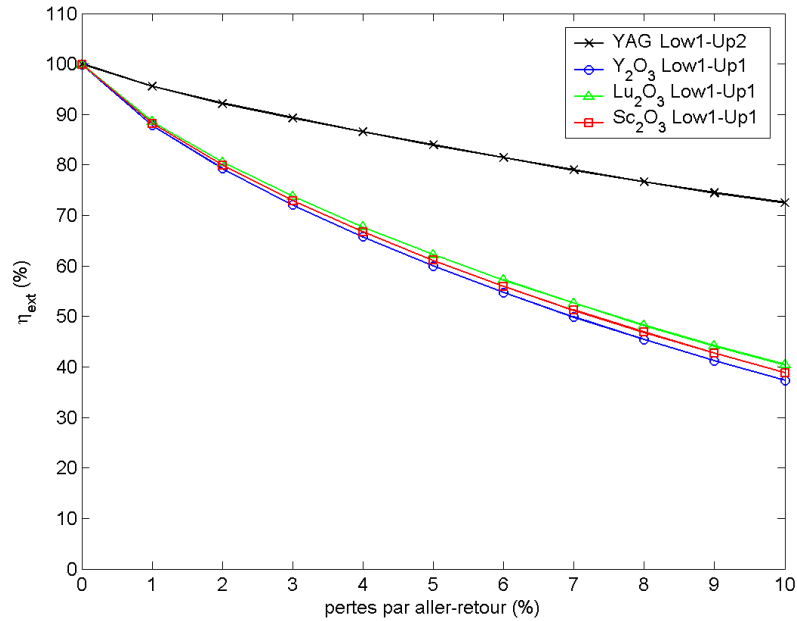


Figure II-41 : Rendements d'extraction d'énergie maximums pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction du niveau de pertes subi par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur.

Afin de comparer à nouveau ces quatre matériaux en tenant compte à la fois de leurs performances de stockage et d'extraction d'énergie, nous avons calculé leurs rendements globaux d'amplification  $\eta_{tot}$  en multipliant les rendements d'extraction d'énergie  $\eta_{ext}$  de la Figure II-41 par les rendements de stockage d'énergie  $\eta_{sto}$  calculés au paragraphe II.2.5 :

$$\text{Équation II-40} \quad \eta_{tot}(\gamma) = \eta_{sto} \eta_{ext}(\gamma)$$

Remarquons que si le rendement d'extraction d'énergie dépend du niveau de pertes de l'amplificateur, ce n'est pas le cas du rendement de stockage d'énergie.

Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure II-42.

Pour chacun des matériaux étudiés, la chute de rendement global d'amplification due à l'augmentation des pertes de l'amplificateur suit rigoureusement celle du rendement d'extraction d'énergie car le rendement de stockage est indépendant de  $\gamma$ . Ainsi, nous voyons que Yb:YAG est moins sensible aux pertes que les sesquioxydes de terres rares.

Lorsque les pertes sont nulles,  $\eta_{ext} = 100\%$  et nous obtenons :

$$\text{Équation II-41} \quad \eta_{tot} = \eta_{ext}$$

Nous retrouvons alors le classement établi au paragraphe II.2.5, à savoir que Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> se présente comme le meilleur matériau en terme de rendement global d'amplification avec  $\eta_{tot} = 53,8\%$ . Viennent ensuite Yb:YAG ( $\eta_{tot} = 47,6\%$ ), puis Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $\eta_{tot} = 45,6\%$ ), et enfin Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $\eta_{tot} = 43,2\%$ ). Pour un niveau de pertes inférieur à 2 %, le sesquioxyde de scandium dopé à l'ion ytterbium reste le meilleur des quatre matériaux étudiés, puis lorsque  $\gamma > 2\%$ , le YAG devient plus avantageux en terme de rendement d'amplification.

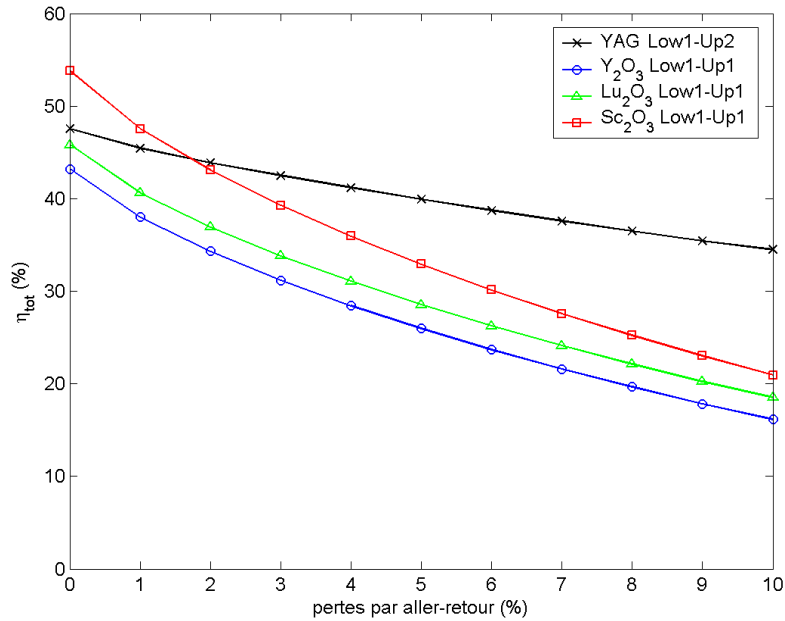


Figure II-42 : Rendements globaux d'amplification pour des cristaux de YAG et de sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction du niveau de pertes subi par l'onde laser à chaque aller-retour dans l'amplificateur.

Finalement, nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium sont de très bons matériaux pour la réalisation d'amplificateurs laser de forte énergie. En effet, ils permettent d'atteindre des rendements d'amplification très élevés, comparables à ceux du YAG dopé ytterbium et même supérieurs à ces derniers en ce qui concerne le Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> lorsque l'amplificateur présente un niveau de pertes relativement faible. Ces évaluations et comparaison des sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium ont fait l'objet de plusieurs communications scientifiques [Réf. 74]-[Réf. 77].



---

## **Chapitre III**

# **Modèle d'oscillateurs laser à ytterbium**

---





La première évaluation expérimentale des nouveaux matériaux laser que constituent les céramiques transparentes de sesquioxydes de terres rares dopées à l'ion ytterbium que nous avons choisi de mettre en œuvre est basée sur un oscillateur en régime relaxé (voir Chapitre IV). L'avantage d'un tel dispositif expérimental réside d'une part dans sa simplicité de mise en œuvre en comparaison, par exemple, avec un amplificateur multi passages, et d'autre part dans son caractère didactique. En effet dans un oscillateur relaxé, le taux d'excitation au sein du milieu amplificateur s'établit sans contrainte en fonction des paramètres de la cavité, et de nombreux phénomènes physiques particuliers aux systèmes laser quasi-trois-niveaux comme l'ion ytterbium sont plus aisément observables.

Avant de présenter, dans le quatrième chapitre de ce manuscrit, les résultats expérimentaux obtenus lors de l'évaluation des céramiques Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, nous avons choisi de présenter ces comportements particuliers de manière théorique et numérique. Ce traitement théorique et numérique fait l'objet du Chapitre III.

Dans un premier temps, nous présentons un modèle numérique d'oscillateur quasi-trois-niveaux en régime relaxé. Ce modèle résolu en temps considère une onde laser strictement monochromatique.

À l'aide de ce modèle, nous étudions l'influence de différents paramètres du laser comme l'intensité de pompe, la longueur du milieu amplificateur, la réflectivité du coupleur de cavité, ou encore le niveau de pertes de la cavité d'une part sur le rendement optique – optique de l'oscillateur et d'autre part sur le temps de création des oscillations laser dans la cavité.

## III.1 Modèle dynamique monochromatique d'oscillateurs quasi-trois-niveaux

### III.1.1 Modèle dynamique de cavité laser

#### III.1.1.1 Équations locales : en tout point d'un milieu laser

L'équation d'évolution temporelle du taux d'excitation en tout point d'un milieu amplificateur dopé à l'ion ytterbium éclairé par deux ondes lumineuses d'intensité  $I_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$  et  $I_P$  à la longueur d'onde  $\lambda_P$ , est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{Équation III-1} \quad \frac{d\beta}{dt} = & c \left[ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right] \Phi_P \\ & + c \left[ \sigma_{abs\_L} - (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \beta \right] \Phi_L - \frac{\beta}{\tau_{flu}} \end{aligned}$$

où  $c$  représente la vitesse de la lumière dans le matériau considéré, et  $\Phi_L$  et  $\Phi_P$  désignent respectivement les densités volumiques de photons aux longueurs d'onde  $\lambda_L$  et  $\lambda_P$  qui sont reliées aux intensités par les relations :

$$\text{Équation III-2} \quad \Phi_L = \frac{I_L}{c h \nu_L}$$

$$\text{Équation III-3} \quad \Phi_P = \frac{I_P}{c h \nu_P}$$

Dans l'Équation III-1, le premier terme du membre de droite représente l'absorption et l'émission stimulée à la longueur d'onde  $\lambda_P$ , le second terme représente l'absorption et l'émission stimulée à la longueur d'onde  $\lambda_L$  et le troisième terme représente l'émission spontanée. Afin d'établir une équation d'évolution temporelle de la densité volumique de photons à la longueur d'onde  $\lambda_L$  en tout point du matériau laser, il faut tenir compte de l'absorption et de l'émission stimulée à  $\lambda_L$ , ainsi que de l'émission spontanée. Il suffit pour cela de multiplier les deux derniers termes de l'Équation III-1 par la concentration totale en ion ytterbium  $N_{tot}$ . Nous obtenons alors :

$$\text{Équation III-4} \quad \frac{d\Phi_L}{dt} = N_{tot} \left\{ c \left[ (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \beta - \sigma_{abs\_L} \right] \Phi_L + \frac{\beta}{\tau_{fluo}} \right\}$$

Dans l'Équation III-4, on retrouve l'expression du gain linéique  $g_L$  à la longueur d'onde  $\lambda_L$ .

$$\text{Équation III-5} \quad \frac{d\Phi_L}{dt} = c g_L \Phi_L + N_{tot} \frac{\beta}{\tau_{fluo}}$$

### III.1.1.2 Équations pour une cavité laser simplifiée

Dans le paragraphe précédent, nous avons établi les équations dynamiques locales applicables en tout point d'un matériau laser (Équation III-1 et Équation III-4). Il s'agit maintenant de décrire le comportement dynamique d'une cavité laser réelle avec une extension spatiale connue. Pour cela, nous allons considérer que, à tout instant, ces grandeurs locales, et en particulier la densité de photons, sont homogènes spatialement dans tout le volume de la cavité. Cela revient à discrétiser l'évolution temporelle de la densité volumique de photons sur un pas de temps correspondant à la durée d'un aller-retour dans la cavité. Ainsi, ce modèle restera valable tant que cette durée d'aller-retour dans la cavité restera petite devant les temps caractéristiques des phénomènes résultants de la simulation (durée d'impulsion laser, temps de création de l'impulsion, ... etc). Cette approximation revient à considérer les moyennes spatiales du taux d'excitation  $\beta$  et des densités de photons  $\Phi_L$  et  $\Phi_P$  dans l'ensemble de la cavité.

Ainsi, pour une cavité laser simplifiée ne présentant qu'une seule dimension, dans laquelle le milieu laser, d'indice de réfraction égal à 1, remplit la totalité de l'espace entre les miroirs, nous pouvons écrire :

$$\text{Équation III-6} \quad \frac{d\langle\beta\rangle}{dt} = c \left[ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \langle\beta\rangle \right] \langle\Phi_P\rangle + c \left[ \sigma_{abs\_L} - (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle\beta\rangle \right] \langle\Phi_L\rangle - \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}}$$

Dans l'Équation III-6,  $\langle \beta \rangle$  désigne la valeur moyenne du taux d'excitation dans l'ensemble du milieu laser, et  $\langle \Phi_i \rangle$  la valeur moyenne de la densité de photons à la longueur d'onde  $\lambda_i$  dans toute la cavité.

$$\text{Équation III-7} \quad \langle \beta \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \beta(z) dz$$

$$\text{Équation III-8} \quad \langle \Phi_i \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L \Phi_i(z) dz$$

où  $L$  désigne à la fois la longueur du milieu laser et de la cavité.

En ce qui concerne l'évolution de la densité moyenne de photons intra cavité, nous devons ajouter à l'Équation III-4 un terme représentant la fuite des photons de la cavité caractérisée par la constante de temps  $\tau_c$  qui désigne la durée de vie moyenne des photons dans la cavité. On obtient alors la relation :

$$\text{Équation III-9} \quad \frac{d\langle \Phi_L \rangle}{dt} = c N_{tot} [(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle \beta \rangle - \sigma_{abs\_L}] \langle \Phi_L \rangle - \frac{\langle \Phi_L \rangle}{\tau_c} + N_{tot} \frac{\langle \beta \rangle}{\tau_{flu0}}$$

La durée de vie moyenne des photons dans la cavité peut s'exprimer en fonction de la durée de parcours d'un aller-retour dans la cavité  $\tau_{AR}$  et des pertes totales  $\Gamma$  subies par l'onde laser à chaque aller-retour dans la cavité :

$$\text{Équation III-10} \quad \tau_c = \frac{\tau_{AR}}{\Gamma}$$

Nous pouvons décomposer les pertes totales par aller-retour dans la cavité en deux termes : l'un représentant les pertes de couplage ou pertes externes de la cavité, c'est-à-dire les pertes par transmission de l'onde laser par le miroir de sortie, et l'autre  $\gamma$  représentant l'ensemble des pertes internes de la cavité (diffusion, absorption, diffraction, ... etc.). Nous obtenons alors, dans le cas d'un miroir de couplage de réflectivité  $R$  :

$$\text{Équation III-11} \quad \Gamma = \gamma - \ln(R)$$

En explicitant  $\tau_{AR}$  en fonction de la longueur  $L$  de la cavité et en introduisant l'expression de  $\Gamma$  (Équation III-11) dans l'Équation III-10, nous obtenons une nouvelle expression de la durée de vie moyenne des photons dans la cavité :

$$\text{Équation III-12} \quad \tau_c = \frac{2L}{c [\gamma - \ln(R)]}$$

En outre, le terme correspondant à l'émission spontanée dans l'Équation III-9 doit être modifié pour ne tenir compte que de la proportion de l'émission spontanée émise dans l'angle solide du mode du laser. On obtient alors :

$$\frac{d\langle\Phi_L\rangle}{dt} = c N_{tot} [(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L})\langle\beta\rangle - \sigma_{abs\_L}] \langle\Phi_L\rangle - \frac{\langle\Phi_L\rangle}{\tau_c} + N_{tot} \xi \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}}$$

Équation III-13

Le terme  $\xi$  peut alors s'interpréter comme le rapport entre le nombre de modes longitudinaux de l'émission du laser et  $p$  le nombre total de modes possibles dans le volume de la cavité  $V_c$  [Réf. 78]. Ce dernier nombre est donné par l'expression [Réf. 79] :

$$p \equiv \frac{4 \pi^2 V_c \Delta\lambda}{\lambda^3 \lambda}$$

Équation III-14

La bande spectrale  $\Delta\lambda$  correspondant à une transition laser est toujours petite devant la longueur d'onde centrale de cette transition  $\lambda$ , cependant le volume de la cavité d'un laser typique est toujours beaucoup plus grand que le terme  $\lambda^3$ . Ainsi, le nombre total de modes possible dans le volume de la cavité d'un laser est généralement extrêmement élevé, de l'ordre de  $p \approx 10^7$  à  $p \approx 10^{10}$  [Réf. 79]. Comme en général seulement une infime partie de ces modes possibles oscille réellement dans la cavité, nous pouvons estimer le terme  $\xi$  comme étant de l'ordre de  $\xi \approx 10^{-10}$  à  $\xi \approx 10^{-7}$ . Ainsi, seule une très faible proportion de l'émission spontanée s'ajoute à l'émission stimulée.

### III.1.1.3 Équations pour une cavité laser réaliste

Les équations que nous venons d'établir (Équation III-6 et Équation III-13) permettent de déterminer le comportement dynamique d'une cavité constituée d'un milieu laser d'indice optique égal à 1 remplissant tout le volume de la cavité.

Nous allons maintenant exprimer ces équations pour une cavité plus réaliste dans laquelle le milieu amplificateur d'indice optique  $n$  ne remplit pas la totalité de la cavité. Pour ce faire, nous considérons les deux systèmes (a) et (b) décrits dans la Figure III-1.

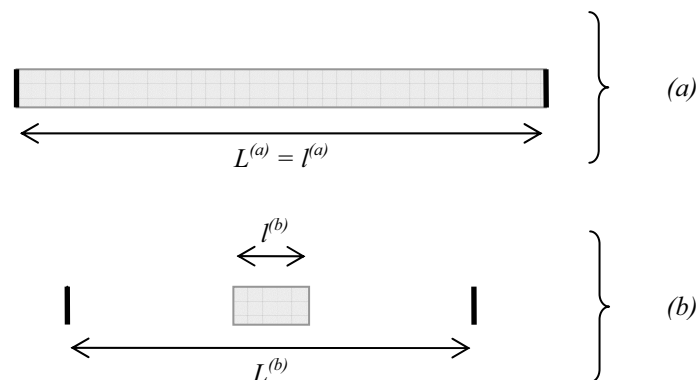


Figure III-1 : Schéma de la cavité réaliste à modéliser (b), et de la cavité simplifiée équivalente (a).

Pour que ces deux systèmes soient équivalents, leurs longueurs optiques doivent être identiques afin que la durée d'un aller-retour et donc le temps de vie moyen des photons  $\tau_c$  dans ces deux cavités soient égaux. La longueur optique  $L'^{(a)}$  du système simplifié (a) n'est autre que la longueur de la cavité  $L^{(a)}$ , elle-même égale à la longueur du milieu amplificateur  $l^{(a)}$  puisque l'indice optique milieu laser est égal à 1. De plus, pour que les systèmes (a) et (b) soient équivalents, il faut que le nombre total d'ions ytterbium présents dans le milieu amplificateur soit le même pour les deux systèmes. En notant  $V_{amp}^{(a)}$  et  $V_{amp}^{(b)}$  les volumes des milieux amplificateurs des systèmes (a) et (b), nous obtenons la condition :

$$\text{Équation III-15} \quad V_{amp}^{(a)} N_{tot}^{(a)} = V_{amp}^{(b)} N_{tot}^{(b)}$$

Comme notre modèle ne prend en compte qu'une seule dimension, nous pouvons dans notre cas réécrire l'Équation III-15 de la façon suivante :

$$\text{Équation III-16} \quad N_{tot}^{(a)} = N_{tot}^{(b)} \frac{l^{(b)}}{l^{(a)}}$$

De plus, nous avons vu que la longueur du milieu amplificateur  $l^{(a)}$  du système (a) n'est autre que sa longueur optique  $L'^{(a)}$ . Les longueurs optiques des deux systèmes considérés étant égales, nous pouvons exprimer la densité volumique en ions ytterbium du système (a) en fonction de paramètres du système (b):

$$\text{Équation III-17} \quad N_{tot}^{(a)} = N_{tot}^{(b)} \frac{l^{(b)}}{L'^{(b)}}$$

De même, pour conserver la quantité totale d'énergie contenue dans les cavités des systèmes (a) et (b), le nombre total de photons d'énergie  $h \nu_L$  et  $h \nu_P$  doit être le même dans les deux cavités, et la relation suivante doit être vérifiée :

$$\text{Équation III-18} \quad V'_{cav}{}^{(a)} \Phi_i^{(a)} = V'_{cav}{}^{(b)} \Phi_i^{(b)}$$

Où  $V'_{cav}{}^{(a)}$  et  $V'_{cav}{}^{(b)}$  désignent les volumes optiques des cavités (a) et (b). L'indice i dans l'Équation III-18, fait référence soit à la longueur d'onde de pompe  $\lambda_P$ , soit à la longueur d'onde laser  $\lambda_L$ . Comme d'une part nous considérons un problème à une seule dimension et que d'autre part les longueurs optiques des deux cavités sont identiques, nous obtenons :

$$\text{Équation III-19} \quad \Phi_i^{(a)} = \Phi_i^{(b)}$$

D'après les équations Équation III-6 et Équation III-13, nous pouvons déterminer le système d'équations différentielles couplées décrivant le comportement dynamique du système simplifié (a) :

$$\text{Équation III-20} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\langle\beta\rangle}{dt} = c [\sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \langle\beta\rangle] \langle\Phi_P^{(a)}\rangle \\ \quad + c [\sigma_{abs\_L} - (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle\beta\rangle] \langle\Phi_L^{(a)}\rangle - \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}} \\ \frac{d\langle\Phi_L^{(a)}\rangle}{dt} = c N_{tot}^{(a)} [(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle\beta\rangle - \sigma_{abs\_L}] \langle\Phi_L^{(a)}\rangle \\ \quad - \frac{\langle\Phi_L^{(a)}\rangle}{\tau_c} + N_{tot}^{(a)} \xi \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}} \end{array} \right.$$

En utilisant les équivalences entre les systèmes (a) et (b) décrites dans l'Équation III-17 et l'Équation III-19, nous pouvons maintenant établir les équations dynamiques de la cavité réaliste (b) :

$$\text{Équation III-21} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\langle\beta\rangle}{dt} = c [\sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \langle\beta\rangle] \langle\Phi_P^{(b)}\rangle \\ \quad + c [\sigma_{abs\_L} - (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle\beta\rangle] \langle\Phi_L^{(b)}\rangle - \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}} \\ \frac{d\langle\Phi_L^{(b)}\rangle}{dt} = c N_{tot}^{(b)} \frac{l^{(b)}}{L^{(b)}} [(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}) \langle\beta\rangle - \sigma_{abs\_L}] \langle\Phi_L^{(b)}\rangle \\ \quad - \frac{\langle\Phi_L^{(b)}\rangle}{\tau_c} + N_{tot}^{(b)} \frac{l^{(b)}}{L^{(b)}} \xi \frac{\langle\beta\rangle}{\tau_{fluo}} \end{array} \right.$$

Le facteur  $l^{(b)}/L^{(b)}$  qui apparaît dans l'équation précédente rend compte du fait que le matériau laser ne remplit pas toute la cavité et que par conséquent l'amplification n'a lieu que dans un volume restreint.

#### III.1.1.4 Évolution temporelle de l'intensité en sortie de cavité

L'Équation III-21 permet de déterminer l'évolution temporelle du taux d'excitation moyen dans le milieu amplificateur et de la densité volumique moyenne de photons à l'intérieur d'une cavité laser. À partir de la densité volumique moyenne de photons intra cavité  $\langle\Phi_L\rangle$ , nous pouvons proposer une expression de la puissance en sortie de cavité.

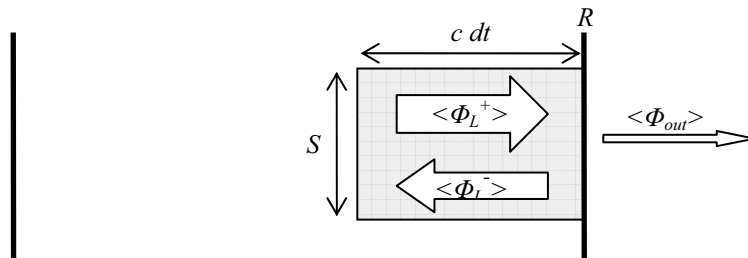


Figure III-2 : représentation des photons susceptibles de sortir de la cavité laser pendant une durée  $dt$ .

Pour ce faire, nous considérons l'énergie  $dE_{out}$  sortant de la cavité pendant une durée infinitésimale  $dt$ . Les photons susceptibles de rencontrer le miroir de sortie de la cavité, et donc de sortir de l'oscillateur avec une probabilité  $(1-R)$ , pendant une durée  $dt$  sont contenus dans le volume  $S c dt$  (voir Figure III-2).

En notant  $\langle \Phi_L^+ \rangle$  la densité volumique moyenne des photons se propageant en direction du miroir de sortie de la cavité, nous obtenons la relation :

$$\text{Équation III-22} \quad dE_{out} = (1-R) h \nu_L \langle \Phi_L^+ \rangle S c dt$$

De plus, en notant  $\langle \Phi_L^- \rangle$  la densité volumique moyenne des photons réfléchis par le miroir de couplage de la cavité nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$\text{Équation III-23} \quad \langle \Phi_L \rangle = \langle \Phi_L^+ \rangle + \langle \Phi_L^- \rangle$$

$$\text{Équation III-24} \quad \langle \Phi_L \rangle = (1+R) \langle \Phi_L^+ \rangle$$

L'énergie  $dE_{out}$  sortant de la cavité pendant une durée infinitésimale  $dt$  peut alors s'écrire en fonction de  $\langle \Phi_L \rangle$ , la densité photonique intra cavité moyenne totale :

$$\text{Équation III-25} \quad dE_{out} = \frac{(1-R)}{(1+R)} h \nu_L \langle \Phi_L \rangle S c dt$$

Nous pouvons alors déterminer l'expression de l'intensité laser  $I_{out}$  sortant de la cavité en fonction de la densité de photons intra cavité :

$$\text{Équation III-26} \quad I_{out} = \frac{(1-R)}{(1+R)} c h \nu_L \langle \Phi_L \rangle$$

Nous pouvons également réécrire l'expression de  $I_{out}$  en fonction de l'intensité laser moyenne circulant à l'intérieur de la cavité. D'après l'Équation III-2 et l'Équation III-26, nous obtenons :

$$\text{Équation III-27} \quad I_{out} = \frac{(1-R)}{(1+R)} I_L$$

### III.1.1.5 Formulation du comportement dynamique d'un oscillateur relaxé

Nous allons réécrire le système d'équations différentielles Équation III-21 régissant le comportement dynamique d'une cavité laser en régime relaxé en remplaçant les termes de densité photonique par des intensités directement mesurables. En allégeant quelque peu la notation utilisée jusqu'à présent, nous obtenons le système suivant :



$$\text{Équation III-28} \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\beta}{dt} = [\sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P})\beta] \frac{\langle I_P \rangle}{h \nu_P} \\ \quad + [\sigma_{abs\_L} - (\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L})\beta] \frac{I_L}{h \nu_L} - \frac{\beta}{\tau_{flu0}} \\ \frac{dI_L}{dt} = N_{tot} c \frac{l}{L'} [(\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L})\beta - \sigma_{abs\_L}] I_L - \frac{I_L}{\tau_c} \\ \quad + N_{tot} c h \nu_L \frac{l}{L'} \xi \frac{\beta}{\tau_{flu0}} \end{array} \right.$$

où  $\beta$  désigne le taux d'excitation moyen au sein du matériau laser,  $I_L$  désigne l'intensité laser moyenne intra cavité et  $\langle I_P \rangle$  désigne l'intensité de pompe moyenne dans le milieu laser ; ces trois variables ne dépendant que du temps.

Si nous considérons le cas d'un pompage longitudinal, suivant l'axe de la cavité  $z$ , nous pouvons déterminer l'expression de l'intensité de pompe moyenne dans le milieu laser :

$$\text{Équation III-29} \quad \langle I_P \rangle(t) = \frac{1}{l} \int_0^l I_P(t, z) dz$$

Où  $l$  désigne la longueur du milieu amplificateur. Nous voyons qu'il est alors nécessaire de connaître le profil spatial de l'intensité de pompe au sein du milieu amplificateur régit par l'équation suivante.

$$\text{Équation III-30} \quad \frac{\partial I_P(t, z)}{\partial z} = [(\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P})\beta(t) - \sigma_{abs\_P}] I_P(t, z)$$

Par conséquent, pour résoudre le système d'équations différentielles couplées Équation III-28, il faut à chaque pas de temps résoudre l'Équation III-30 en considérant une nouvelle valeur du taux d'excitation moyen  $\beta$ . À partir du profil spatial d'intensité de pompe ainsi obtenu, nous pouvons calculer le paramètre  $\langle I_P \rangle$  et le réinjecter dans l'Équation III-28.

Les variables d'initialisation de l'ensemble des équations que nous venons d'établir sont,  $I_L(t=0)$  l'intensité laser moyenne intra cavité à l'instant où le pompage débute,  $\beta(t=0)$  le taux d'excitation moyen au sein du matériau laser à l'instant où le pompage débute, et  $I_P(t, z=0)$  le profil temporel de l'intensité de pompe injectée dans le milieu amplificateur. À l'instant initial, c'est-à-dire au début du pompage, l'intensité laser moyenne intra cavité est nulle, et le taux d'excitation au sein du matériau laser est déterminé par une statistique de Boltzmann.

$$\text{Équation III-31} \quad \beta(t=0) = \sum_i \exp\left(-\frac{E_{Upi}}{kT}\right)$$

où  $E_{Upi}$  désigne l'énergie du  $i^{\text{ème}}$  sous niveau Stark du multiplet excité de l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  ( $^2F_{5/2}$ ),  $k$  est la constante de Boltzmann et  $T$  est la température du matériau laser. C'est donc le terme correspondant à l'émission spontanée  $[c \xi (l/L') h \nu_L N_{tot} (\beta / \tau_{flu0})]$  qui permet le démarrage des oscillations laser dans la cavité.

### III.1.2 Exemple d'une cavité relaxée Yb:YAG

La résolution numérique du système Équation III-28 nous permet de connaître l'évolution dynamique du taux d'excitation moyen au sein du matériau laser et de l'intensité laser moyenne circulant à l'intérieur de la cavité. Nous pouvons alors déterminer l'évolution temporelle de l'intensité laser  $I_{out}$  émise par l'oscillateur à la longueur d'onde  $\lambda_L$  grâce à la relation Équation III-27.

Considérons l'exemple d'une cavité en mode relaxé dans laquelle le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG dopé à 2 at.% et dont les paramètres sont rassemblés dans le Tableau III-1.

<i>Notation</i>	<i>Signification</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unité</i>
$N_{tot}$	Concentration en Yb <sup>3+</sup>	$2,46.10^{20}$	cm <sup>-3</sup>
$\lambda_P$	Longueur d'onde de pompe	940	nm
$\lambda_L$	Longueur d'onde d'amplification	1030	nm
$\sigma_{abs\_P}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_P$	$0,76.10^{-20}$	cm <sup>2</sup>
$\sigma_{em\_P}$	Section efficace d'émission à $\lambda_P$	$0,22.10^{-20}$	cm <sup>2</sup>
$\sigma_{abs\_L}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_L$	$0,11.10^{-20}$	cm <sup>2</sup>
$\sigma_{em\_L}$	Section efficace d'émission à $\lambda_L$	$2,40.10^{-20}$	cm <sup>2</sup>
$\tau_{fluo}$	Durée de vie de fluorescence	950	μs
$n$	Indice optique du milieu laser	1,8	
$l$	Longueur du milieu laser	5	mm
$L$	Longueur de la cavité	1	m
$R$	Réfectivité du miroir de sortie	90	%
$\gamma$	Pertes internes par aller-retour	5	%
$\zeta$	Proportion « utile » de l'émission spontanée	$10^{-10}$	
$I_{Pmax}$	Intensité de pompe en entrée du cristal	20	kW.cm <sup>-2</sup>
$\tau_P$	Durée des impulsions de pompe	600	μs

Tableau III-1 : Paramètres de l'oscillateur étudié.

L'intensité de pompe utilisée présente un profil temporel carré de durée  $\tau_P$  et de valeur crête  $I_{Pmax}$ .

Avec les paramètres du Tableau III-1, la résolution numérique du système d'équations différentielles couplées Équation III-28, nous permet d'obtenir les évolutions temporelles du taux d'excitation moyen  $\beta(t)$  et de l'intensité émise par l'oscillateur  $I_{out}(t)$ , représentées sur la Figure III-3.

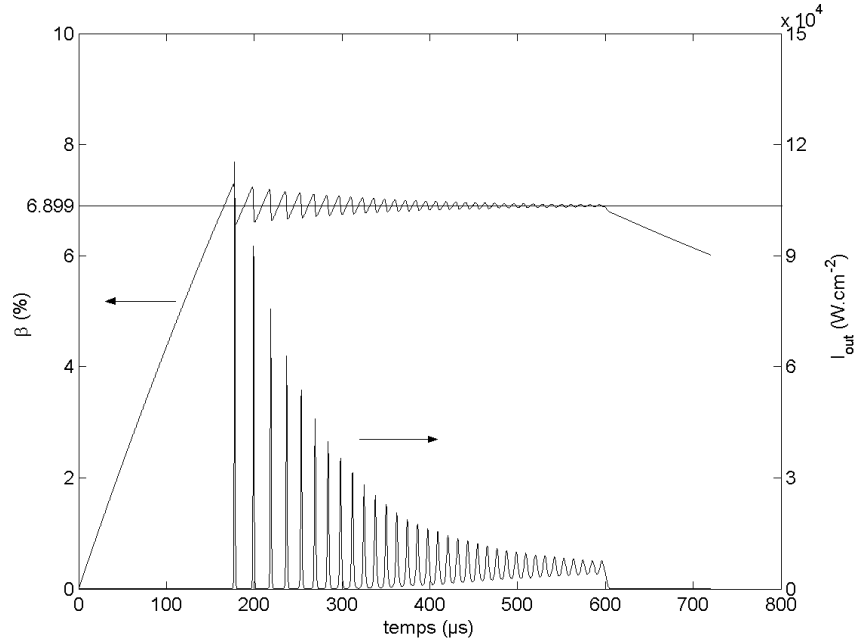


Figure III-3 : Évolution temporelle du taux d'excitation moyen dans le cristal de Yb:YAG (échelle de gauche) et de l'intensité laser émise par l'oscillateur (échelle de droite).

La condition de démarrage des oscillations laser dans une cavité s'écrit de manière générale :

$$\text{Équation III-32} \quad G P = 1$$

où  $G$  désigne le gain total par aller-retour dans la cavité et  $P$  les pertes subies par l'onde laser au cours d'un aller-retour dans la cavité. Le gain total par aller-retour  $G$  peut alors s'exprimer en fonction du gain linéique  $g_L$  dans le matériau laser et de la longueur du cristal  $l$ , par la formule:

$$\text{Équation III-33} \quad G = e^{2lg_L}$$

Si nous considérons une cavité constituée par deux miroirs dont l'un ne présente pas de pertes et l'autre possède une réflectivité  $R$ , et si nous considérons de plus que toutes les autres pertes subies par l'onde laser durant un aller-retour dans la cavité peuvent s'écrire sous la forme  $e^{-\gamma}$ , nous obtenons alors une expression des pertes par aller-retour dans la cavité :

$$\text{Équation III-34} \quad P = R e^{-\gamma}$$

La condition d'oscillation peut alors se réécrire sous la forme :

$$\text{Équation III-35} \quad g_{\text{seuil}} = \frac{\gamma - \ln(R)}{2l}$$

où  $g_{\text{seuil}}$  désigne le gain linéique minimal dans le matériau laser pour que les oscillations laser puissent démarrer dans la cavité. L'ensemble des pertes de la cavité peut être rassemblé en un terme  $\Gamma$  :

$$\text{Équation III-36} \quad \Gamma = \gamma - \ln(R)$$

Cette condition d'oscillation se traduit également par l'existence d'un taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  permettant d'atteindre le gain  $g_{seuil}$  :

$$\text{Équation III-37} \quad \beta_{seuil} = \frac{1}{\sigma_{em\_L} + \sigma_{abs\_L}} \left[ \frac{\Gamma}{2l N_{tot}} + \sigma_{abs\_L} \right]$$

Dans l'exemple étudié ici, le taux d'excitation permettant de remplir la condition d'oscillation est  $\beta_{seuil} \approx 6,9 \%$ . Cette valeur particulière de  $\beta$ , qui dépend directement des pertes intra cavité, est représentée sur la Figure III-3 par le trait horizontal. Nous pouvons remarquer que lorsque le pompage débute, le taux d'excitation augmente jusqu'à ce qu'il atteigne la valeur  $\beta_{seuil}$ . Les oscillations laser démarrent dans la cavité et le taux d'excitation oscille et se stabilise autour de la valeur  $\beta_{seuil}$ .

À partir du profil temporel de l'intensité en sortie de cavité laser, nous pouvons déterminer la fluence  $F_{out}$  émise par l'oscillateur au cours de chaque impulsion de pompe :

$$\text{Équation III-38} \quad F_{out} = \int I_{out}(t) dt$$

Pour l'exemple présenté ici, nous obtenons une fluence de  $1,02 \text{ J.cm}^{-2}$ . Nous pouvons alors calculer le rendement de l'oscillateur défini comme le rapport entre la fluence émise par l'oscillateur et la fluence de pompe  $F_p$  :

$$\text{Équation III-39} \quad \eta = \frac{F_{out}}{F_p}$$

Comme nous considérons un profil temporel de pompe carré, nous obtenons :

$$\text{Équation III-40} \quad \eta = \frac{F_{out}}{I_{Pmax} \tau_p}$$

Le rendement de l'oscillateur étudié est alors égal à  $8,5 \%$ .

Le profil temporel de l'intensité laser émise par l'oscillateur nous permet également de déterminer le temps de création  $\tau_{création}$  des oscillations laser. Ce temps de création est défini comme la durée entre le début du pompage et le maximum du premier pic d'oscillation de l'intensité laser. Dans le cas de l'oscillateur étudié dans ce paragraphe, nous obtenons  $\tau_{création} = 178 \mu\text{s}$ .

Nous allons maintenant étudier l'influence de quelques paramètres de la cavité comme l'intensité de pompe, la longueur du milieu amplificateur, la réflectivité du miroir de sortie de cavité, ou encore le niveau de pertes intra cavité sur le temps de création et le rendement de l'oscillateur laser.

### III.1.2.1 Influence de l'intensité de pompe

Sur la Figure III-4, nous avons représenté l'évolution du temps de création des oscillations laser et du rendement de l'oscillateur en fonction de l'intensité crête des impulsions de pompe  $I_{Pmax}$ .

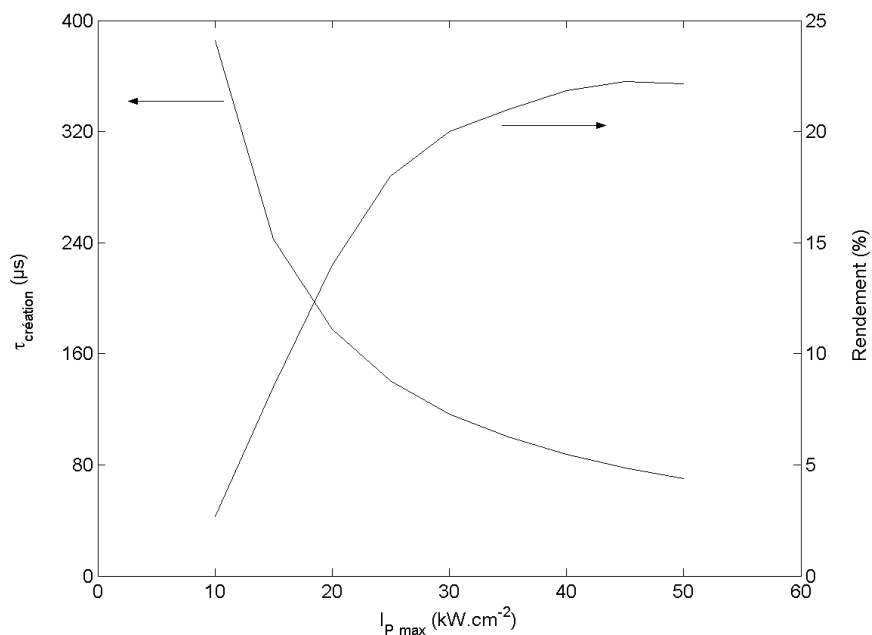


Figure III-4 : évolution du temps de création des oscillations laser (échelle de gauche) et du rendement de l'oscillateur (échelle de droite) en fonction de la puissance de pompe.

Le temps de création des oscillations laser diminue au fur et à mesure que l'intensité de pompage augmente. En effet, d'après l'Équation III-28, d'une part, le taux d'excitation  $\beta$  augmente d'autant plus vite que  $\langle I_p \rangle$  est élevé, et d'autre part, l'intensité laser moyenne intra cavité augmente d'autant plus vite que  $\beta$  est élevé. Ainsi, l'intensité laser moyenne intra cavité augmente d'autant plus vite que l'intensité de pompage est élevée.

Nous pouvons également remarquer sur la Figure III-4 que le rendement de l'oscillateur augmente avec l'intensité de pompe. En effet, lorsque  $\langle I_p \rangle$  est élevé, le temps de création des oscillations est court de même que l'intervalle de temps entre chaque oscillation. Ainsi, la valeur moyenne de l'onde laser émise par l'oscillateur, et donc son énergie, est d'autant plus élevée que l'intensité de pompe est importante.

### III.1.2.2 Influence de la longueur du milieu amplificateur

Sur la Figure III-5, nous avons représenté l'évolution du temps de création des oscillations laser et du rendement de l'oscillateur en fonction de la longueur du milieu amplificateur  $l$ .

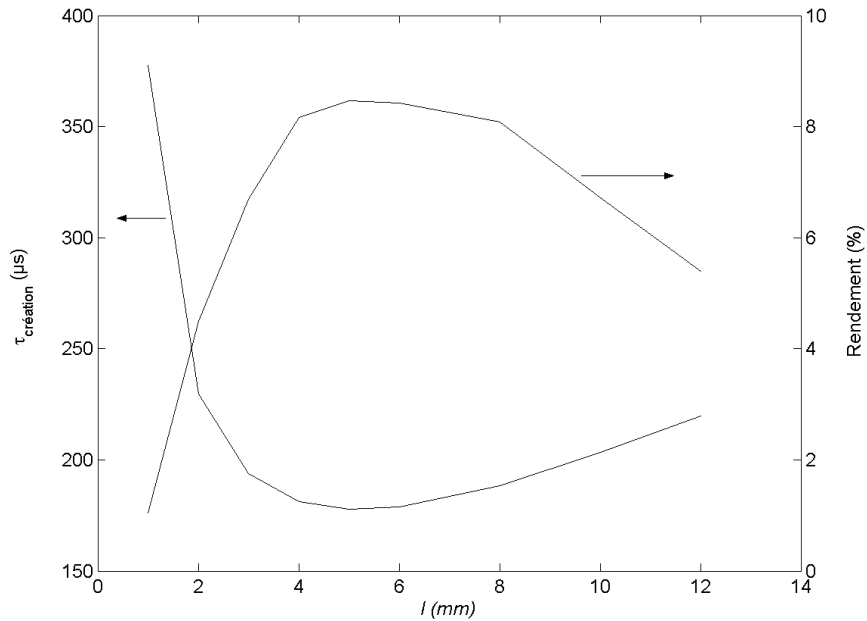


Figure III-5 : Évolution du temps de création des oscillations laser (échelle de gauche) et du rendement de l'oscillateur (échelle de droite) en fonction de la longueur du cristal.

Nous pouvons remarquer que lorsque la longueur du milieu amplificateur augmente, le rendement de l'oscillateur augmente, puis passe par un maximum avant de décroître. Nous voyons alors apparaître une longueur optimale du cristal qui correspond au rendement maximal. Comme dans le cas de l'amplificateur présenté au chapitre II, pour un pompage longitudinal, une longueur trop importante du matériau laser peut faire apparaître une zone dans laquelle le taux d'excitation n'est pas suffisamment élevé pour rendre le cristal transparent à la longueur d'onde laser. Plus cette zone absorbante est étendue, plus le gain linéique moyen est limité dans le milieu amplificateur. C'est également ce phénomène de réabsorption limitant le gain linéique qui explique l'augmentation du temps de création des oscillations laser lorsque la longueur optimale du cristal est dépassée. La longueur optimale du cristal permet alors de minimiser le temps de création des oscillations laser.

### III.1.2.3 Influence de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité

Sur la Figure III-6, nous avons représenté l'évolution du temps de création des oscillations laser et du rendement de l'oscillateur en fonction de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité  $R$ .

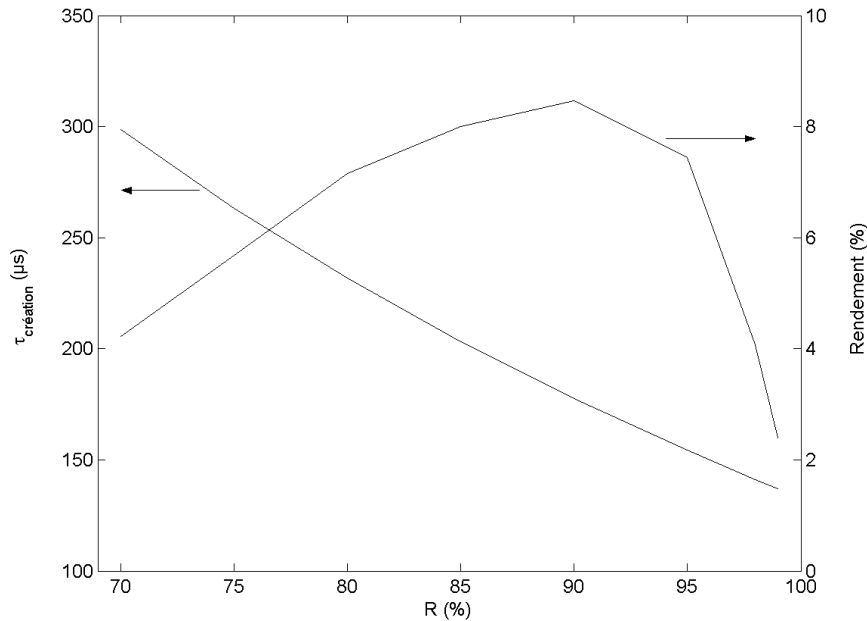


Figure III-6 : Évolution du temps de création des oscillations laser (échelle de gauche) et du rendement de l'oscillateur (échelle de droite) en fonction de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité.

Lorsque la réflectivité du miroir de sortie de cavité augmente, le temps de création des oscillations laser diminue car d'après l'Équation III-11, les pertes totales diminuent. Un gain plus faible suffit alors pour égaler les pertes et permettre le démarrage des oscillations. Le taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  permettant d'atteindre ce gain est alors également plus faible et est atteint plus rapidement. Ainsi, les oscillations laser démarrent d'autant plus vite que la réflectivité du miroir de sortie de la cavité est importante.

Nous pouvons remarquer sur la Figure III-6 que la courbe représentant l'évolution du rendement de l'oscillateur en fonction de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité passe par un maximum. Nous pouvons alors définir une valeur optimale de la réflectivité du miroir de sortie de cavité  $R_{opt}$ . Pour des valeurs de  $R$  plus faibles que  $R_{opt}$ , les pertes totales intra cavité sont importantes et limitent l'intensité laser intra cavité. Lorsque  $R > R_{opt}$ , les pertes sont faibles et l'intensité circulant à l'intérieur de la cavité est importante ; cependant, d'après l'Équation III-27, seule une faible proportion de l'intensité laser moyenne intra cavité est transmise vers l'extérieur : en effet  $(I-R) / (I+R)$  décroît lorsque  $R$  augmente. Il existe donc un compromis entre la valeur de l'intensité laser intra cavité favorisée par des réflectivités importantes et la proportion de cette intensité effectivement émise par l'oscillateur qui est proportionnelle à  $(I-R) / (I+R)$ . Ce compromis explique l'existence d'une valeur optimale de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité.

#### III.1.2.4 Influence des pertes intra cavité

Sur la Figure III-7, nous avons représenté l'évolution du temps de création des oscillations laser et du rendement de l'oscillateur en fonction des pertes intra cavité  $\gamma$ .

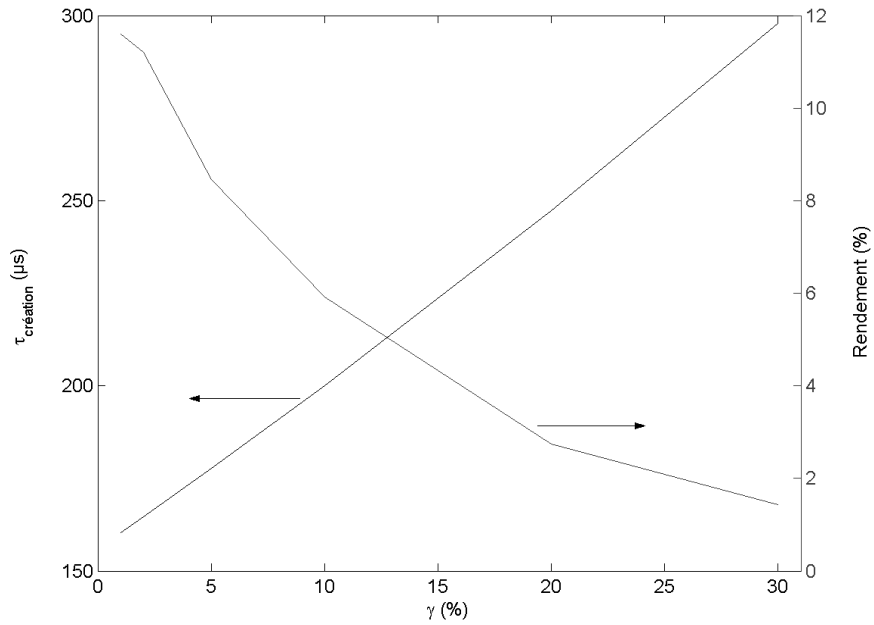


Figure III-7 : Évolution du temps de création des oscillations laser (échelle de gauche) et du rendement de l'oscillateur (échelle de droite) en fonction des pertes internes.

En ce qui concerne l'évolution du temps de création des oscillations laser, nous retrouvons le même comportement qu'au paragraphe précédent. Une augmentation des pertes internes  $\gamma$  implique une augmentation des pertes totales intra cavité, et cela se traduit par un allongement du temps de création des oscillations laser. De même, lorsque les pertes augmentent, le rendement diminue.

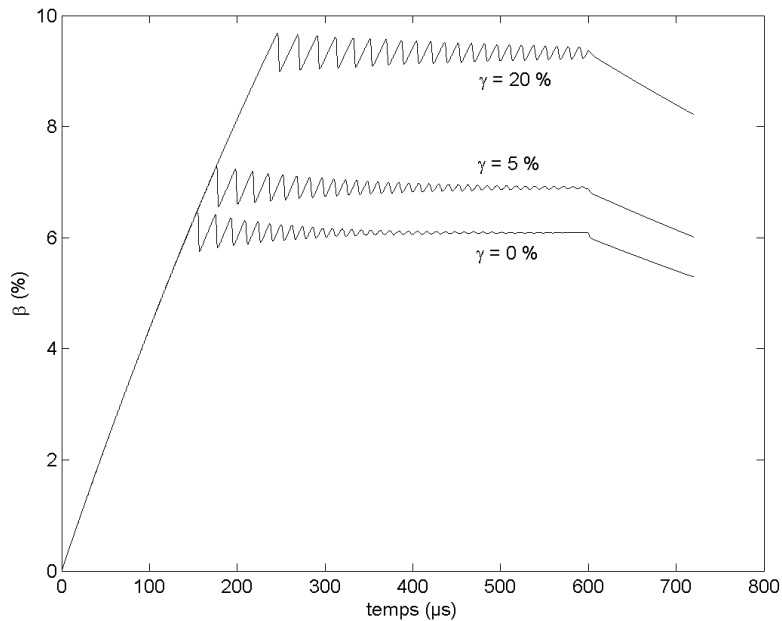


Figure III-8 : évolution temporelle du taux d'excitation moyen dans le cristal de Yb:YAG pour  $\gamma = 0, 5$  et  $20\%$ .



D'après l'Équation III-37, le taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  permettant le démarrage des oscillations laser dans la cavité dépend directement des pertes internes de la cavité. En effet, lorsque les pertes internes  $\gamma$  augmentent, les pertes totales  $\Gamma$  augmentent et  $\beta_{seuil}$  est d'autant plus important.

Sur la Figure III-8, nous avons représenté l'évolution temporelle du taux d'excitation moyen dans le milieu amplificateur pour différentes valeurs du niveau de pertes internes de la cavité. Nous pouvons effectivement remarquer que plus les pertes sont importantes, plus le taux d'excitation doit être élevé pour permettre le démarrage des oscillations. De même, plus les pertes sont importantes, plus le taux d'excitation oscille autour d'une valeur importante.

Le modèle que nous venons de proposer permet de décrire le comportement dynamique d'un oscillateur laser en régime relaxé. Cependant, ce modèle est purement monochromatique : il ne tient compte que d'une seule longueur d'onde de pompe et d'une seule longueur d'onde laser. Compte tenu de la largeur relativement importante des spectres d'émission et d'absorption des matériaux dopés ytterbium, il peut se révéler nécessaire d'étudier leur comportement spectral.

Dans la suite de ce document, nous allons présenter une étude théorique, numérique et expérimentale du comportement spectral particulier des oscillateurs laser à base d'ytterbium.

En particulier, la deuxième partie du Chapitre III est consacrée à l'étude théorique du comportement spectral des matériaux dopés à l'ytterbium ainsi que des oscillateurs laser à base d'ytterbium. Après avoir exposé l'influence de la valeur du taux d'excitation au sein du milieu laser sur l'allure du profil spectral du gain, nous proposons une étude qualitative de l'influence des pertes d'un oscillateur laser à base d'ytterbium, et en particulier de la réflectivité du coupleur de cavité, sur son spectre d'émission. Finalement, nous présentons une validation expérimentale des phénomènes prévus.

## III.2 Comportement spectral des lasers dopés ytterbium

### III.2.1 Influence du taux d'excitation sur le gain linéique

Dans le cas d'un laser à quatre niveaux, où la population du niveau terminal de la transition laser peut être négligée, le gain linéique s'exprime simplement sous la forme :

$$\text{Équation III-41} \quad g_L(\lambda) = \sigma_{em}(\lambda) N_{Up}$$

où  $\sigma_{em}(\lambda)$  désigne la section efficace d'émission à la longueur d'onde  $\lambda$ , et  $N_{Up}$  est la densité de population de l'état excité. En introduisant le taux d'excitation  $\beta$ , défini comme le rapport entre la densité de population de l'état excité et la concentration en ion dopant, dans l'Équation III-41, nous obtenons une nouvelle expression du gain linéique :

$$\text{Équation III-42} \quad g_L(\lambda) = N_{tot} \beta \sigma_{em}(\lambda)$$

où  $N_{tot}$  désigne la concentration totale en ions dopants. Ainsi, dans le cas d'un laser à quatre niveaux, le gain linéique est proportionnel à la section efficace d'émission du matériau laser et  $\beta$  n'influe que sur l'amplitude du spectre de gain  $g_L(\lambda)$ . Quelque soit le niveau du taux d'excitation, la forme du gain spectral reste identique à celle du spectre d'émission du matériau laser.

Les matériaux dopés à l'ion ytterbium sont des systèmes laser quasi-trois-niveaux. Nous avons vu au paragraphe I.1.3 que ces systèmes sont caractérisés par des populations thermiques des différents sous niveaux Stark significatives à température ambiante, l'éclatement énergétique de chacun des multiplets étant du même ordre de grandeur que le quantum d'énergie thermique ( $kT \approx 200 \text{ cm}^{-1}$  @300K). Les niveaux terminaux des différentes

transitions lasers possibles sont donc thermiquement peuplées comme le montre la Figure III-9 dans le cas du Yb:YAG.

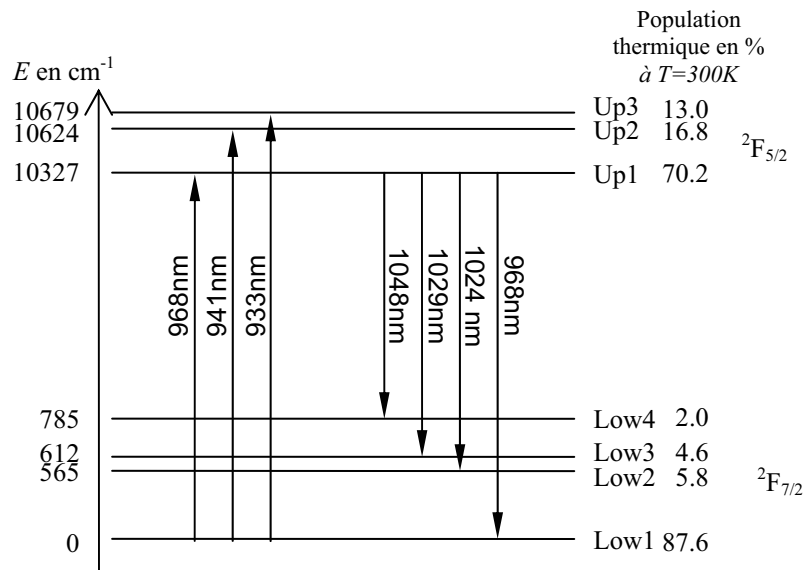


Figure III-9 : Diagramme énergétique de l'ion ytterbium dans la matrice YAG.

Du fait de cette population thermique, les matériaux dopés à l'ion ytterbium présente notamment une absorption non négligeable dans le domaine spectral d'amplification ( $\lambda > 980$  nm). Dans le cas du YAG dopé Yb<sup>3+</sup>, dont les spectres d'absorption et d'émission sont représentés sur la Figure III-10, nous pouvons en particulier remarquer un pic d'absorption significatif centré autour de 1030 nm correspondant à la transition Low3-Up1.

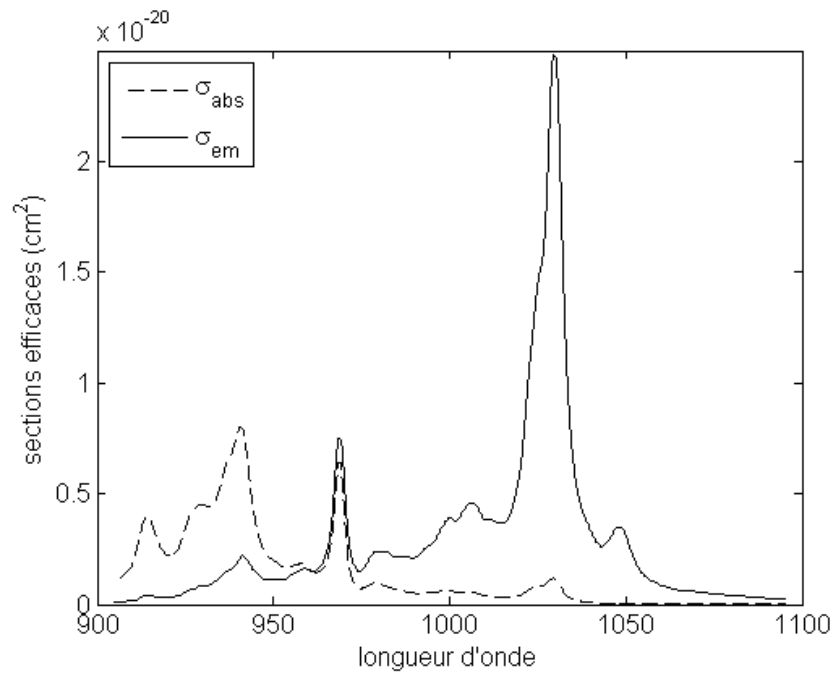


Figure III-10 : Spectres d'absorption (en pointillé) et d'émission (en trait plein) du YAG dopé ytterbium.

Cette particularité des lasers quasi-trois-niveaux a une influence sur le gain linéique dont l'expression est rappelée ci-dessous :

$$\text{Équation III-43} \quad g_L(\lambda) = \sigma_{em}(\lambda)N_{Up} - \sigma_{abs}(\lambda)N_{Low}$$

$$\text{Équation III-44} \quad g_L(\lambda) = N_{tot} \{ \beta [\sigma_{em}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda)] - \sigma_{abs}(\lambda) \}$$

Le spectre de gain n'est plus proportionnel à la section efficace d'émission du matériau laser et à la fois l'amplitude et la forme du spectre de gain dépendent de la valeur du taux d'excitation  $\beta$ . À partir de l'expression du gain linéique de l'Équation III-44 et des spectres d'absorption et d'émission de la Figure III-10, et en fixant une valeur de dopage, nous pouvons tracer le profil spectral du gain du Yb:YAG pour différentes valeurs du taux d'excitation. La figure suivante représente le spectre de gain du YAG dopé à 2 at.% d'ions ytterbium ( $N_{tot} = 2,46 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) pour des taux d'excitation compris entre 0 % et 50%.

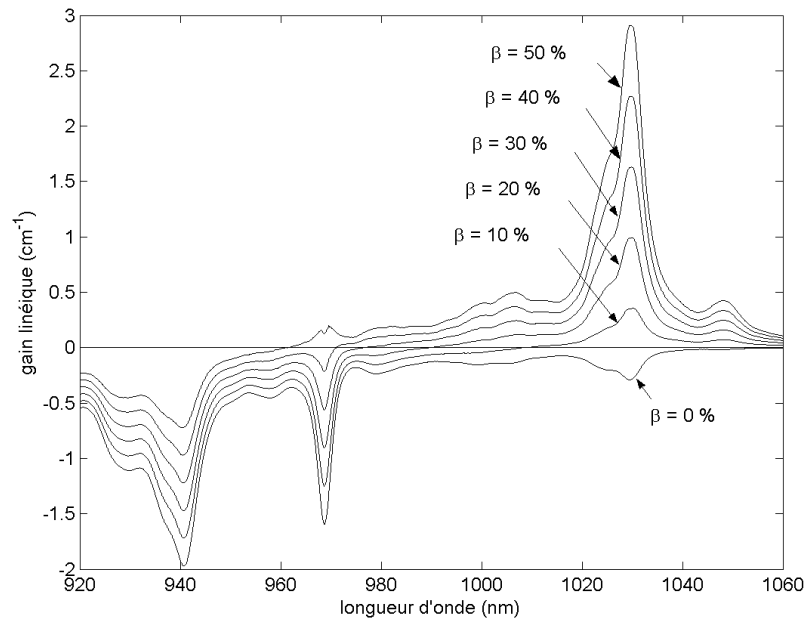


Figure III-11 : Spectre de gain du YAG dopé à 2 atomes % d'ytterbium pour des taux d'excitation de 0, 10, 20, 30, 40 et 50 %.

Dans la zone spectrale d'amplification ( $\lambda > 980 \text{ nm}$ ), la forme du spectre de gain varie peu pour des taux d'inversion supérieurs à une dizaine de %. Ceci s'explique par le fait que dans cette zone spectrale, les valeurs de la section efficace d'émission restent bien supérieures à celles de la section efficace d'absorption. Ainsi lorsque  $\beta$  est supérieur à 10 %, on retrouve en première approximation l'expression du gain linéique caractéristique d'un laser à quatre niveaux (voir Équation III-42). Ainsi, pour des valeurs relativement importantes du taux d'excitation ( $\beta > 10 \%$ ), l'effet de la réabsorption sur le spectre de gain est négligeable.

Par contre, lorsque le taux d'excitation prend des valeurs plus faibles, le profil spectral du gain linéique dépend fortement de  $\beta$  comme le montre la Figure III-12. En effet dans l'expression du gain linéique de l'Équation III-44, le terme  $\beta[\sigma_{em}(\lambda) + \sigma_{abs}(\lambda)]$  n'est alors plus prépondérant sur le terme  $-\sigma_{abs}(\lambda)$  et l'effet de réabsorption n'est plus négligeable. Nous avons également représenté sur la Figure III-12 la position du maximum du spectre

de gain pour des valeurs du taux d'excitation comprises entre 3 % et 7 %. Nous pouvons remarquer que pour de faibles valeurs de  $\beta$ , le maximum du spectre de gain se décale vers les grandes longueurs d'onde, où la valeur de la section efficace d'absorption est plus faible. Dans ces conditions, le maximum du spectre de gain correspond à la transition laser Up1-Low4 située autour de 1050 nm, même si la valeur de la section efficace d'émission y est bien moins importante que celle de la transition laser Up1-Low3 située autour de 1030 nm. Pour des valeurs du taux d'excitation plus importantes, le maximum du spectre de gain se décale vers les longueurs d'onde plus courtes car, dans ce cas, le phénomène de réabsorption devient négligeable.

Ce comportement est spécifique aux systèmes laser dont le niveau bas de la transition laser est proche du niveau fondamental et donc thermiquement peuplé.

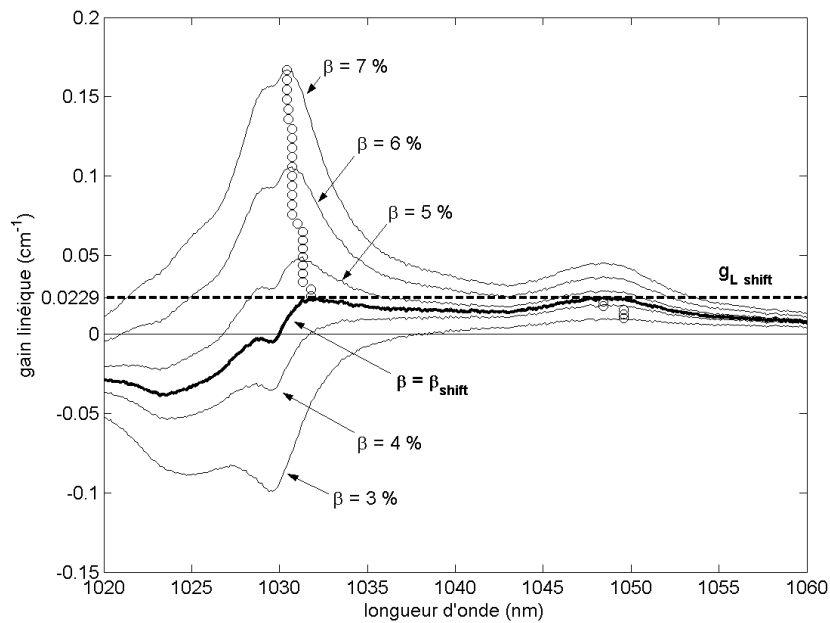


Figure III-12 : Spectre de gain du YAG dopé à 2 atomes % d'ytterbium pour des taux d'excitation variant entre 3 % et 7 %. La position des maximums des spectres de gain est représentée par les cercles.

Dans le cas des matériaux dopés à l'ion ytterbium pour lequel l'élargissement homogène des bandes d'émission et d'absorption n'est pas trop fort pour que les bandes d'émission correspondant aux transitions laser Up1-Low3 et Up1-Low4 soient distinctes, on assiste à une compétition entre ces deux transitions. Pour des valeurs du taux d'excitation relativement élevées, le maximum du gain linéique correspond à la transition Up1-Low3, alors que pour de faibles valeurs de  $\beta$ , le gain linéique est plus important pour la transition Up1-Low4. Nous pouvons alors déterminer une valeur particulière du taux d'excitation pour laquelle le maximum du spectre de gain passe de 1050 nm à 1030 nm, c'est-à-dire de la transition laser Up1-Low4 à la transition laser Up1-Low3. Nous choisissons de nommer cette valeur  $\beta_{shift}$ . Le spectre de gain obtenu lorsque  $\beta = \beta_{shift}$  est représenté en gras sur la Figure III-12. Le maximum du spectre de gain est alors appelé  $g_{L, shift}$  ; il est représenté par la ligne discontinue sur la Figure III-12.

Dans le cas du Yb:YAG, on trouve  $\beta_{shift} = 4,47 \%$  et pour un dopage de 2 at.%,  $g_{L,shift} = 0,0229 \text{ cm}^{-1}$ . Il est à noter que la valeur de  $\beta_{shift}$  ne dépend que des spectres d'absorption et d'émission du matériau laser considéré alors que  $g_{L,shift}$  est directement proportionnel à la concentration en ions ytterbium.

Ainsi lorsque le taux d'excitation est supérieur à  $\beta_{shift}$ , le gain est maximal pour la transition laser Up1-Low3 alors que lorsque  $\beta < \beta_{shift}$ , le gain est plus important pour la transition laser Up1-Low4.

### III.2.2 Étude qualitative de l'influence des pertes sur le spectre émis par une cavité laser

Nous avons vu au paragraphe précédent l'influence du taux d'excitation sur le profil spectral du gain linéique dans un matériau dopé ytterbium. Le maximum du gain linéique se situe autour de la longueur d'onde correspondant à la transition Up1-Low3 lorsque le taux d'excitation est élevé, d'une part car la section efficace d'émission  $y$  est importante et d'autre part car l'effet de réabsorption est alors négligeable. Lorsque le taux d'excitation est faible, l'effet de réabsorption devient important et le maximum du gain linéique se déplace vers de plus grandes longueurs d'onde où la section efficace d'absorption est plus faible. Le gain linéique est alors maximal pour la transition Up1-Low4.

Cette déformation du profil spectral du gain linéique peut avoir des répercussions importantes sur les systèmes laser à ytterbium, notamment d'un point de vue spectral.

Si nous considérons tout d'abord un amplificateur, la phase de pompage intervient avant la phase d'amplification. Le taux d'excitation peut alors prendre des valeurs importantes, comme nous l'avons vu au paragraphe II.1.2 dans l'exemple du pompage longitudinal d'un disque de Yb:YAG dopé à 10 at.% par une onde de pompe d'intensité  $I_p = 20 \text{ kW.cm}^{-2}$ , où le taux d'inversion dépasse 30 %. Pour des valeurs aussi importantes de  $\beta$ , l'effet de réabsorption devient négligeable et le maximum du gain linéique correspond alors au maximum de la section efficace d'émission qui se situe, dans le cas du Yb:YAG, autour de 1030 nm.

Si nous considérons maintenant une cavité laser à base de matériau dopé ytterbium en mode continu ou en mode relaxé, les phases de pompage et d'amplification interviennent simultanément. Il s'agit alors de considérer l'équilibre du taux d'excitation obtenu en fonction des propriétés de la cavité laser, et notamment de ses pertes. La condition de démarrage des oscillations laser dans une cavité s'écrit :

$$\text{Équation III-45} \quad g_{seuil} = \frac{\Gamma}{2L}$$

où  $g_{seuil}$  désigne le gain linéique minimal dans le matériau laser pour que les oscillations laser démarrent dans la cavité. Le terme  $\Gamma$  désigne les pertes totales de la cavité et son expression est donnée dans l'Équation III-36, où le terme  $-\ln(R)$  désigne les pertes de couplage de la cavité, c'est-à-dire les pertes par transmission de l'onde laser par le miroir de sortie de cavité.

Ainsi, plus les pertes  $\Gamma$  sont importantes, plus le gain linéique doit être important pour permettre le démarrage des oscillations laser dans la cavité (Équation III-35) et plus le taux d'excitation minimal  $\beta_{seuil}$  pour atteindre  $g_{seuil}$  est important.

Lorsque les pertes sont importantes, le maximum du profil spectral du gain linéique se situe autour de la longueur d'onde correspondant à la transition Up1-Low3, à savoir 1030 nm dans le cas du Yb:YAG. A contrario, si les pertes sont faibles, le gain peut être plus faible pour autoriser le démarrage des oscillations laser. Le taux d'excitation correspondant est alors faible et le maximum du profil spectral du gain linéique se situe autour de la longueur d'onde correspondant à la transition Up1-Low4, à savoir 1050 nm dans le cas du Yb:YAG.

Ainsi, La longueur d'onde d'émission d'un oscillateur laser à base d'ytterbium en mode continu ou relaxé dépend directement de la valeur de la réflectivité du miroir de sortie de la cavité. Si la réflectivité du miroir de sortie de la cavité est faible, les pertes intra cavité sont importantes. Le gain linéique est alors maximal pour la transition laser Up1-Low3 et la longueur d'onde naturelle d'émission de la cavité se situe aux alentours de 1030 nm dans le cas du Yb:YAG.

Plus la réflectivité  $R$  du miroir de sortie de la cavité est forte, plus les pertes totales de la cavité sont faibles. L'émission de la cavité se décale alors vers les grandes longueurs d'onde où l'absorption est plus faible, et peut passer de la transition Up1-Low3 à la transition Up1-Low4 ( $\approx 1050$  nm pour Yb:YAG).

Dans le cas des oscillateurs en mode déclenché, les pertes intra cavité sont maintenues à un niveau très important durant la phase de pompage. La condition d'oscillation ne peut alors pas être obtenue et le taux d'excitation peut atteindre des valeurs importantes comme dans le cas d'un amplificateur. Lorsque les pertes intra cavité sont commutées à un niveau faible pour autoriser le démarrage des oscillations, le maximum du profil spectral du gain linéique correspond alors au maximum de la section efficace d'émission qui se situe, dans le cas du Yb:YAG, autour de 1030 nm.

### III.2.3 Validation expérimentale

Nous avons vu au paragraphe précédent l'influence des pertes de couplage sur la longueur d'onde d'émission d'un oscillateur à base d'ytterbium en mode continu ou relaxé. Lorsque la réflectivité du miroir de sortie de la cavité est relativement faible, l'émission laser correspond à la transition Up1-Low3, et lorsque la réflectivité est importante, l'émission laser se décale vers les grandes longueurs d'onde (transition Up1-Low4).

Afin de vérifier ce comportement spécifique aux systèmes laser quasi-trois-niveaux, nous avons réalisé un montage expérimental dont un schéma est représenté sur la Figure III-13. Il s'agit d'une cavité plan-concave dans laquelle est insérée une céramique transparente de YAG dopé à 10 at.% d'ytterbium ( $N_{tot} = 1,23.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) d'épaisseur 2 mm. Le pompage est assuré par un empilement de diodes laser impulsives dont le faisceau est mis en forme et focalisé sur le milieu à gain. La céramique de YAG n'est pas traitée et le pompage se fait à incidence normale. L'émission (axe de la cavité) se fait à l'incidence de Brewster pour minimiser les pertes intra cavité autres que celles dues au miroir de sortie. Le courant circulant dans les diodes est fixé à 80 A, les impulsions délivrées par les diodes laser ont une durée de 600  $\mu\text{s}$  et le taux de répétition est de 2 Hz. Dans ces

conditions, l'énergie par impulsion déposée sur le milieu à gain est de 800 mJ sur une zone pompée d'environ  $0,7 \times 2,8 \text{ mm}^2$ . L'intensité de pompe correspondante est alors d'environ  $40 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

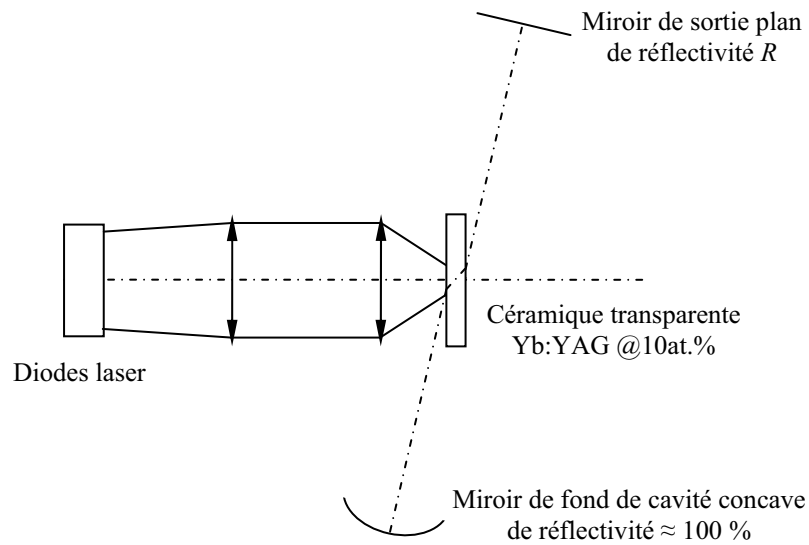


Figure III-13 : Représentation schématique du montage expérimental.

Ce même montage a été réalisé avec six miroirs de sortie de cavité différents de réflectivité comprise entre 50 % et 98 %. Pour chacune des six cavités ainsi réalisées nous avons mesuré à la fois l'énergie en sortie d'oscillateur et la longueur d'onde d'émission de la cavité en régime relaxé. Les résultats obtenus sont rassemblés sur la Figure III-14 sur laquelle sont représentées en abscisse la longueur d'onde d'émission de la cavité et en ordonnée l'énergie des impulsions délivrées par l'oscillateur.

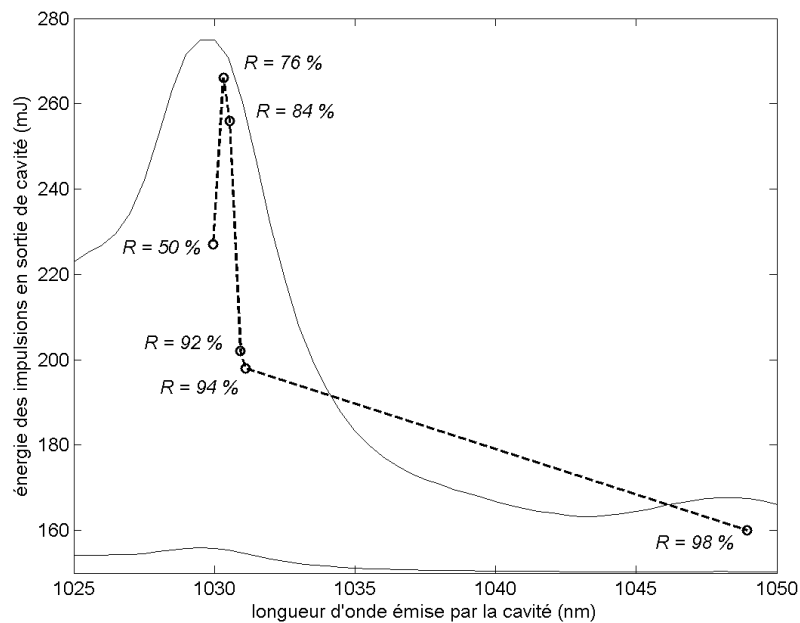


Figure III-14 : Énergie et longueur d'onde en sortie de cavité en régime relaxé pour différentes valeurs de la réflectivité du miroir de sortie (cercles et trait discontinu). Spectres d'émission et d'absorption normalisés de Yb:YAG (traits pleins).



Nous pouvons remarquer que la longueur d'onde d'émission de la cavité laser augmente lorsque la réflectivité du miroir de sortie augmente. Nous avons donc vérifié le comportement spectral prévu au paragraphe précédent. Lorsque  $R$  est faible (50 %), les pertes intra cavités sont très importantes et le taux d'excitation au sein du matériau laser est très élevé avant que la condition d'oscillation ne soit remplie. Le phénomène de réabsorption caractéristique des matériaux laser quasi-3-niveaux est alors négligeable et nous pouvons constater sur la Figure III-14 que la longueur d'onde émise par la cavité coïncide avec la position du maximum de la section efficace d'émission de Yb:YAG. Ensuite, lorsque la réflectivité du miroir de sortie de cavité augmente, les pertes intra cavité diminuent et les oscillations laser démarrent pour un gain linéique et donc un taux d'excitation plus faible. Le maximum du profil spectral du gain linéique se déplace alors vers les grandes longueurs d'onde où la section efficace d'absorption est plus faible. L'émission de la cavité laser se déplace alors également vers les grandes longueurs d'onde. Pour une réflectivité de 98 %, les pertes intra cavité sont suffisamment faibles pour que le maximum du gain linéique se déplace aux alentours de 1050 nm, l'émission laser correspond alors à la transition  $Up1-Low4$ .

Dans la partie précédente, nous avons montré que, contrairement à un système à quatre niveaux, les matériaux laser dopés à l'ytterbium possèdent un profil spectral de gain qui n'est pas directement proportionnel à la section efficace d'émission. En effet, compte tenu du caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium, l'amplitude ainsi que la forme du spectre de gain dépendent de la valeur du taux d'excitation  $\beta$ . Cette particularité des systèmes quasi-trois-niveaux a bien entendu des répercussions sur leur comportement spectral, notamment en cavité.

Dans une cavité laser opérée en régime continu ou relaxé, la valeur de  $\beta$  est directement fixée par les pertes internes de la cavité. Ainsi, la position du maximum du profil spectral du gain et par là même la longueur d'onde émise par l'oscillateur dépend des pertes de la cavité. En particulier, nous avons démontré expérimentalement que plus la réflectivité du coupleur de sortie de cavité est élevée, plus le spectre d'émission de l'oscillateur se décale vers les grandes longueurs d'onde où la réabsorption est moins importante.

Au paragraphe III.1.1, nous avons présenté un modèle décrivant le comportement dynamique d'un oscillateur laser en régime relaxé. Le système d'équations différentielles couplées Équation III-28 nous permet de calculer l'évolution temporelle du taux d'excitation moyen dans le milieu amplificateur de la cavité et de l'intensité laser émise par l'oscillateur. Cependant, ce modèle considère une onde laser monochromatique à la longueur d'onde  $\lambda_L$ , alors que nous venons de montrer au paragraphe précédant que les lasers à ytterbium peuvent fonctionner à différentes longueurs d'onde. Nous voyons alors qu'il est nécessaire d'améliorer ce modèle afin de tenir compte du phénomène de compétition entre longueurs d'onde présenté au paragraphe III.2.1.

Dans la partie III.3, nous présentons un modèle d'oscillateur à base d'ytterbium résolu en temps et en spectre qui nous permet d'analyser plus finement le comportement spectral de ce type de laser. Nous utilisons ensuite ce modèle afin d'étudier l'influence des pertes interne de la cavité ainsi que de l'intensité de pompe sur l'évolution temporelle du spectre d'émission d'un oscillateur relaxé au cours d'une impulsion de pompe. Nous proposons enfin une démonstration expérimentale des phénomènes étudiés.

## III.3 Modèle dynamique d'oscillateurs quasi-trois-niveaux résolu en spectre

### III.3.1 Modèle dynamique de cavité laser résolu en spectre

Il s'agit donc de modifier le modèle dynamique d'oscillateur relaxé présenté précédemment afin qu'il prenne en compte les phénomènes de compétition entre longueurs d'onde qui peuvent siéger dans les matériaux laser quasi-trois-niveaux. Pour cela, il est nécessaire de considérer l'ensemble du spectre d'émission et du spectre d'absorption du matériau laser.

Si nous discrétisons les spectres d'émission et d'absorption du milieu amplificateur en  $n$  points, c'est-à-dire si nous considérons  $n$  longueurs d'onde, de  $\lambda_1$  à  $\lambda_n$ , le système Équation III-28 devient :

Équation III-46

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\beta}{dt} &= \left[ \sigma_{abs\_P} - (\sigma_{em\_P} + \sigma_{abs\_P}) \beta \right] \frac{\langle I_P \rangle}{h \nu_P} \\ &\quad + \sum_{k=1}^n \left[ \sigma_{abs\_L\_k} - (\sigma_{em\_L\_k} + \sigma_{abs\_L\_k}) \beta \right] \frac{I_{L\_k}}{h \nu_{L\_k}} \\ &\quad - \frac{\beta}{\tau_{flu0}} \\ \frac{dI_{L\_1}}{dt} &= N_{tot} c \frac{l}{L'} \left[ (\sigma_{em\_L\_1} + \sigma_{abs\_L\_1}) \beta - \sigma_{abs\_L\_1} \right] I_{L\_1} - \frac{I_{L\_1}}{\tau_c} \\ &\quad + N_{tot} c h \nu_{L\_1} \frac{l}{L'} \xi \frac{\beta}{\tau_{flu0}} \\ &\quad \vdots \\ \frac{dI_{L\_n}}{dt} &= N_{tot} c \frac{l}{L'} \left[ (\sigma_{em\_L\_n} + \sigma_{abs\_L\_n}) \beta - \sigma_{abs\_L\_n} \right] I_{L\_n} - \frac{I_{L\_n}}{\tau_c} \\ &\quad + N_{tot} c h \nu_{L\_n} \frac{l}{L'} \xi \frac{\beta}{\tau_{flu0}} \end{aligned} \right.$$

Dans le système Équation III-46,  $\sigma_{abs\_L\_k}$  et  $\sigma_{em\_L\_k}$  désignent respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde  $\lambda_k$ , et  $I_{L\_k}$  désigne l'intensité laser moyenne circulant à l'intérieur de la cavité à la longueur d'onde  $\lambda_k$ . La première équation régit l'évolution temporelle du taux d'excitation moyen au sein du milieu amplificateur. Chaque onde laser à  $\lambda_k$  est susceptible de faire augmenter le taux d'excitation  $\beta$  par réabsorption ou de le faire diminuer par émission stimulée, c'est pourquoi il faut tenir compte de la somme de ces contributions. Les  $n$  équations suivantes gouvernent l'évolution temporelle de l'intensité laser moyenne intra cavité aux longueurs d'onde  $\lambda_1$  à  $\lambda_n$ . Nous pouvons par ailleurs remarquer que l'onde de pompe est toujours considérée comme monochromatique, son spectre n'intervenant pas directement dans le phénomène de compétition entre longueurs d'onde pour l'émission. Nous avons également considéré que la durée de vie des photons dans la cavité ne dépend pas de leur fréquence. Compte tenu de l'expression de  $\tau_c$  (voir Équation III-12), cela signifie que les pertes internes de la cavité  $\gamma$  ainsi que la réflectivité du miroir de sortie ne dépendent pas de la longueur d'onde. Cette approximation reste réaliste tant que le domaine spectral considéré n'est pas trop étendu. Connaissant le comportement dynamique de l'intensité laser moyenne intra cavité  $I_{L\_k}$  à la longueur d'onde  $\lambda_k$ , nous pouvons déterminer l'intensité émise par l'oscillateur à la longueur d'onde  $\lambda_k$  :

$$\text{Équation III-47} \quad I_{out}(\lambda_k, t) = \frac{(1-R)}{(1+R)} I_{L\_k}(t)$$

Nous obtenons le comportement de l'oscillateur laser résolu à la fois en temps et en spectre.

La fluence émise par l'oscillateur à la longueur d'onde  $\lambda$  se calcule alors par intégration du profil temporel de  $I_{out}(\lambda, t)$  :

$$\text{Équation III-48} \quad F_{out}(\lambda) = \int I_{out}(\lambda, t) dt$$

$F_{out}(\lambda)$  n'est autre que le spectre d'émission de la cavité durant une impulsion de pompe.

Nous pouvons également déterminer le profil temporel de l'intensité totale (toutes longueurs d'onde confondues) émise par la cavité en intégrant le profil spectral de  $I_{out}(\lambda, t)$  :

$$\text{Équation III-49} \quad I_{out}(t) = \int I_{out}(\lambda, t) d\lambda$$

Étant donné que nous avons choisi de discrétiser les spectres d'émission et d'absorption du milieu amplificateur en  $n$  points, cela revient à sommer les intensités laser émises par la cavité à ces  $n$  longueurs d'onde :

$$\text{Équation III-50} \quad I_{out}(t) = \sum_{k=1}^n I_{out}(\lambda_k, t) \Delta\lambda$$

où  $\Delta\lambda$  désigne le pas de discrétisation de la longueur d'onde.

Finalement pour obtenir la fluence totale émise par l'oscillateur à chaque impulsion de pompe, il faut intégrer  $I_{out}(\lambda, t)$  à la fois sur le temps et sur la longueur d'onde. Nous obtenons alors la relation :

$$\text{Équation III-51} \quad F_{out} = \Delta\lambda \sum_{k=1}^n \int I_{out}(\lambda_k, t) dt$$

### III.3.2 Modélisation numérique d'une cavité relaxée

La résolution numérique du système Équation III-46 nous permet de connaître l'évolution dynamique du taux d'excitation moyen au sein du matériau laser et de l'intensité laser moyenne circulant à l'intérieur de la cavité à différentes longueurs d'onde. Nous pouvons alors déterminer l'évolution temporelle de l'intensité laser  $I_{out}(\lambda, t)$  émise par l'oscillateur à chacune de ces longueurs d'onde  $\lambda$  grâce à la relation Équation III-47.

<i>Notation</i>	<i>Signification</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unité</i>
$N_{tot}$	Concentration en Yb <sup>3+</sup>	2,46.10 <sup>20</sup>	cm <sup>-3</sup>
$\lambda_p$	Longueur d'onde de pompe	940	nm
$\lambda_L$	Longueur d'onde d'amplification	1020 - 1060	nm
$\Delta\lambda$	Pas de discrétisation de $\lambda_L$	0,1	nm
$\sigma_{abs\_p}$	Section efficace d'absorption à $\lambda_p$	0,76.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
$\sigma_{em\_p}$	Section efficace d'émission à $\lambda_p$	0,22.10 <sup>-20</sup>	cm <sup>2</sup>
$\tau_{flu}$	Durée de vie de fluorescence	950	μs
$n$	Indice optique du milieu laser	1,8	
$l$	Longueur du milieu laser	5	mm
$L$	Longueur de la cavité	45	cm
$R$	Réfectivité du miroir de sortie	99	%
$\gamma$	Pertes internes par aller-retour	5	%
$\zeta$	Proportion « utile » de l'émission spontanée	10 <sup>-10</sup>	
$I_{Pmax}$	Intensité de pompe en entrée du cristal	20	kW.cm <sup>-2</sup>
$\tau_p$	Durée des impulsions de pompe	600	μs

Tableau III-2 : Paramètres de l'oscillateur étudié.

Considérons le même exemple qu'au paragraphe III.1.2, à savoir une cavité en mode relaxé dans laquelle le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG dopé à 2 at.% et dont les paramètres sont rassemblés dans le Tableau III-2.

Nous considérons une émission laser comprise entre 1020 nm et 1060 nm avec un pas de discrétisation en longueur d'onde de 0,1 nm. Les sections efficaces d'absorption  $\sigma_{abs\_L\_k}$  et d'émission  $\sigma_{em\_L\_k}$  correspondantes à chaque longueur d'onde considérée sont représentées sur la Figure III-15.

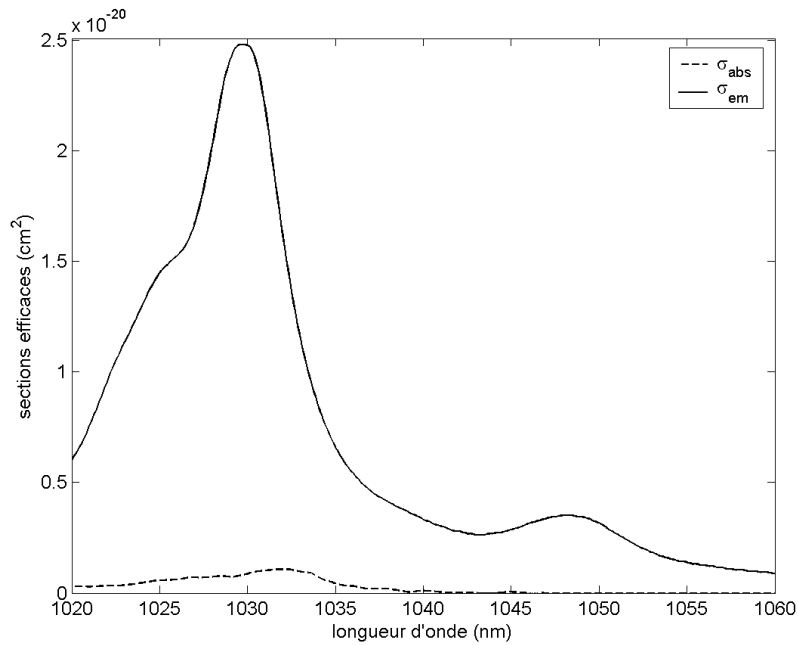


Figure III-15 : Sections efficaces d'émission (en trait plein) et d'absorption (en trait interrompu) utilisées pour le calcul.

Avec les paramètres du Tableau III-2, la résolution numérique du système d'équations différentielles couplées Équation III-46 et de l'Équation III-47, nous permet d'obtenir l'évolution temporelle de l'intensité laser  $I_{out}(\lambda, t)$  émise par l'oscillateur à chaque longueur d'onde comprise entre 1020 nm et 1060 nm avec un pas de 0,1 nm.  $I_{out}(\lambda, t)$  est représentée sur la Figure III-16.

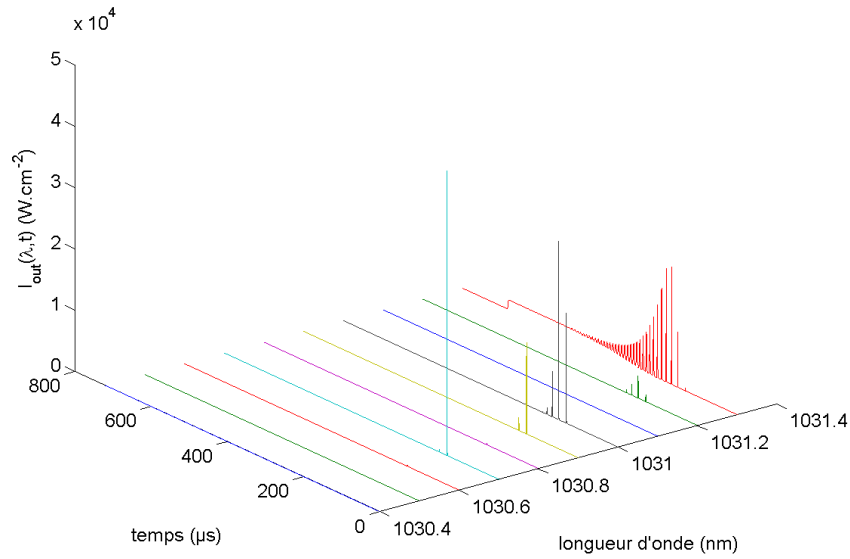


Figure III-16 : Évolution temporelle de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde.

Dans les conditions considérées pour ce calcul, l'émission de l'oscillateur a lieu autour de 1031 nm. Nous pouvons remarquer qu'au cours de l'impulsion de pompe, le spectre d'émission s'affine, une longueur d'onde prenant le pas sur les autres. Ce phénomène s'observe plus facilement sur la Figure III-17, sur laquelle nous avons représenté  $\log[I_{out}(\lambda, t)]$  en fonction de la longueur d'onde et du temps.

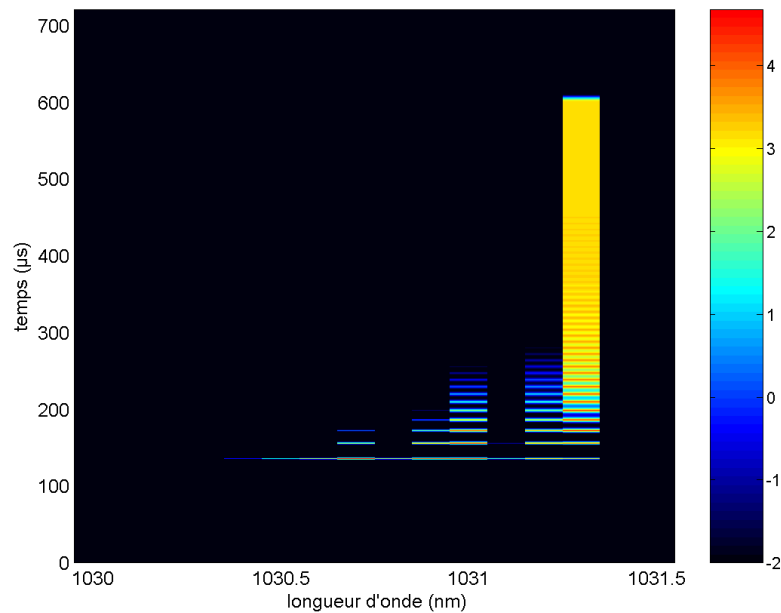


Figure III-17 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps.

Nous allons maintenant étudier l'influence de quelques paramètres de la cavité comme l'intensité de pompage et le niveau de pertes intra cavité sur le comportement spectral de l'oscillateur laser.

### III.3.2.1 Influence des pertes intra cavité

Nous avons effectué le même calcul que précédemment en faisant varier le taux de pertes internes de la cavité  $\gamma$ . Nous présentons sur les figures suivantes les résultats obtenus, à savoir le logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction du temps et de la longueur d'onde pour  $\gamma = 0 \%$ ,  $1 \%$  et  $2 \%$ .

La Figure III-18 représente  $\log[I_{out}(\lambda, t)]$  pour  $\gamma = 0 \%$ . Les pertes intra cavités sont alors très faibles, et nous pouvons constater que l'émission de l'oscillateur se fait aux alentours de 1050 nm, c'est à dire pour la transition laser Up1-Low4. Ce comportement est tout à fait compréhensible puisque nous avons vu aux paragraphes précédents qu'un faible niveau de pertes entraîne un taux d'excitation faible dans le milieu amplificateur, ce qui a pour effet de déplacer le maximum du gain linéique vers les grandes longueurs d'ondes, plus précisément autour de 1050 nm lorsque  $\beta < \beta_{shift}$  (voir paragraphe III.2.1).

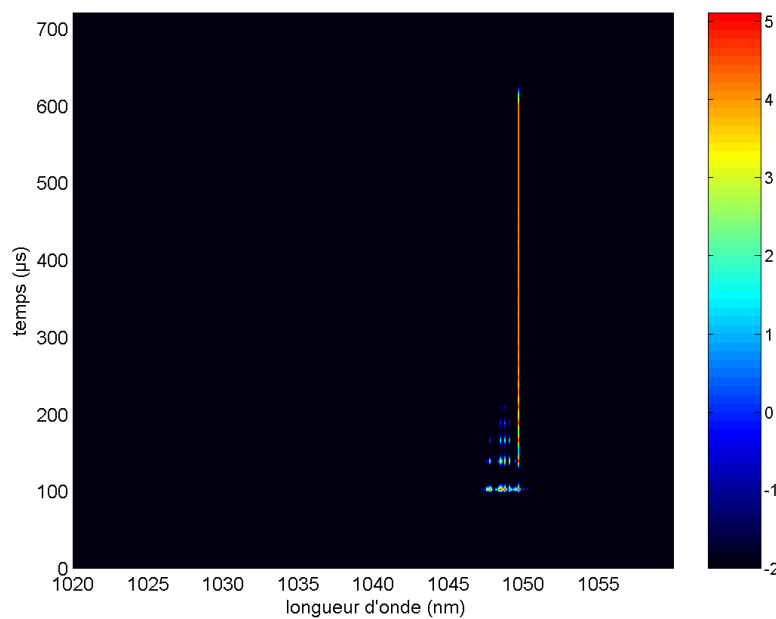


Figure III-18 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $\gamma = 0 \%$ .

La Figure III-19 représente  $\log[I_{out}(\lambda, t)]$  pour  $\gamma = 2 \%$ . Les pertes intra cavités sont plus importantes et le taux d'excitation moyen dans le milieu amplificateur atteint une valeur plus élevée que dans le cas précédent avant que les oscillations laser ne démarrent. On a alors  $\beta > \beta_{shift}$ , et le maximum du gain linéique se situe aux alentours de 1030 nm, ce qui correspond à la transition laser Up1-Low3. L'émission de l'oscillateur a donc lieu aux alentours de 1030 nm.

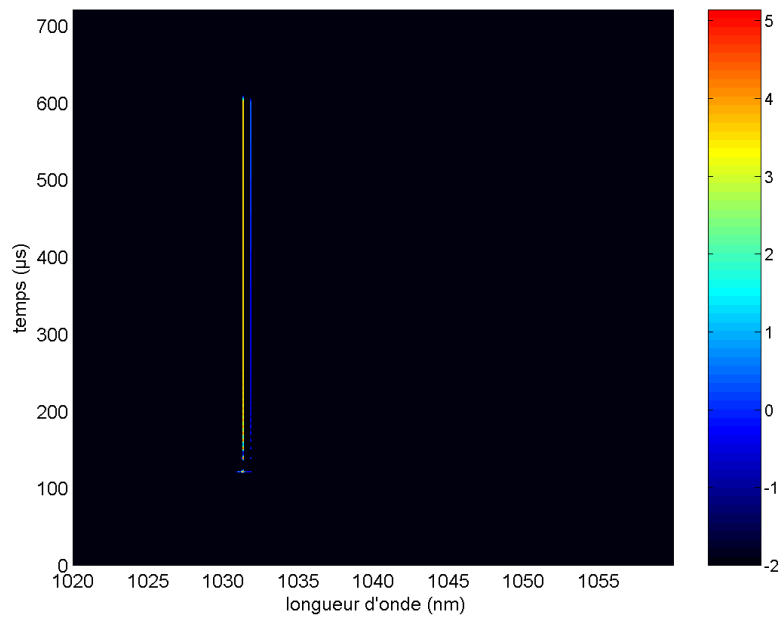


Figure III-19 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $\gamma = 2 \%$ .

Lorsque les pertes internes de la cavité sont fixées à un niveau intermédiaire ( $\gamma = 1 \%$ ), nous pouvons remarquer sur la Figure III-20 que l'oscillateur laser émet à la fois à 1030 nm et à 1050 nm. Il y a une compétition entre les deux transitions laser Up1-Low3 et Up1-Low4. Cette compétition a lieu lorsque les pertes totales intra cavité  $\Gamma$  sont légèrement inférieures au gain  $2 l g_{L\ shift}$  correspondant à un aller-retour dans la cavité. Pour un cristal de Yb:YAG dopé à 2 at.% de longueur 5 mm, on obtient :

$$\text{Équation III-52} \quad 2 l g_{L\ shift} = 0,0229$$

Pour la cavité laser considérée ici,  $R = 0,99$  et  $\gamma = 0,01$ , on obtient :

$$\text{Équation III-53} \quad \Gamma = 0,0201$$

Cette valeur est bien légèrement inférieure au gain aller retour correspondant au saut de transition laser 1050 nm vers 1030 nm.



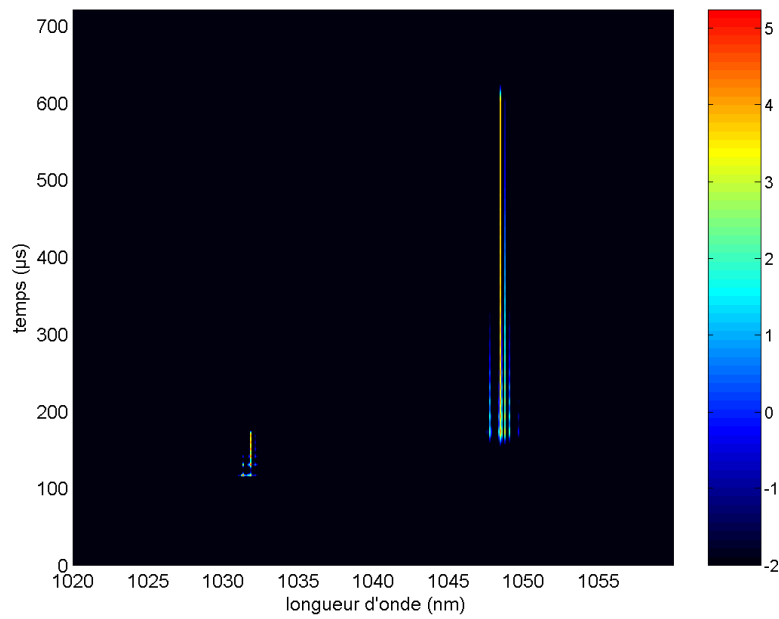


Figure III-20 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $\gamma = 1 \%$ .

Afin de comprendre ce comportement, nous pouvons également définir deux valeurs particulières du taux d'excitation  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ , respectivement  $\beta_{seuil\_Up1-Low4}$ , pour lesquelles le gain correspondant à un aller-retour dans la cavité égale les pertes totale intra cavité  $\Gamma$  pour la transition laser Up1-Low3, respectivement Up1-Low4. Dans le cas étudié ici où  $\Gamma = 0,0201$ , on obtient :

$$\text{Équation III-54} \quad \beta_{seuil\_Up1-Low3} = 4,42 \%$$

et

$$\text{Équation III-55} \quad \beta_{seuil\_Up1-Low4} = 4,16 \%$$

Nous pouvons remarquer que ces deux valeurs sont très proches de  $\beta_{shift} = 4,47 \%$ .

La Figure III-21 montre l'évolution temporelle du taux d'excitation moyen au sein du milieu amplificateur, ainsi que de l'intensité laser émise par l'oscillateur autour de 1030 nm et de 1050 nm lorsque  $\gamma = 1 \%$ .

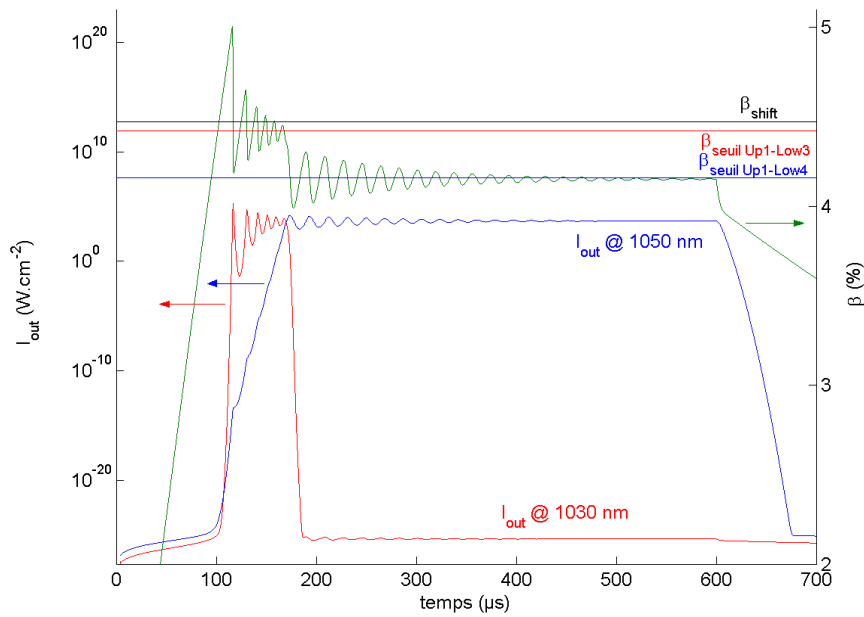


Figure III-21 : Évolution temporelle du taux d'excitation  $\beta$  (en vert), et des intensités laser émises par l'oscillateur autour de 1030 nm (en rouge) et de 1050 nm (en bleu).

Nous remarquons que l'émission autour de 1030 nm démarre en premier. En effet, lorsque le pompage débute à  $t = 0$ , le taux d'excitation augmente jusqu'à ce que le gain correspondant à un aller-retour dans la cavité atteigne le niveau des pertes totales intra cavité. Comme  $\beta_{seuil\_Up1-Low4}$  est plus faible que  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ , la condition d'oscillation est atteinte en premier pour la transition Up1-Low4, et l'amplification laser démarre autour de 1050 nm. Cependant, avant que la première oscillation n'apparaisse à 1050 nm, le taux d'excitation continue à augmenter et dépasse le taux d'excitation seuil de la transition Up1-Low3, à savoir  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ . L'amplification peut alors également avoir lieu autour de 1030 nm et il y a compétition entre les deux transitions laser. Tant que le taux d'excitation reste inférieur à  $\beta_{shift}$ , le gain linéique est plus important pour la transition Up1-Low4 que pour la transition Up1-Low3. Cependant, avant que la première oscillation laser ne se produise, le taux d'excitation continue à augmenter et atteint la valeur  $\beta_{shift}$  : le maximum du gain se déplace autour de 1030 nm. L'amplification est alors plus importante pour la transition Up1-Low3 et les oscillations laser démarrent donc autour de 1030 nm. Le taux d'excitation oscille alors autour de la valeur seuil de la transition Up1-Low3, à savoir  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ .

Comme  $\beta$  demeure supérieur à  $\beta_{seuil\_Up1-Low4}$ , l'amplification continue à avoir lieu pour la transition Up1-Low4, et l'intensité laser autour de 1050 nm augmente. Lorsque la première oscillation à 1050 nm se produit, le taux d'excitation chute brusquement et devient inférieur à  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ . L'amplification ne peut alors plus avoir lieu pour la transition Up1-Low3 et les oscillations laser autour de 1030 nm s'arrêtent.

Seule l'émission correspondant à la transition Up1-Low4 demeure et le taux d'excitation se stabilise autour de  $\beta_{seuil\_Up1-Low4}$  jusqu'à ce que le pompage s'arrête pour  $t = 600 \mu s$ .

### III.3.2.2 Influence de l'intensité de pompe

Afin d'étudier l'influence de l'intensité de pompe sur le comportement spectral d'un oscillateur à base d'Yb:YAG en régime relaxé, nous avons effectué les mêmes calculs que précédemment en faisant varier la valeur du paramètre  $I_{Pmax}$ . Nous choisissons de nous placer dans le cas où l'on observe le phénomène de compétition entre les deux transitions laser Up1-Low3 et Up1-Low4, c'est-à-dire pour une réflectivité du miroir de sortie de cavité  $R = 99\%$  et un taux de pertes internes  $\gamma = 1\%$ .

Les trois figures suivantes représentent le logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction du temps et de la longueur d'onde pour des intensités de pompe de  $10 \text{ kW.cm}^{-2}$ ,  $15 \text{ kW.cm}^{-2}$  et  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

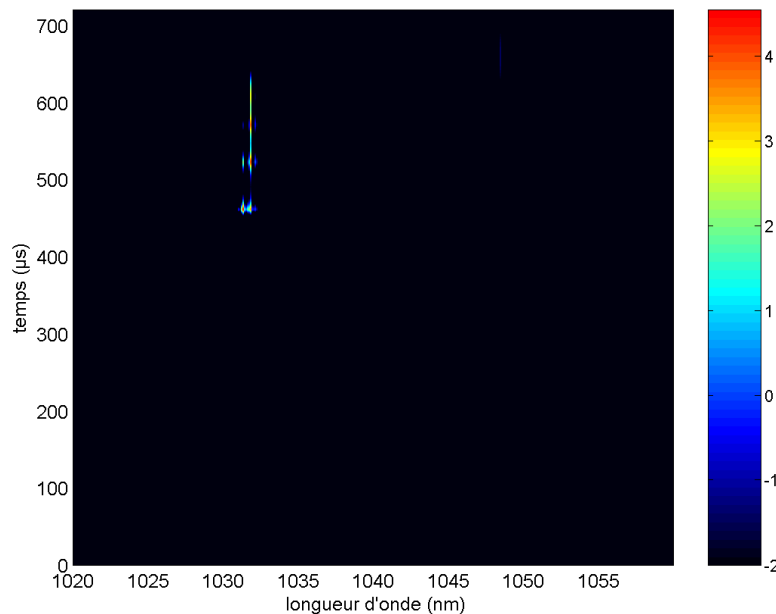


Figure III-22 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $I_{Pmax} = 10 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

Pour une faible intensité de pompage ( $I_{Pmax} = 10 \text{ kW.cm}^{-2}$ ), la Figure III-22 montre que l'oscillateur émet uniquement autour de 1030 nm et avec un temps de création des oscillations laser élevé. Nous pouvons en déduire que comme précédemment, l'amplification débute pour la transition Up-Low4, mais avant que la première oscillation ne se produise, le taux d'excitation dépasse la valeur seuil de la transition Up1-Low3 et atteint la valeur  $\beta_{shift}$ . Le maximum de gain se déplace alors aux alentours de 1030 nm, les oscillations laser démarrent à 1030 nm et le taux d'excitation oscille autour de la valeur  $\beta_{seuil\_Up1-Low3}$ . Comme  $\beta_{seuil\_Up1-Low3} > \beta_{seuil\_Up1-Low4}$ , l'amplification continue à avoir lieu à 1050 nm, mais contrairement au cas détaillé précédemment, l'impulsion de pompe se termine pour  $t = 600 \mu\text{s}$  avant que la première oscillation n'ait lieu pour la transition laser Up1-Low4. L'oscillateur émet alors uniquement aux alentours de 1030 nm.

La Figure III-23 représente le logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction du temps et de la longueur d'onde pour  $I_{Pmax} = 15 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

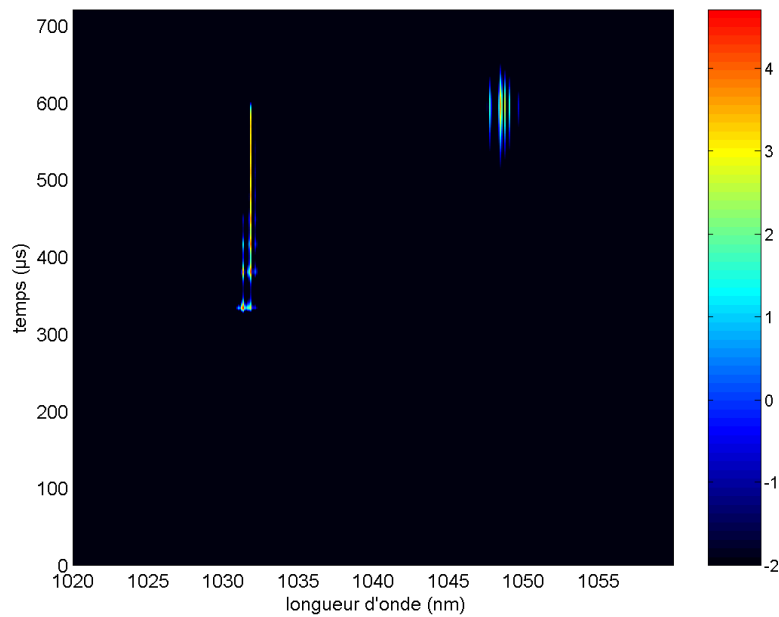


Figure III-23 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $I_{P_{max}} = 15 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

Comme l'intensité de pompe est plus importante, le taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  permettant au gain d'égaliser les pertes internes de la cavité est atteint plus rapidement et le temps de création des oscillations laser autour de 1030 nm est plus faible que pour  $I_{P_{max}} = 10 \text{ kW.cm}^{-2}$ . De plus, alors que les oscillations ont débuté pour la transition laser Up1-Low3, l'amplification pour la transition laser Up1-Low4 est plus importante que dans le cas précédent, et nous pouvons voir apparaître une oscillation laser à 1050 nm avant que le pompage ne se termine.

Lorsque l'intensité de pompage augmente encore ( $I_{P_{max}} = 20 \text{ kW.cm}^{-2}$ ), nous retrouvons le même type de comportement qu'au paragraphe III.3.2.1. La Figure III-24 montre que les oscillations laser démarrent à 1030 nm avec un temps de création plus court que dans les deux cas précédents et que l'émission se déplace ensuite aux alentours de 1050 nm. Le temps de création des impulsions à 1050 nm diminue également lorsque l'intensité de pompe augmente.

Finalement, nous pouvons remarquer que plus l'intensité de pompe est importante, plus la proportion de fluence émise autour de 1050 nm augmente au dépend de la proportion de fluence émise autour de 1030 nm.

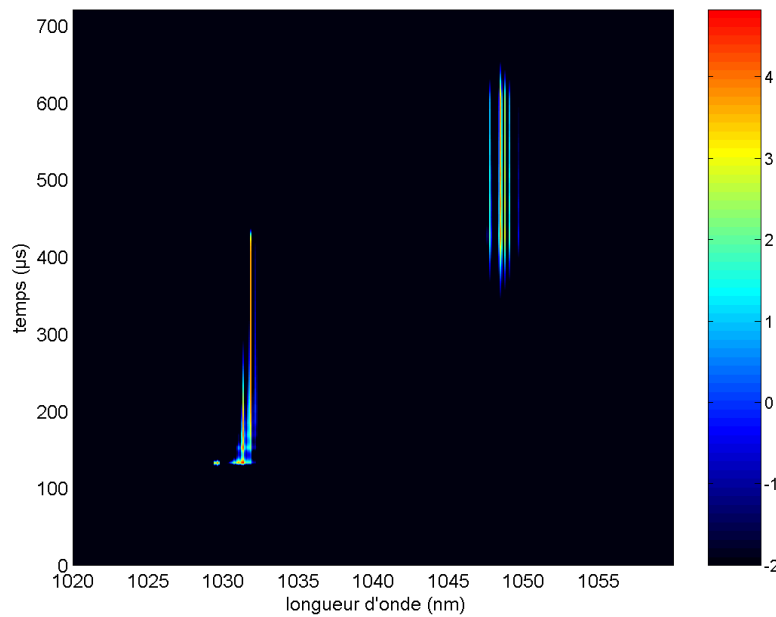


Figure III-24 : Logarithme de l'intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour  $I_{Pmax} = 20 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

### III.3.3 Validation expérimentale

Nous avons vu au paragraphe précédent l'influence des pertes internes de la cavité et de l'intensité de pompage sur le comportement spectral d'un oscillateur laser à base d'Yb:YAG en mode relaxé. Nous allons maintenant présenter une série d'expériences ayant pour objectif de valider les comportements prévus par le modèle d'oscillateur relaxé résolu en temps et en spectre présenté au paragraphe III.3.1.

Le montage expérimental que nous avons mis en place est constitué d'une cavité plan – concave. Le miroir de fond de cavité concave, de réflectivité maximale entre 1000 nm et 1100 nm, présente un rayon de courbure de 1 m. Le miroir de sortie de cavité est plan avec une réflectivité de 99 %. La distance entre les miroirs est fixée à 45 cm. Le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG dopé à 2 at.% de longueur 5 mm et de section transverse  $5 \times 3 \text{ mm}^2$ . Le cristal est placé à 40 mm du miroir de fond de cavité et il est pompé par un empilement de diodes laser au travers du miroir concave dichroïque.

L'empilement de diodes laser est composé de 25 barrettes pouvant chacune délivrer une puissance de 100 W pour une intensité de courant électrique  $I_{DL} = 120 \text{ A}$ . Chaque barrette est munie d'une micro lentille cylindrique afin de réduire la divergence du faisceau dans l'axe rapide (perpendiculaire à la jonction semi-conductrice) de  $80^\circ$  à environ  $1^\circ$  (largeur totale à mi hauteur). La divergence dans l'axe lent (parallèle à la jonction semi-conductrice) est de  $16^\circ$ . Le faisceau issu de l'empilement de diodes laser est mis en forme par une lentille sphérique de longueur focale 400 mm et par deux lentilles cylindriques de longueurs focales respectives 100 mm et 90 mm. La lentille sphérique assure la focalisation selon l'axe rapide, et les deux lentilles cylindriques selon l'axe lent. Un schéma du montage de mise en forme du faisceau de pompe est représenté sur la Figure III-25.

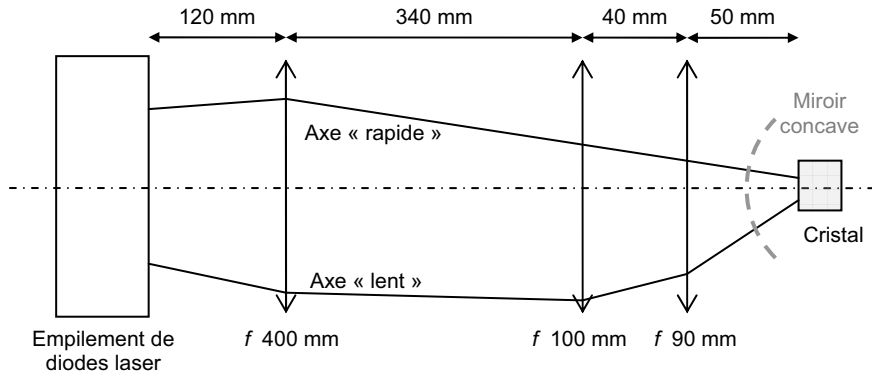


Figure III-25 : Schéma du dispositif de mise en forme du faisceau de pompe.

Dans le Figure III-25, le trajet optique représenté sur la partie haute du schéma correspond à l'émission de l'empilement de diodes laser selon l'axe rapide, alors que le trajet optique de l'émission selon l'axe lent est représenté sur la partie du bas. Le profil du faisceau de pompe observé dans le plan d'entrée du cristal est représenté sur la Figure III-26.

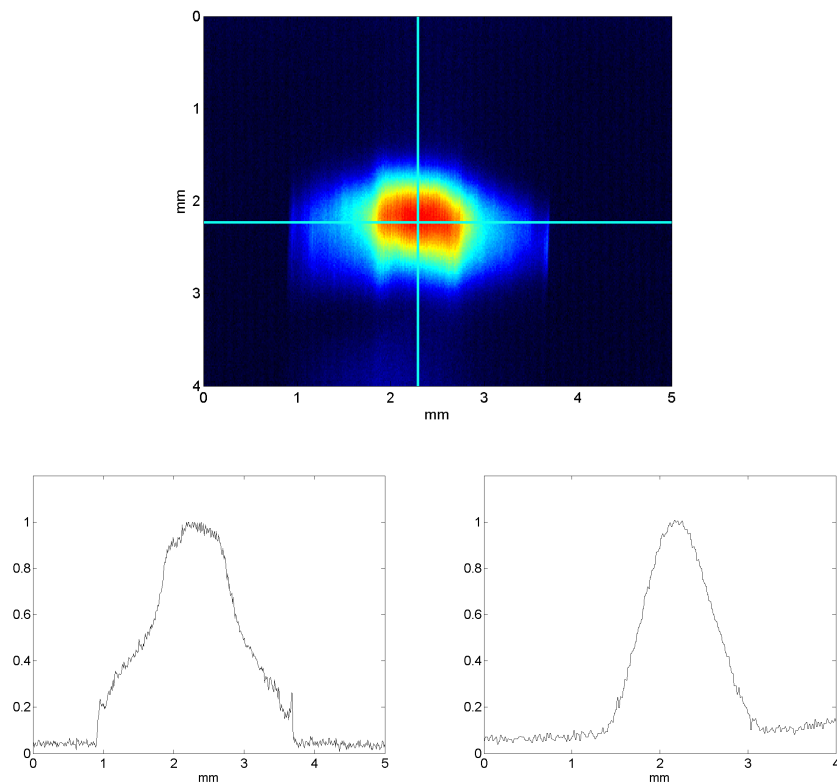


Figure III-26 : Profil spatial du faisceau de pompe observé dans le plan d'entrée du cristal.

Afin de pouvoir faire varier les pertes internes de la cavité, nous avons inséré une lame de verre traitée anti-reflet sur les deux faces sur une plage allant de 1000 nm à 1100 nm. Ce traitement est optimisé pour une incidence normale si bien que la transmission de la lame diminue lorsque l'angle d'incidence augmente. Nous avons mesuré la transmission de cette lame à l'aide d'un spectrophotomètre à double faisceau sur une plage de

longueur d'onde allant de 1020 nm à 1060 nm, pour des angles d'incidence compris entre  $0^\circ$  et  $70^\circ$ . La figure suivante représente la transmission de la lame en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'incidence.

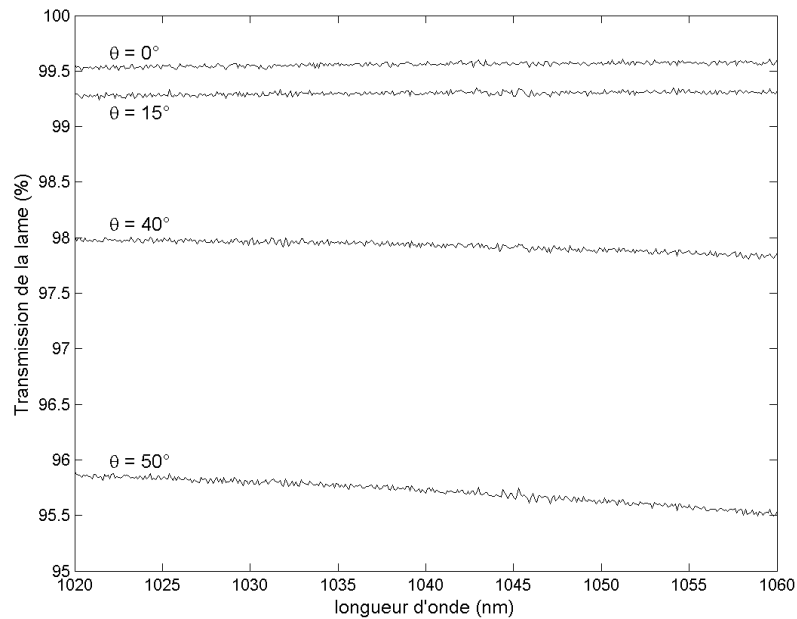


Figure III-27 : Transmission de la lame de verre insérée dans la cavité afin de faire varier les pertes internes en fonction de la longueur d'onde, pour des angles d'incidence de  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $40^\circ$  et  $50^\circ$ .

Nous pouvons remarquer que la transmission de cette lame est quasiment insensible à la longueur d'onde sur la plage considérée (1020 nm – 1060 nm), notamment pour des angles d'incidence faibles.

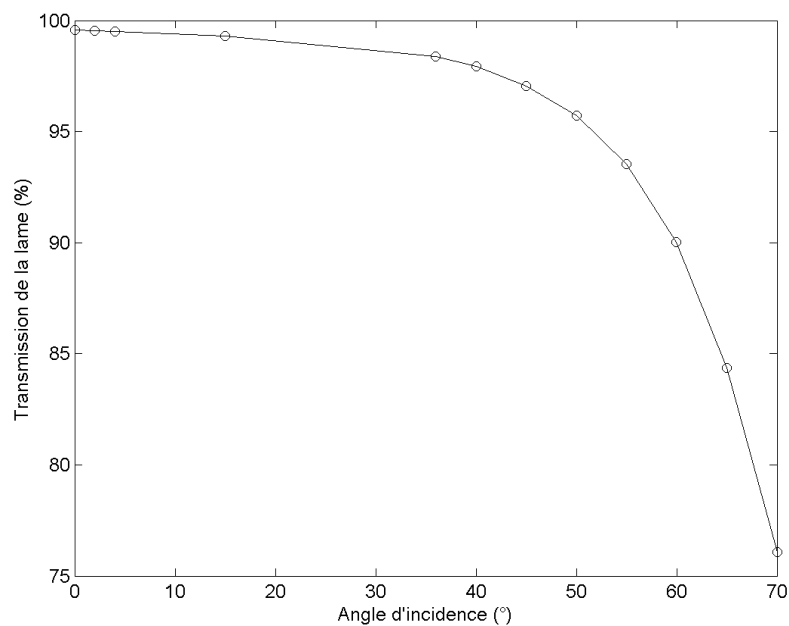


Figure III-28 : Transmission moyenne de la lame de verre insérée dans la cavité afin de faire varier les pertes internes en fonction de l'angle d'incidence.

Sur la Figure III-28, nous avons représenté la transmission de la lame moyennée en longueur d'onde pour différents angles d'incidence.

Connaissant la transmission  $T$  de la lame, nous pouvons déterminer les pertes internes par aller-retour dans la cavité ajoutées par l'insertion de la lame grâce à la relation :

$$\text{Équation III-56} \quad \gamma = -\ln(T^2)$$

Sur la Figure III-29, nous avons représenté l'évolution des pertes internes dues à la lame de verre en fonction de son angle d'incidence.

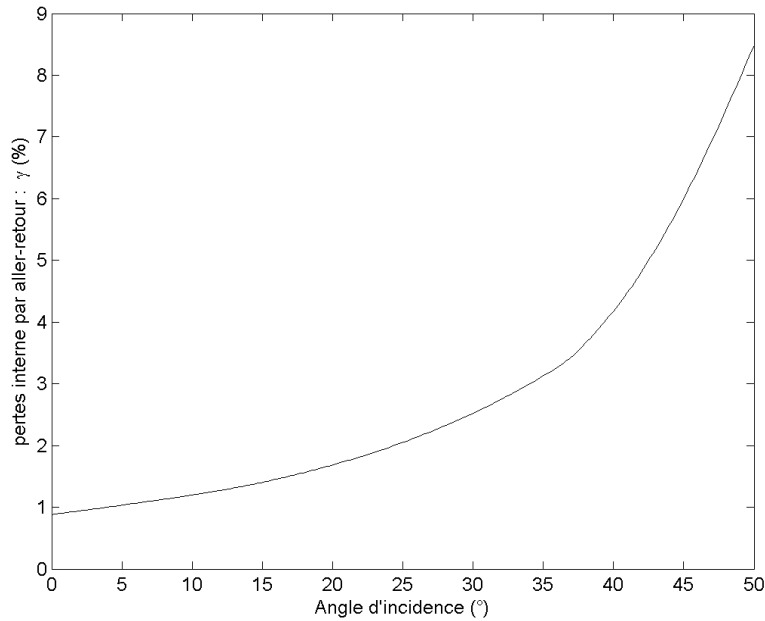


Figure III-29 : Pertes internes par aller-retour dans la cavité dues à la lame de verre en fonction de son angle d'incidence.

Toutefois, les pertes créées par la lame de verre dépendent de la polarisation de l'onde laser circulant dans la cavité. Afin de contrôler la polarisation de l'onde laser, nous avons également inséré un polariseur dans la cavité. Ainsi, nous pouvons directement faire varier les pertes internes de la cavité simplement en tournant la lame de verre.

En outre, le modèle dynamique de cavité relaxée résolu en temps présenté au paragraphe III.3.1 ne présente pas de dépendance spatiale et ne prend donc pas en compte les phénomènes de compétition entre les modes transverses de la cavité. Il faut alors nous assurer que la cavité soit monomode transverse afin d'éviter toute compétition entre modes transverses. Le rayon à  $1/e$  du mode fondamental  $TEM_{00}$  d'une cavité plan-concave est donné par la relation [Réf. 80] :

$$\text{Équation III-57} \quad w^2(z) = w_0^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]$$

où  $z$  désigne la distance entre le plan d'observation et le miroir plan, et  $w_0$  désigne le rayon du mode  $TEM_{00}$  à  $1/e$  au niveau du miroir plan.  $w_0$  est alors donnée par la relation [Réf. 80]:



$$\text{Équation III-58} \quad w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{d(R_c - d)}$$

où  $d$  désigne la distance entre les deux miroirs de la cavité et  $R_c$  désigne le rayon de courbure du miroir concave. Pour notre montage expérimental,  $d = 45 \text{ cm}$  et  $R_c = 1 \text{ m}$ , on obtient un diamètre à  $1/e$  du mode fondamental au niveau du col d'environ  $800 \mu\text{m}$  pour une longueur d'onde de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . Dans le cristal situé à  $410 \text{ mm}$  du miroir plan, le diamètre du mode fondamental est alors, d'après l'Équation III-57, d'environ  $1 \text{ mm}$ . Comme le profil du faisceau de pompe observé dans le plan du cristal (voir Figure III-26) est plus important que le diamètre du mode fondamental, il est nécessaire de filtrer la cavité afin que le mode  $\text{TEM}_{00}$  soit le seul à pouvoir osciller. Pour assurer ce filtrage spatial, nous insérons un trou circulaire de diamètre  $1,6 \text{ mm}$  dans la cavité, à  $80 \text{ mm}$  du miroir concave. Cette ouverture doit être assez petite pour créer suffisamment de pertes sur les modes spatiaux d'ordre élevé et assurer un bon filtrage spatial de la cavité, mais également assez grande pour ne pas créer trop de pertes sur le mode fondamental. Nous discuterons de l'influence filtrage spatial sur le comportement spectral de l'oscillateur dans un prochain paragraphe (voir III.3.3.2).

Le mode spatial émis par l'oscillateur est observé par l'intermédiaire d'une lame de prélèvement, d'une lentille de longueur focale  $50 \text{ mm}$  et d'une caméra CCD (« *Charged Coupled Device* » : caméra à transferts de charges). Le plan du miroir de sortie de la cavité est ainsi imagé sur le capteur de la caméra.

Le faisceau émis par l'oscillateur est ensuite envoyé sur un réseau de  $1740$  traits par  $\text{mm}$  afin de séparer les radiations correspondant à la transition  $\text{Up1-Low3}$  du cristal de  $\text{Yb:YAG}$  située autour de  $1030 \text{ nm}$  et à la transition  $\text{Up1-Low4}$  située autour de  $1050 \text{ nm}$ . Le profil temporel des deux faisceaux ( $1030 \text{ nm}$  et  $1050 \text{ nm}$ ) réfléchis par le réseau sur l'ordre  $-1$  est enregistré à l'aide de deux photodiodes et d'un oscilloscope numérique de bande passante  $500 \text{ MHz}$ . Le faisceau réfléchi par le réseau sur l'ordre  $0$  est envoyé dans un spectromètre à fibre optique afin d'enregistrer le spectre total émis par l'oscillateur durant une impulsion de pompe.

Le montage expérimental mis en œuvre est représenté sur la Figure III-30.

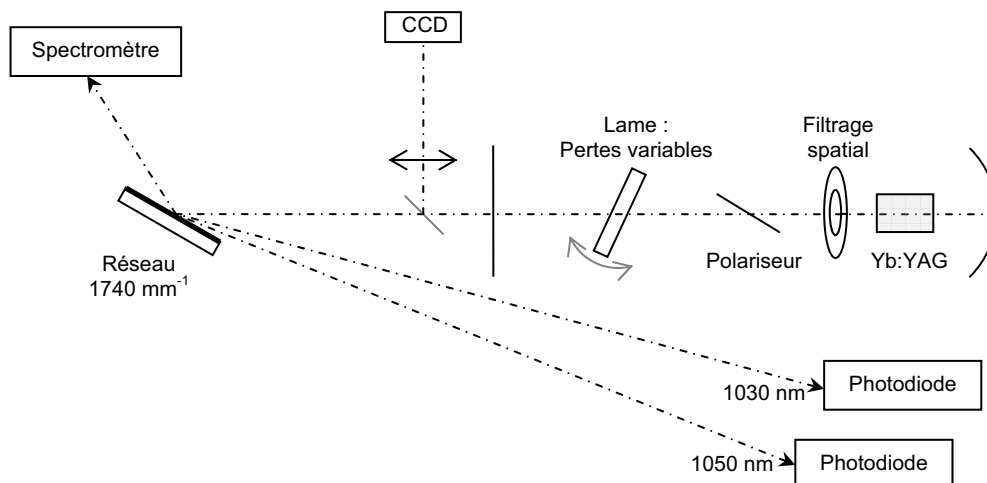


Figure III-30 : Schéma du montage expérimental.

### III.3.3.1 Influence des pertes internes de la cavité

Nous allons maintenant étudier l'influence des pertes internes de la cavité sur le spectre de l'onde laser en sortie d'oscillateur. Le courant électrique alimentant les diodes laser est fixé à 55 A, ce qui correspond à une intensité de pompe de l'ordre de  $28 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

Nous avons représenté sur les trois figures suivantes le profil temporel de l'onde laser en sortie de cavité d'une part autour de 1050 nm et d'autre part autour de 1030 nm pour différentes valeurs du niveau de pertes internes de la cavité.

Dans un premier temps, nous n'avons pas inséré la lame de verre dans la cavité. Les pertes sont alors dues uniquement aux défauts de réflectivité des deux miroirs de la cavité, au défaut de transmission du traitement anti-reflets du cristal de Yb:YAG, ainsi qu'au filtrage spatial. Les résultats obtenus dans ce cas sont représentés sur la Figure III-31.

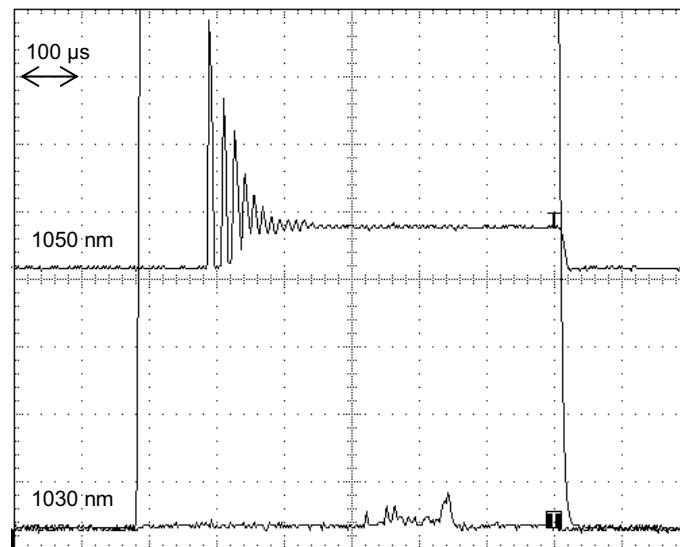


Figure III-31 : Profil temporel de l'intensité laser en sortie d'oscillateur autour de 1050 nm (partie haute) et autour de 1030 nm (partie basse) lorsque aucune perte supplémentaire n'est insérée dans la cavité (sans lame de verre).

Nous pouvons remarquer que les oscillations laser ont uniquement lieu pour la transition laser Up1-Low4, autour de 1050 nm. Ainsi, dans le cas de pertes très faibles, nous retrouvons le comportement prévu par notre modèle présenté au paragraphe III.3.2.1 (voir Figure III-18).

Nous insérons ensuite la lame de verre dans la cavité afin d'y ajouter un niveau de pertes contrôlable. Sur la Figure III-32, nous avons représenté le profil temporel de l'onde laser en sortie de cavité d'une part autour de 1050 nm et d'autre part autour de 1030 nm lorsque la lame de verre présente un angle d'incidence de  $10^\circ$ . Les pertes internes supplémentaires dues à la lame de verre sont alors d'environ 1,2 % (voir Figure III-29). Nous voyons que dans ce cas, il y a compétition entre les deux transitions laser Up1-Low3 et Up1-Low4, et que l'oscillateur émet à la fois autour de 1030 nm et 1050 nm. Plus précisément, les oscillations laser débutent autour de 1030 nm, puis l'émission de l'oscillateur se déplace autour de 1050 nm. Ainsi, pour un niveau de pertes intermédiaire, les résultats expérimentaux confirment le comportement spectral prévu par notre modèle d'oscillateur laser (voir Figure III-20).

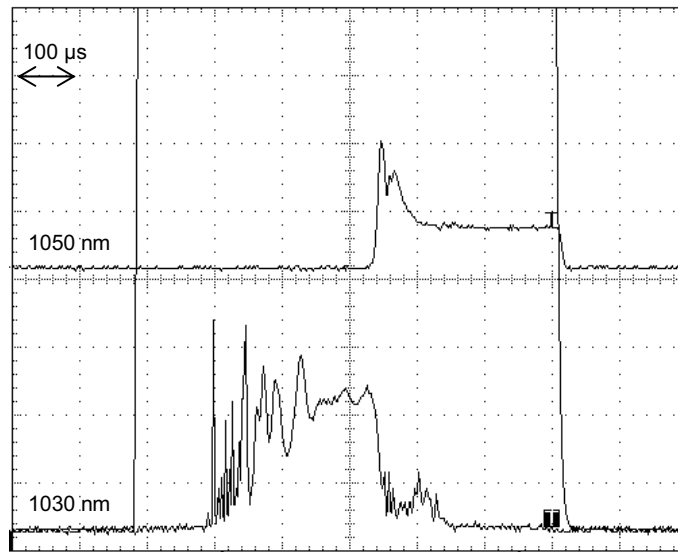


Figure III-32 : Profil temporel de l'intensité laser en sortie d'oscillateur autour de 1050 nm (partie haute) et autour de 1030 nm (partie basse) pour un angle d'incidence de la lame de verre de 10°.

Sur la Figure III-33, nous avons représenté le profil temporel de l'intensité laser diffractée par le réseau lorsque l'angle d'incidence de la lame de verre est d'environ 25°. Les pertes internes subies par l'onde laser à chaque aller-retour dans la cavité sont alors de l'ordre de 2,1 %.

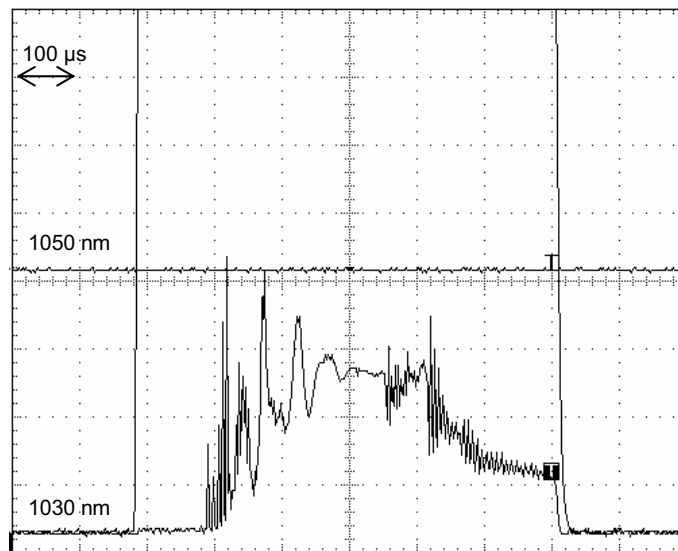


Figure III-33 : Profil temporel de l'intensité laser en sortie d'oscillateur autour de 1050 nm (partie haute) et autour de 1030 nm (partie basse) pour un angle d'incidence de la lame de verre de 25°.

Les pertes sont alors trop importantes pour que les oscillations laser puissent avoir lieu autour de 1050 nm et nous pouvons voir que la cavité n'émet qu'aux alentours de 1030 nm. Là encore, les résultats expérimentaux corroborent les résultats des simulations présentées au paragraphe précédent (voir Figure III-19).

Finalement, nous avons confirmé expérimentalement le comportement spectral d'un oscillateur à base d'ytterbium en régime relaxé prédit par notre modèle. Pour de très faibles niveaux de pertes, l'émission du laser a lieu uniquement autour de 1050 nm (transition Up1-Low4). Pour un niveau de pertes intermédiaire, nous observons une compétition entre les transitions laser Up1-Low3 et Up1-low4, et les oscillations débutent autour de 1030 nm avant de se décaler autour de 1050 nm. Enfin, lorsque les pertes sont importantes, l'oscillateur laser n'émet qu'aux alentours de 1030 nm (transition Up1-Low3).

### III.3.3.2 Influence du filtrage spatial

Dans la description du montage expérimental, nous avons précisé que le mode spatial de la cavité est filtré par un trou de diamètre 1,6 mm positionné à 80 mm du miroir concave. Nous allons maintenant étudier l'influence de la taille de cette ouverture à la fois sur le profil spatial transverse du faisceau laser émis par la cavité et sur son comportement spectral. L'intensité de pompe est toujours fixée à  $28 \text{ kW.cm}^{-2}$ .

Pour ce faire, nous reprenons le même montage expérimental que précédemment, nous nous plaçons dans le cas d'un niveau de pertes intermédiaires (angle d'incidence de la lame de verre de  $10^\circ$ ), et nous modifions le diamètre du trou de filtrage.

Sur la Figure III-34, nous avons représenté le profil spatial transverse du faisceau laser émis par l'oscillateur pour différents filtrages spatiaux, à savoir sans aucun filtrage, et avec des trous de diamètres variants entre 1,5 mm et 2,0 mm.

En l'absence de filtrage spatial, nous pouvons voir que la cavité est multimode transverse, de même que lorsqu'un trou de filtrage de 2,0 mm de diamètre est inséré dans la cavité. Pour des trous de filtrages de diamètre 1,6 mm et 1,5 mm, le filtrage spatial est suffisant pour rendre la cavité monomode transverse : seul le mode fondamental  $\text{TEM}_{00}$  peut osciller.

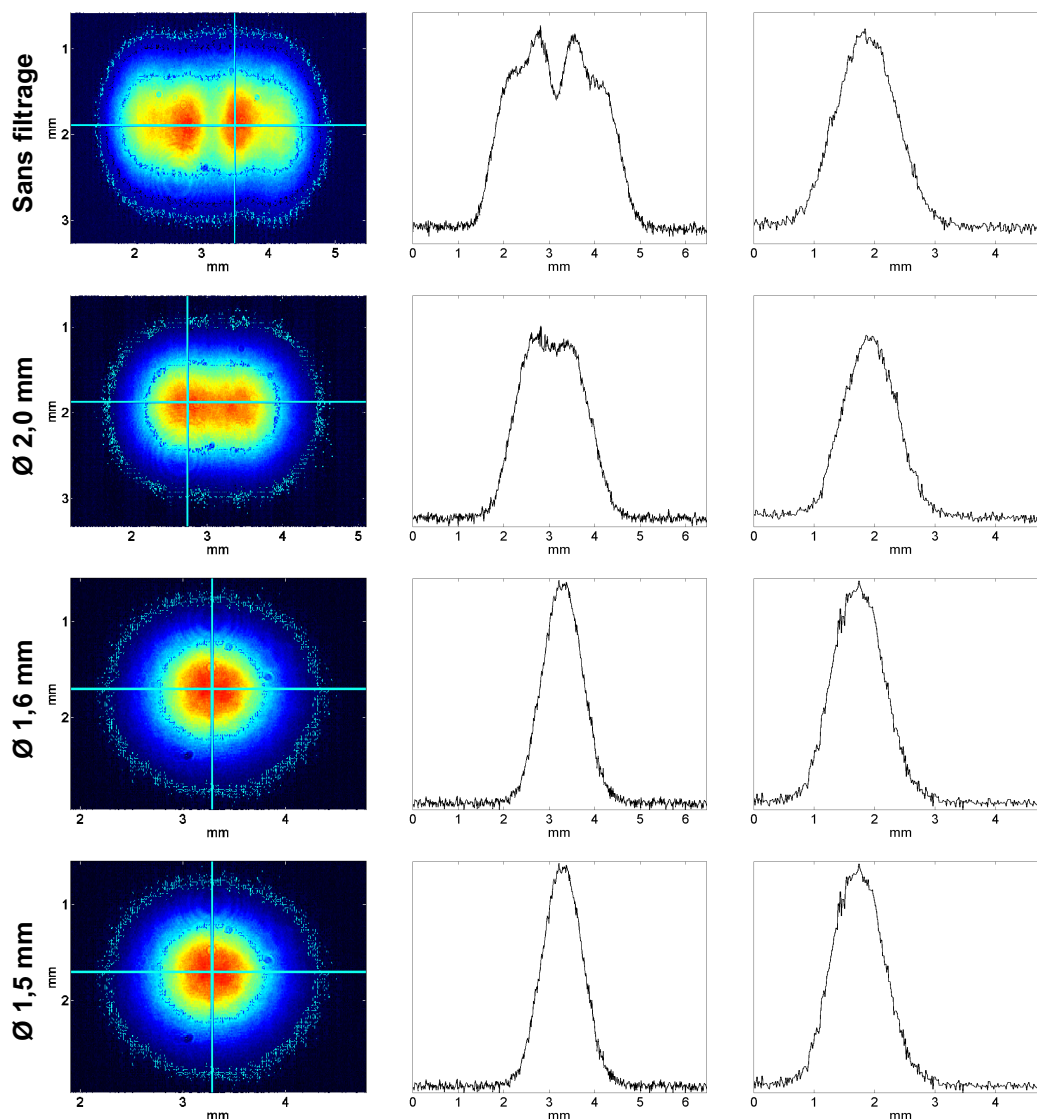


Figure III-34 : Profil spatial transverse du faisceau laser émis par l'oscillateur pour différents filtrages spatiaux.

Sur la Figure III-35, nous avons représenté le profil temporel de l'onde laser en sortie de cavité d'une part autour de 1050 nm et d'autre part autour de 1030 nm pour les différents filtrages spatiaux étudiés.

Pour un diamètre de trou de filtrage de 1,6 mm, nous retrouvons le comportement spectral dynamique décrit au paragraphe précédent dans le cas d'un niveau de pertes intermédiaire. Les oscillations laser débutent autour de 1030 nm, puis l'émission de l'oscillateur se déplace autour de 1050 nm. Comme un seul mode transverse oscille dans la cavité, l'émission de l'oscillateur ne peut avoir lieu qu'à une seule longueur d'onde simultanément.

Pour un filtrage spatial plus fort, c'est-à-dire un trou de filtrage de diamètre inférieur (1,5 mm dans le cas présenté ici), l'oscillateur émet seulement autour de 1030 nm. En effet, le filtrage spatial apporte des pertes supplémentaires sur le mode fondamental et les pertes internes de la cavité  $\gamma$  augmentent. Nous retrouvons alors le cas présenté sur la Figure III-33 correspondant à un trou de filtrage de diamètre 1,6 mm et à un niveau de pertes introduit par la lame de verre plus important (angle d'incidence plus élevé).

En l'absence de filtrage spatial, nous pouvons constater que l'émission de l'oscillateur n'a lieu qu'autour de 1050 nm. En effet, en l'absence de trou de filtrage, quelque soit le mode transverse considéré, les pertes internes subies par l'onde laser au cours d'un aller-retour dans la cavité sont moins importantes et nous retrouvons le cas présenté sur la Figure III-31 lorsque la cavité est filtrée par un trou de diamètre 1,6 mm et que la lame de verre n'est pas insérée dans la cavité.

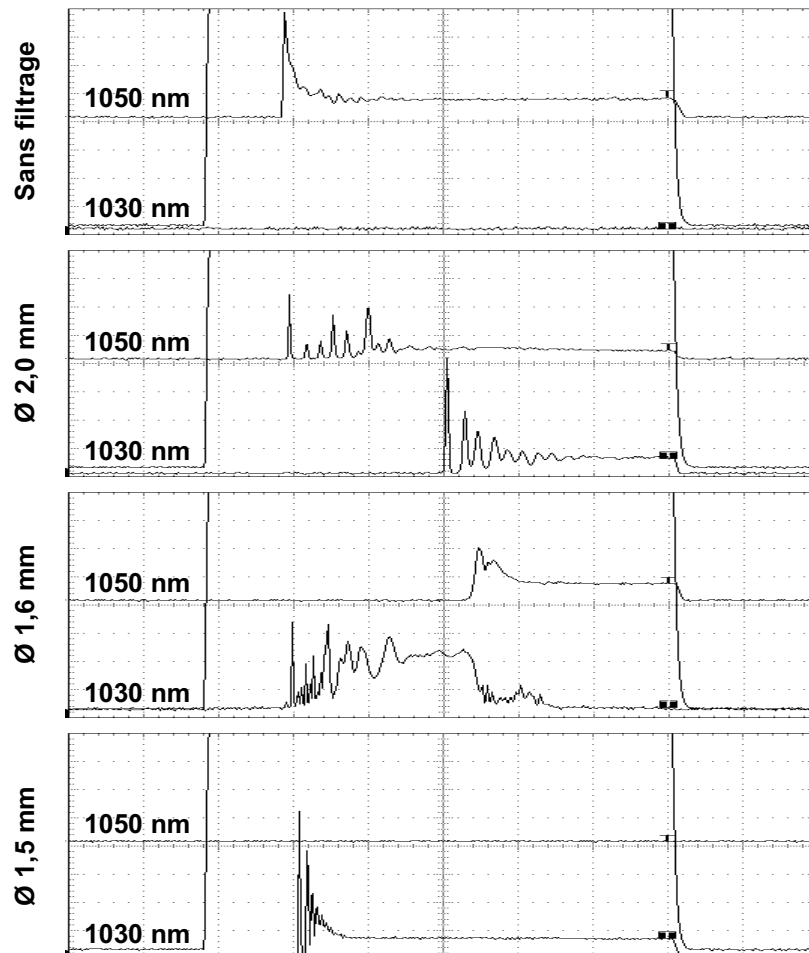


Figure III-35 : Profil temporel de l'intensité laser en sortie d'oscillateur autour de 1050 nm (partie haute) et autour de 1030 nm (partie basse) pour différents filtrages spatiaux.

Les trois cas que nous venons de présenter (sans filtrage spatial, trou de filtrage  $\text{Ø} = 1,6 \text{ mm}$  et  $1,5 \text{ mm}$ ) peuvent être expliqués par l'intermédiaire du modèle d'oscillateur relaxé résolu en temps et en spectre que nous avons développé.

Cependant, nous pouvons observer sur la Figure III-35 que pour un trou de filtrage de diamètre 2,0 mm, le spectre émis par l'oscillateur suit un comportement atypique qui ne peut en aucun cas être prévu par le modèle. Les oscillations laser débutent autour de 1050 nm, puis après environ  $300 \mu\text{s}$ , nous pouvons observer un fonctionnement laser autour de 1030 nm sans pour autant que les oscillations à 1050 nm ne s'arrêtent. Nous pouvons toutefois expliquer ce comportement de manière qualitative. En ce qui concerne les modes transverses d'ordre faible, le trou de filtrage ne crée pas de pertes supplémentaires et nous retrouvons le comportement décrit au paragraphe précédent sur la Figure III-31 lorsque aucune perte n'est insérée dans la cavité. Les modes d'ordre

faible oscillent donc uniquement autour de 1050 nm. En ce qui concerne les modes transverses d'ordre élevé, le trou de filtrage apporte des pertes supplémentaires et nous retrouvons le comportement décrit au paragraphe précédent sur la Figure III-33 lorsque la lame de verre est insérée dans la cavité avec un angle d'incidence élevé (25°). Les modes d'ordre élevé oscillent donc uniquement autour de 1030 nm. De plus, comme le niveau de pertes subies par les modes d'ordre élevé est plus important, leur temps de création est plus long que celui des modes d'ordre faible. Cela explique que dans un premier temps l'oscillateur laser émette uniquement autour de 1050 nm (mode d'ordre faible uniquement), puis que dans un second temps, l'émission ait lieu à la fois autour de 1030 nm et de 1050 nm (modes transverses d'ordres faible et élevé).

### III.3.3.3 Influence de l'intensité de pompe

Au paragraphe III.3.2.2, nous avons étudié l'influence de l'intensité de pompe sur le comportement spectral d'un oscillateur relaxé à base d'Yb:YAG de manière théorique en utilisant notre modèle numérique. Afin d'étudier cette influence de manière expérimentale, nous reprenons le montage expérimental correspondant à la Figure III-32, c'est-à-dire avec le trou de filtrage de diamètre 1,6 mm et la lame de verre à une incidence de 10°. Nous faisons alors varier le courant alimentant les diodes laser afin de modifier l'intensité de pompe.

Sur la Figure III-36, nous avons représenté le profil temporel de l'onde laser en sortie de cavité d'une part autour de 1050 nm et d'autre part autour de 1030 nm pour différentes valeurs de l'intensité de pompe. Pour de faibles intensités de pompe ( $I_p = 10 \text{ kW.cm}^{-2}$ ), l'oscillateur émet uniquement autour de 1030 nm et avec un temps de création des oscillations laser élevé. Lorsque l'intensité de pompe est plus élevée ( $I_p = 17 \text{ kW.cm}^{-2}$ ), le temps de création des oscillations laser autour de 1030 nm diminue et nous pouvons voir apparaître des oscillations laser à 1050 nm avant que le pompage ne se termine. Enfin, plus l'intensité de pompe augmente ( $I_p = 25 \text{ kW.cm}^{-2} / 32 \text{ kW.cm}^{-2} / 39 \text{ kW.cm}^{-2}$ ), plus les temps de création des oscillations laser autour de 1030 nm et autour de 1050 nm diminuent.

Nous retrouvons alors de manière expérimentale les résultats obtenus par calcul numérique grâce à notre modèle d'oscillateur quasi-trois-niveaux en régime relaxé.

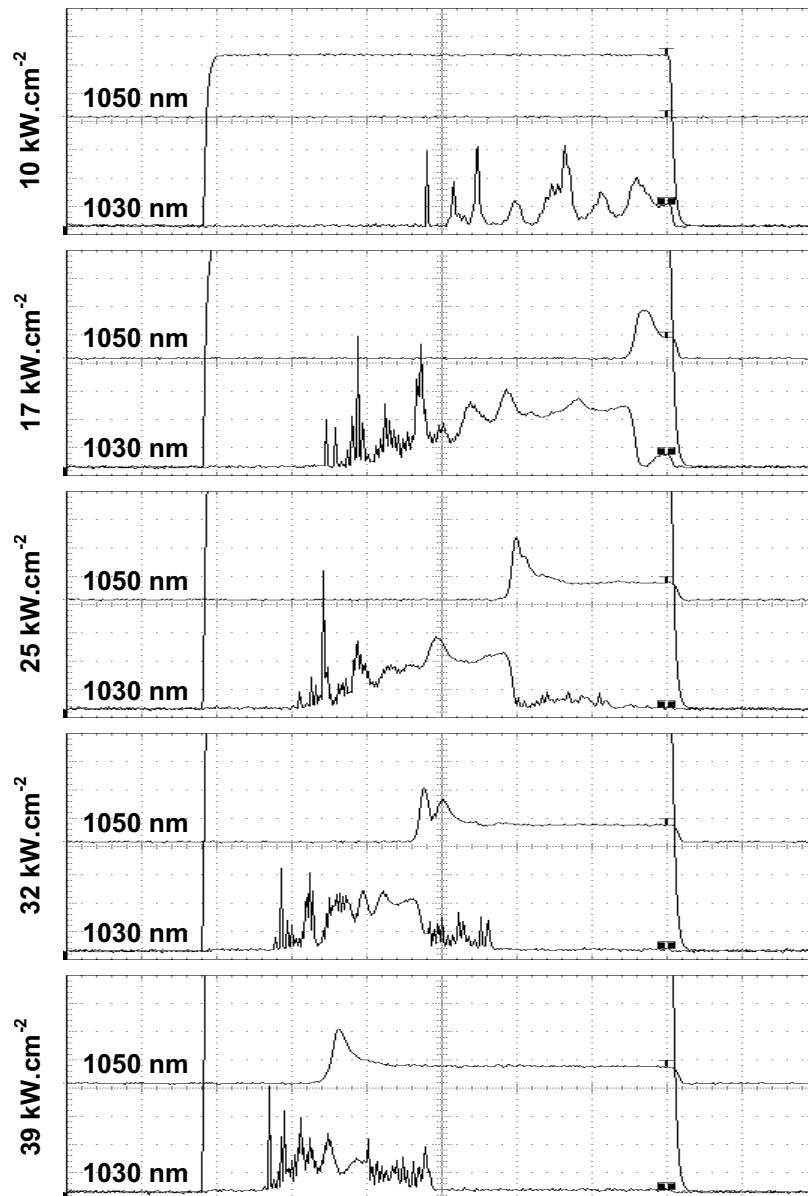


Figure III-36 : Profil temporel de l'intensité laser en sortie d'oscillateur autour de 1050 nm (partie haute) et autour de 1030 nm (partie basse) pour différentes valeurs de l'intensité de pompe.

Sur la Figure III-37, nous avons représenté le spectre total émis par l'oscillateur durant une impulsion de pompe mesuré à l'aide du spectromètre à fibre optique après réflexion sur l'ordre 0 du réseau.

Nous pouvons voir que plus l'intensité de pompe augmente, plus la proportion de l'énergie émise autour de 1050 nm augmente au dépend de la proportion de l'énergie émise autour de 1030 nm.

Là encore, l'expérience confirme le comportement spectral de l'oscillateur prévu par le modèle.



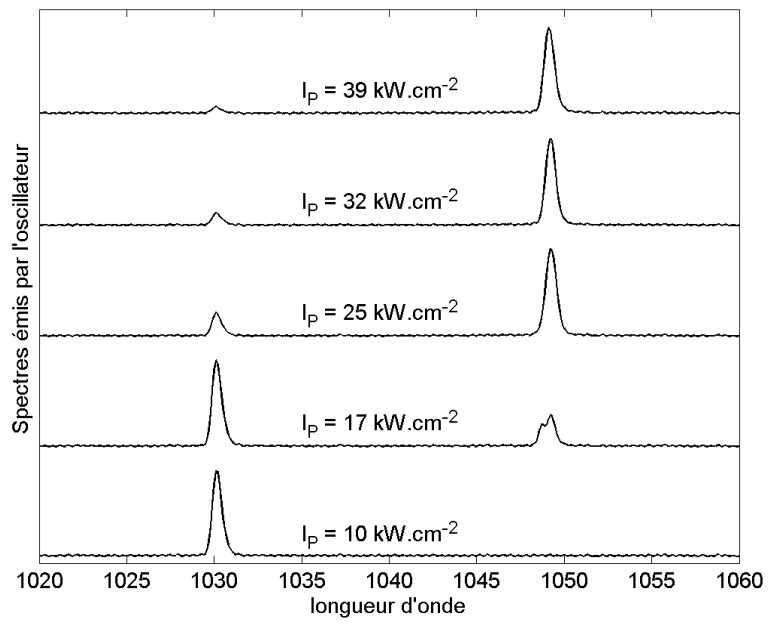


Figure III-37 : Spectres normalisés émis par l'oscillateur intégrés sur la durée d'une impulsion de pompe pour différentes valeurs de l'intensité de pompe.

Dans la partie III.3, nous avons tout d'abord établi un modèle dont la résolution numérique permet de connaître l'évolution dynamique du taux d'excitation au sein d'un matériau laser quasi-trois-niveaux ainsi que de l'intensité et du spectre de l'émission d'un oscillateur relaxé. Ce modèle nous a permis d'étudier numériquement le comportement spectral de ce type d'oscillateur, et notamment l'influence de différents paramètres.

Nous avons ainsi retrouvé que les pertes internes de la cavité influent directement sur le spectre d'émission de l'oscillateur. Lorsque ces pertes  $\gamma$  sont faibles, le laser émet à des longueurs d'onde où la réabsorption est faible (1050 nm dans le cas de Yb:YAG). A contrario, lorsque  $\gamma$  est important, l'effet de la réabsorption devient négligeable et l'émission laser se produit à des longueurs d'onde où la section efficace d'émission est élevée (1030 nm pour Yb:YAG). Il existe un niveau de pertes intermédiaire pour lequel l'oscillateur émet à la fois autour de 1030 nm et de 1050 nm ; il y a alors compétition entre deux transitions laser de l'ion ytterbium : Up1-Low3 et Up1-Low4. Plus précisément, nous avons montré que les oscillations laser débutent pour la transition Up1-Low3 (1030 nm) puis se décalent vers la transition Up1-Low4 (1050 nm).

Ce comportement a été confirmé expérimentalement par la réalisation d'un oscillateur relaxé à base d'Yb:YAG dont le niveau de pertes internes peut être ajusté. Nous avons non seulement montré l'existence des trois modes de fonctionnement spectral de l'oscillateur (1050 nm, 1030 nm et 1030 nm + 1050 nm), mais aussi que, dans le cas d'un niveau de pertes intermédiaire, l'émission du laser débute autour de 1030 nm avant de se déplacer autour de 1050 nm.

Nous avons également étudié l'influence de l'intensité de pompe et montré d'abord numériquement qu'une augmentation de l'intensité de pompe provoque une diminution du temps de création des oscillations laser à la fois pour la transition Up1-Low3 et pour la transition Up1-Low4. Ainsi, comme lorsque les oscillations laser apparaissent autour de 1050 nm, elles cessent à 1030 nm, une augmentation de l'intensité de pompe fait augmenter la proportion de l'émission du laser autour de 1050 nm au détriment de l'émission autour de 1030 nm. Le même oscillateur relaxé à Yb:YAG nous a permis d'observer expérimentalement ces phénomènes.

La simulation numérique du comportement spectral d'un oscillateur quasi-trois-niveaux ainsi que la validation expérimentale ont fait l'objet d'une publication [Réf. 81].

Tous les comportements particuliers que nous venons de décrire sont des conséquences directes de l'influence du taux d'excitation sur le comportement spectral des matériaux dopés ytterbium et donc du phénomène de réabsorption. Si la population du niveau excité est faible, la réabsorption est importante et le maximum du spectre de gain se décale vers les grandes longueurs d'ondes où la section efficace d'absorption est plus faible. A contrario, pour des taux d'excitation élevés, le phénomène de réabsorption est quasiment négligeable et le gain est plus important aux basses longueurs d'ondes où la section efficace d'émission est plus élevée.

Cette réabsorption caractéristique des systèmes quasi-trois-niveaux est, comme nous l'avons déjà vu, due à la population des sous-niveaux Stark d'énergie élevée du multiplet fondamental  $^2F_{7/2}$  de l'ion ytterbium. Comme cette population, qui suit une statistique de Boltzmann, est d'origine thermique, nous voyons que la température peut jouer un rôle primordial sur la spectroscopie de l'ion ytterbium.

L'objectif de la partie qui suit est d'étudier l'influence de la température sur le profil spectral du gain dans les matériaux dopés ytterbium et d'en déduire les conséquences sur le comportement spectral d'un oscillateur laser. Les comportements prévus de manière théorique sont également validés par l'expérience.

## III.4 Effet de la température sur le spectre

### III.4.1 Influence de la température sur le gain

Nous avons vu au paragraphe I.1.3 que l'absorption résiduelle dans le domaine spectral d'amplification de l'ion ytterbium provient des populations thermiques des différents sous niveaux Stark. En effet la température a une influence directe sur les spectres d'absorption et d'émission des matériaux dopés ytterbium, comme le montrent les relations Équation III-59, Équation III-60 et Équation III-61.

$$\text{Équation III-59} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{abs}(\lambda) = \sum_i \sum_j f_{Lowi} \sigma_{Lowi,Upj}(\lambda) \\ \sigma_{em}(\lambda) = \sum_i \sum_j f_{Upj} \sigma_{Upj,Lowi}(\lambda) \end{array} \right.$$

$$\text{Équation III-60} \quad \left\{ \begin{array}{l} f_{Lowi} = \frac{1}{Z_{Low}} \exp\left(-\frac{E_{Lowi}}{kT}\right) \\ f_{Upj} = \frac{1}{Z_{Up}} \exp\left(-\frac{E_{Upj} - E_{ZL}}{kT}\right) \end{array} \right.$$

$$\text{Équation III-61} \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_{Low} = \sum_i \exp\left(-\frac{E_{Lowi}}{kT}\right) \\ Z_{Up} = \sum_j \exp\left(-\frac{E_{Upj} - E_{ZL}}{kT}\right) \end{array} \right.$$

Lorsque la température augmente, la fonction de partition de Boltzmann  $f_{Lowi}$ ,  $f_{Upj}$  augmente pour les sous niveaux Stark d'énergie élevée ( $Low2$ ,  $Low3$ ,  $Low4$ ,  $Up2$ ,  $Up3$ ) alors qu'elle diminue pour les sous niveaux Stark d'énergie la plus basse ( $Low1$ ,  $Up1$ ).

Ainsi, si nous nous concentrons sur le domaine spectral d'émission des matériaux dopés ytterbium ( $\lambda > 980$  nm), nous voyons qu'une augmentation de la température a pour effet de réduire les sections efficaces d'émission correspondant aux transitions laser  $Up1-Low1$ .

Afin de donner une première estimation des effets de la température sur le spectre d'émission du Yb:YAG, nous avons négligé la déformation (élargissement ou rétrécissement) des raies avec la température. Ainsi, dans l'Équation III-59 seules les fonctions de partitions de Boltzmann varient avec la température. Sur la Figure III-38, nous avons représenté le spectre d'émission du YAG dopé ytterbium à température ambiante (trait pointillé) ainsi que l'approximation gaussienne des raies d'émission  $Up1-Low3$  et  $Up1-Low4$  pour différentes températures.

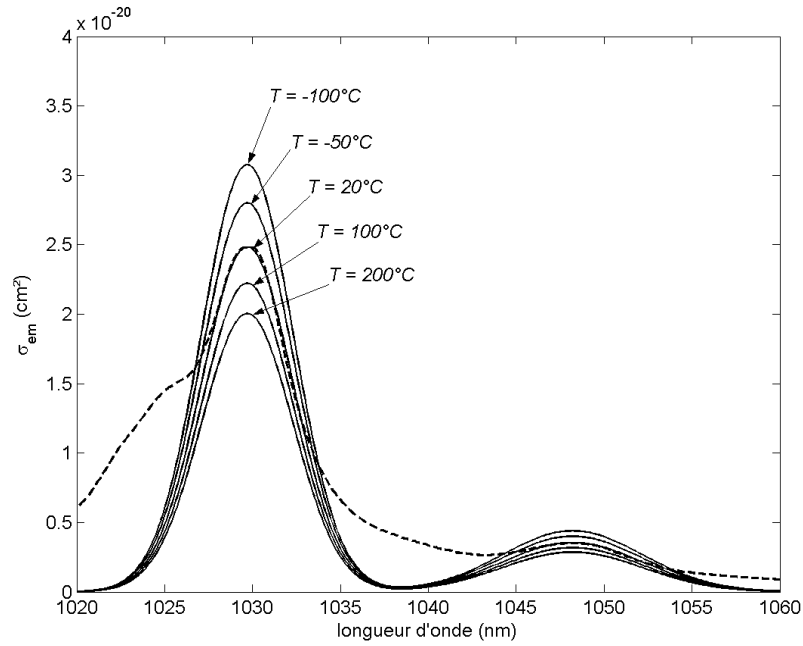


Figure III-38 : Évolution des bandes d'émission de Yb:YAG en fonction de la température.

Lorsque la température augmente, le paramètre  $f_{Up1}$  diminue et les raies d'émission sont moins importantes. A contrario, lorsque la température baisse, les raies d'émission sont plus intenses. Nous pouvons également remarquer que les raies d'émission Up1-Low3 et Up1-Low4 subissent les mêmes variations puisque le seul terme dépendant de la température,  $f_{Up1}$ , est le même pour ces deux transitions.

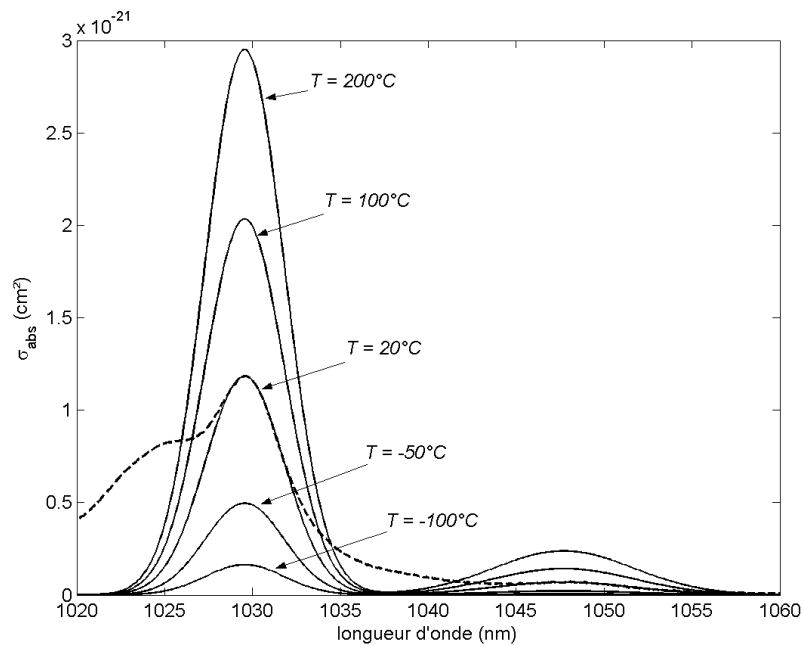


Figure III-39 : Évolution des bandes d'absorption de Yb:YAG en fonction de la température.

Nous pouvons approximer le spectre d'absorption de Yb:YAG par les mêmes raies de transition gaussiennes. Sur la Figure III-39, nous voyons que pour une température de 20°C, les raies d'absorption approximent bien le spectre d'absorption (en pointillé). Lorsque la température augmente, les fonctions de partition de Boltzmann des sous niveaux Low3 et Low4 augmentent et nous pouvons voir que les raies correspondant à la réabsorption de l'onde laser deviennent plus intenses. Plus précisément, les variations subies par la raie de réabsorption Low3-Up1 sont plus importantes que celles de la transition Low4-Up1. En effet, le sous niveau Low3 correspond à une énergie plus faible et d'après l'Équation III-60, sa variation de population thermique est plus importante que celle du sous niveaux Low4 d'énergie plus élevée.

À partir des spectres d'émission et d'absorption, nous pouvons calculer l'évolution du profil spectral du gain linéique en fonction de la température. Sur la Figure III-40, nous avons représenté le gain linéique calculé à partir des spectres d'émission et d'absorption réel de Yb:YAG à température ambiante (en pointillés) ainsi que le gain linéique calculé à partir des raies de transitions Up1-Low et Up1-Low4 gaussiennes. Le taux d'excitation  $\beta$  est fixé à 8 %. Pour  $T = 20^\circ\text{C}$ , nous voyons que l'approximation gaussienne du gain linéique est valable sur des plages de longueur d'onde assez larges. Sur la Figure III-40, nous avons représenté par des cercles la position des maximums du profil spectral du gain linéique en fonction de la température. Nous pouvons remarquer que lorsque la température diminue, le maximum du gain linéique augmente et se décale légèrement vers les longueurs d'onde plus courtes. En effet, la réabsorption est d'autant moins importante que la température est basse, et le maximum de gain se rapproche alors du maximum de la section efficace d'émission. Lorsque la température augmente, la réabsorption devient plus importante et nous pouvons voir que le maximum de gain se déplace vers les grandes longueurs d'onde, là où la section efficace d'absorption est plus faible. Pour des températures plus élevées encore, le gain devient plus important pour la transition Up1-Low4 (autour de 1050 nm) dont la réabsorption est moins sensible à la température.

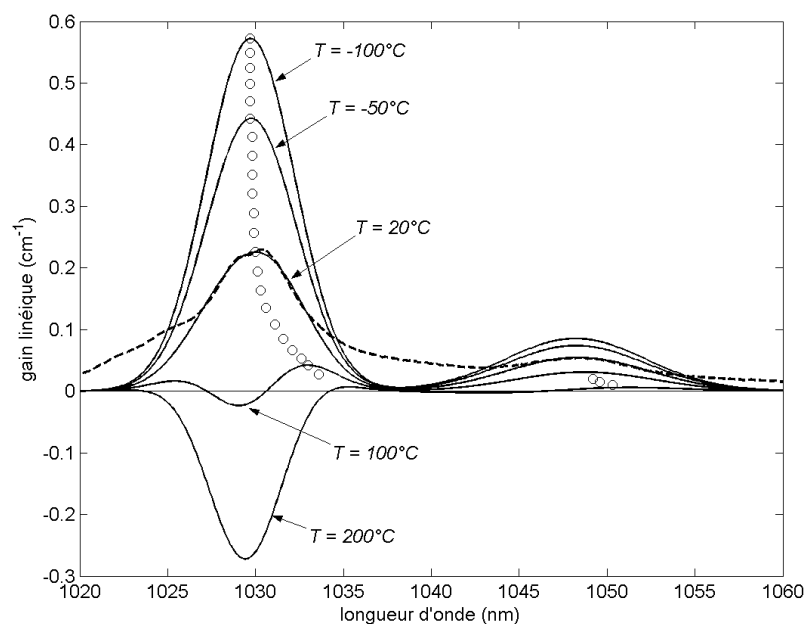


Figure III-40 : Spectre de gain du YAG dopé à 2 atomes % d'ytterbium pour des températures variant entre  $-100^\circ\text{C}$  et  $200^\circ\text{C}$  pour  $\beta = 8\%$ . La position des maximums des spectres de gain est représentée par les cercles.

Nous retrouvons exactement le même type de comportement qu'au paragraphe III.2.1. D'un point de vue spectral, une baisse de température est équivalente à une augmentation du taux d'excitation.

Nous pouvons alors définir une température particulière  $T_{shift}$  pour laquelle le maximum du gain linéique passe de la transition Up1-Low3 à la transition Up1-Low4. Pour Yb:YAG avec  $\beta = 8 \%$ , nous obtenons :

$$\text{Équation III-62} \quad T_{shift} = 129 \text{ } ^\circ\text{C}$$

### III.4.2 Modélisation numérique d'une cavité

Au paragraphe précédent, nous avons étudié l'influence de la température sur le profil spectral du gain linéique dans un matériau dopé ytterbium.

Nous allons maintenant utiliser le modèle de cavité relaxée résolu en temps et en spectre présenté au paragraphe III.3.1 ainsi que les approximations gaussiennes des spectres d'absorption et d'émission de Yb:YAG afin d'étudier l'influence de la température sur le spectre d'émission d'un oscillateur laser en régime relaxé. Les valeurs des paramètres utilisés pour le calcul sont rassemblées dans le Tableau III-3.

<i>Notation</i>	<i>Signification</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unité</i>
$N_{tot}$	Concentration en Yb <sup>3+</sup>	$2,46 \cdot 10^{20}$	cm <sup>-3</sup>
$\lambda_P$	Longueur d'onde de pompe	940	nm
$\lambda_L$	Longueur d'onde d'amplification	1020 - 1060	nm
$\Delta\lambda$	Pas de discrétisation de $\lambda_L$	0,01	nm
$\tau_{fluo}$	Durée de vie de fluorescence	950	μs
$n$	Indice optique du milieu laser	1,8	
$l$	Longueur du milieu laser	5	mm
$L$	Longueur de la cavité	1	m
$R$	Réflectivité du miroir de sortie	90	%
$\gamma$	Pertes internes par aller-retour	1	%
$\xi$	Proportion « utile » de l'émission spontanée	$10^{-10}$	
$I_{Pmax}$	Intensité de pompe en entrée du cristal	20	kW.cm <sup>-2</sup>
$\tau_P$	Durée des impulsions de pompe	600	μs

Tableau III-3 : Paramètres de l'oscillateur étudié.

Sur la Figure III-41, nous avons représenté l'évolution temporelle de l'intensité laser émise par l'oscillateur pour différentes températures du milieu amplificateur. Pour  $T = 20^\circ\text{C}$ , le laser émet une onde centrée autour de 1030,5 nm. Compte tenu de la valeur du coefficient de réflectivité du miroir de sortie de cavité ( $R = 90 \%$ ), les pertes internes de la cavité sont assez élevées pour que le taux d'excitation se stabilise à un niveau important avant que la condition d'oscillation ne soit vérifiée. Le maximum du gain linéique correspond alors à la transition laser Up1-Low3 et l'oscillateur émet autour de 1030 nm. Lorsque la température augmente, nous

pouvons voir que d'une part le temps de création des oscillations laser augmente et que d'autre part la longueur d'onde d'émission du laser se décale vers les grandes longueurs d'onde. En effet, nous avons vu au paragraphe précédent (voir Figure III-40) qu'une augmentation de la température entraîne une diminution du gain linéique quelque soit la longueur d'onde. Cela explique l'augmentation du temps de création des impulsions laser. Nous avons également vu que lorsque la température du milieu amplificateur augmente, le maximum du profil spectral du gain linéique se décale vers les grandes longueurs d'onde où la section efficace d'absorption est plus faible.

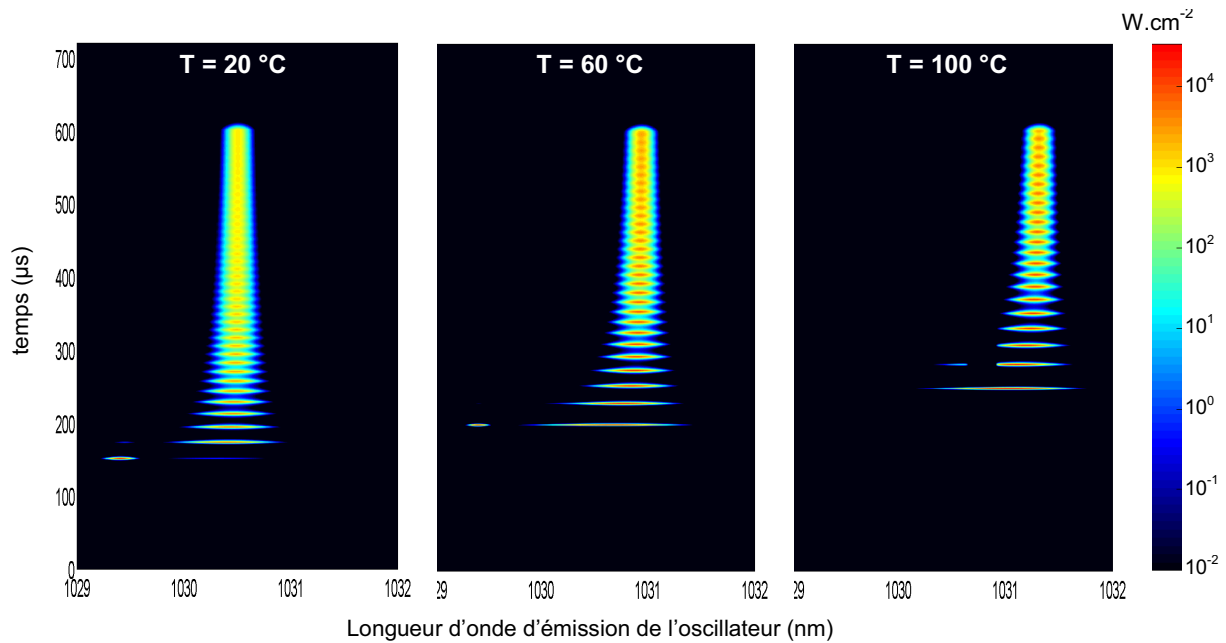


Figure III-41 : Intensité laser émise par l'oscillateur en fonction de la longueur d'onde et du temps pour des températures de 20°C, 60°C et 100°C.

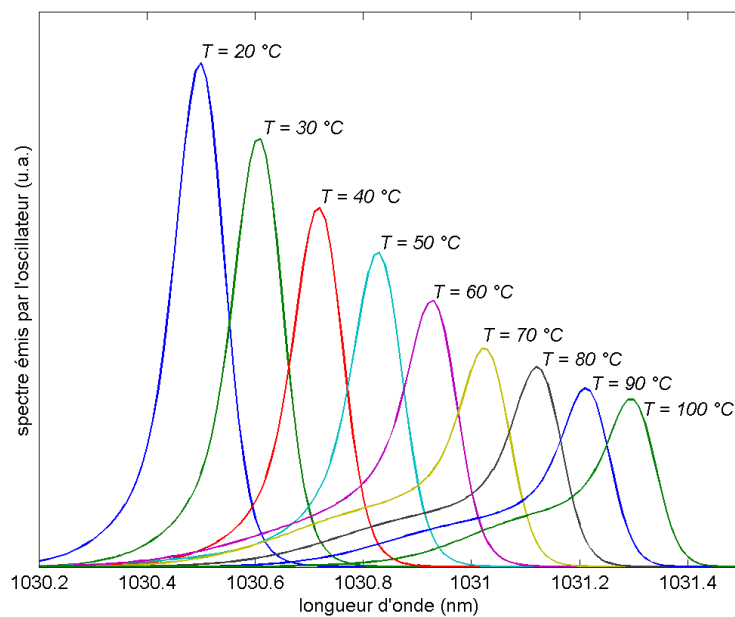


Figure III-42 : Évolution du spectre émis par l'oscillateur relaxé en fonction de la température du milieu amplificateur.

Sur la Figure III-42, nous avons représenté le spectre émis par l'oscillateur relaxé intégré sur la durée d'une impulsion de pompe pour une température du cristal variant entre 20°C et 100°C.

Nous retrouvons d'une part le décalage en longueur d'onde dû à l'élévation de température, et d'autre part nous pouvons constater que l'énergie émise pendant la durée d'une impulsion de pompe diminue lorsque la température augmente. Cela s'explique par la chute du gain linéique due à l'élévation de température.



### III.4.3 Validations expérimentales

Nous avons vu au paragraphe précédent l'influence de la température du milieu amplificateur sur le comportement spectral d'un oscillateur laser à base d'Yb:YAG en mode relaxé. Nous allons maintenant présenter une série d'expériences ayant pour objectif de valider les comportements prévus par notre modèle d'oscillateur relaxé.

Le montage expérimental que nous avons mis en place est constitué d'une cavité plan-concave identique à celle décrite au paragraphe III.3.3. Afin de contrôler sa température, le cristal de Yb:YAG est inséré dans un four dont la température peut être ajustée entre 25°C et 110°C. Le contact thermique entre les parois intérieures du four et le cristal est assuré par des cales de cuivre et une feuille d'indium. Le cristal est pompé par un empilement de diodes laser au travers du miroir concave dichroïque. Un schéma de ce montage est représenté sur la Figure III-43.

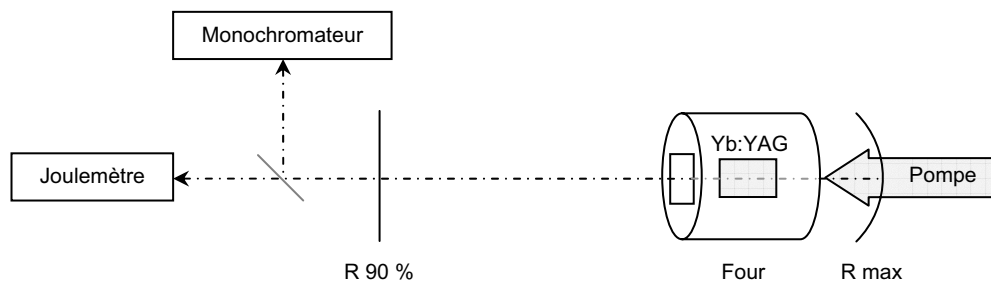


Figure III-43 : Schéma du montage expérimental.

L'énergie du faisceau émis par l'oscillateur est mesurée à l'aide d'un joulemètre à sonde pyroélectrique et une lame de prélèvement nous permet d'enregistrer le spectre émis par l'oscillateur à l'aide d'un monochromateur.

#### III.4.3.1 Régime relaxé

Sur la Figure III-44, nous avons représenté le spectre normalisé en sortie d'oscillateur en régime relaxé pour différentes températures du cristal. Pour une température de 30°C, le spectre émis par l'oscillateur est centré autour de 1030,5 nm, ce qui correspond au pic du spectre d'émission du Yb:YAG. Compte tenu des pertes internes des cavités relativement élevées ( $R = 90\%$ ), le taux d'excitation doit atteindre un niveau important pour que le gain égale les pertes de la cavité et permette le démarrage des oscillations laser. Pour une température de 30°C, la réabsorption de l'onde laser est relativement faible et le maximum du profil spectral du gain linéique du milieu amplificateur correspond au maximum de la section efficace d'émission du cristal. Lorsque la température du cristal est plus élevée, nous pouvons voir que le spectre d'émission de l'oscillateur se décale vers les grandes longueurs d'onde. En effet, nous avons vu qu'une augmentation de la température entraîne une amplification du phénomène de réabsorption et un décalage du maximum du gain linéique vers des longueurs d'ondes où la section efficace d'absorption est plus faible.

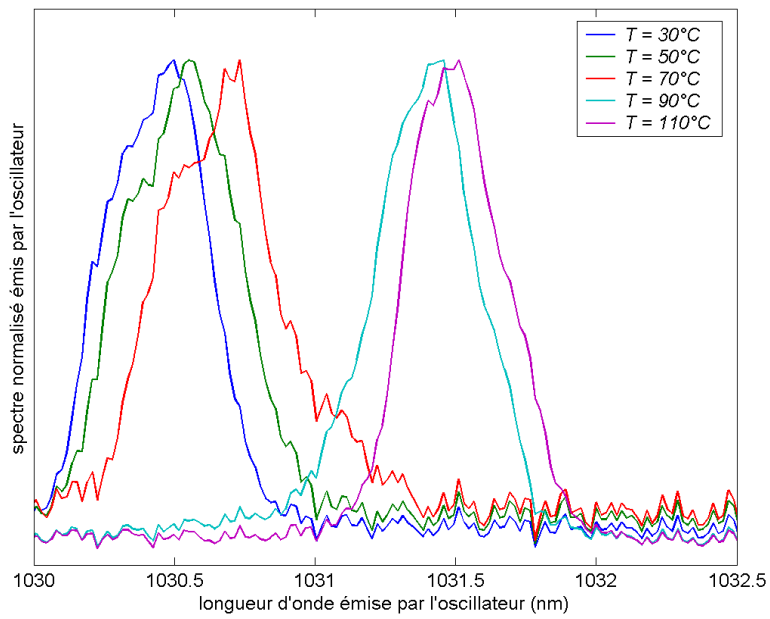


Figure III-44 : Spectres émis par l'oscillateur relaxé pour différentes températures du cristal.

Sur la Figure III-45, nous avons tracé en abscisse le barycentre du spectre émis par l'oscillateur durant une impulsion de pompe et en ordonnée l'énergie mesurée en sortie d'oscillateur pour des températures du cristal variant entre 30°C et 110°C par pas de 10°C.

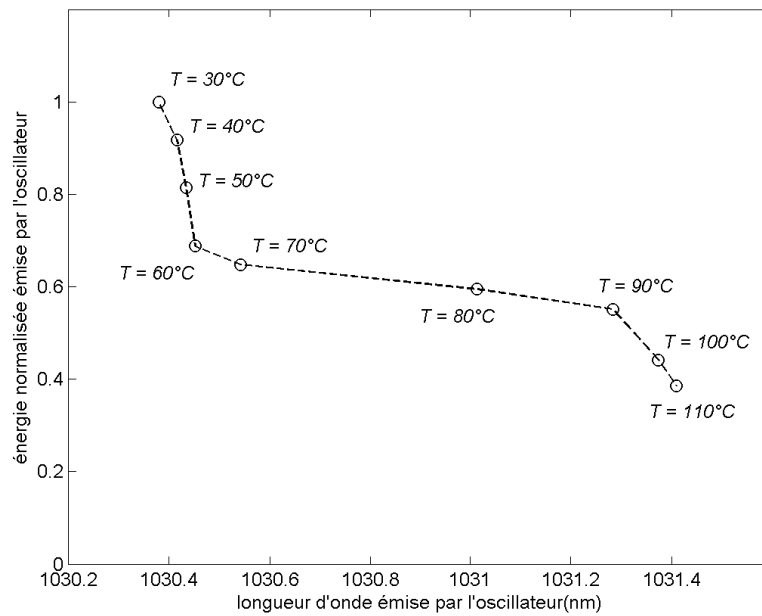


Figure III-45 : Énergie et longueur d'onde centrale de l'émission de l'oscillateur relaxé pour différentes températures du cristal.

En plus du décalage spectral, nous voyons qu'une élévation de température entraîne une diminution de l'énergie émise par l'oscillateur qui s'explique par une diminution du gain linéique du milieu amplificateur.

Les résultats expérimentaux confirment l'influence de la température des matériaux dopés ytterbium sur le comportement spectral et énergétique d'un oscillateur en mode relaxé.

### III.4.3.2 Régime déclenché

Au paragraphe III.2.2, nous avons vu que le niveau de pertes interne d'une cavité n'avait pas d'influence sur le comportement spectral d'une cavité déclenchée car ces pertes sont maintenues à un niveau très important durant la phase de pompage. La condition d'oscillation ne peut alors pas être obtenue et le taux d'excitation peut atteindre des valeurs très importantes. Lorsque les pertes intra cavité sont commutées à un niveau faible pour autoriser le démarrage des oscillations, le maximum du profil spectral du gain linéique correspond alors au maximum de la section efficace d'émission qui se situe, dans le cas du Yb:YAG, autour de 1030 nm.

A contrario, l'effet de la température sur la population des sous niveaux Stark et sur la réabsorption reste présent dans le cas d'une cavité déclenchée. Pour vérifier expérimentalement ce comportement, nous avons introduit dans la cavité décrite sur la Figure III-43 un polariseur, une lame quart d'onde et une cellule de Pockels afin de réaliser un oscillateur déclenché. De plus, le miroir de sortie de cavité a été remplacé par un miroir de réflectivité  $R = 98 \%$ .

Sur la Figure III-46, nous avons représenté le barycentre du spectre des impulsions en sortie oscillateur en régime déclenché ainsi que l'énergie de ces impulsions pour différentes températures du cristal

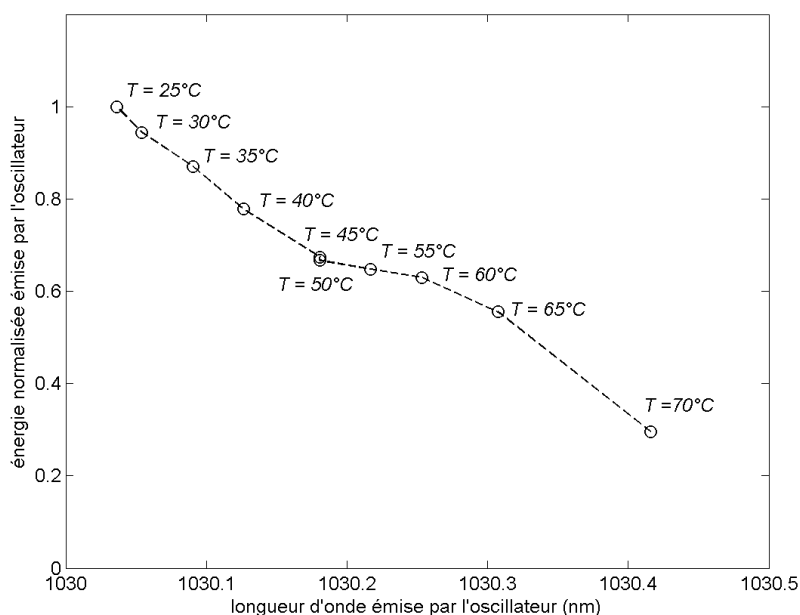


Figure III-46 : Énergie et longueur d'onde centrale de l'émission de l'oscillateur déclenché pour différentes températures du cristal.

Nous retrouvons les mêmes comportements qu'en régime relaxé. Une augmentation de la température provoque une chute d'énergie en sortie de cavité et un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde.

Dans la partie III.4, nous avons étudié l'influence de la température sur le comportement, notamment spectral, d'un oscillateur quasi-trois-niveaux.

Nous avons tout d'abord montré que la température modifie les spectres d'émission et d'absorption des matériaux dopés ytterbium. Une diminution de la température entraîne une augmentation des valeurs maximales des pics d'émission et, dans le même temps une réduction de la réabsorption. Cela a bien entendu des répercussions sur l'allure du profil spectral du gain dont le maximum se déplace en fonction de la température. Pour des températures basses, l'effet de la réabsorption devient négligeable et le gain est maximal là où la section efficace d'émission est la plus importante, à savoir autour de 1030 nm pour Yb:YAG. A contrario pour des températures plus élevée, la réabsorption est importante et le maximum du gain se déplace vers les grande longueurs d'onde où la section efficace d'absorption est plus faible (1050 nm pour Yb:YAG).

Nous avons ensuite utilisé le modèle d'oscillateur relaxé résolu en temps et en spectre présenté dans la partie III.3 afin d'étudier ces phénomènes numériquement. Nous avons montré qu'une augmentation de la température entraîne un décalage du spectre émis par l'oscillateur vers les grandes longueurs d'onde, un allongement du temps de création des oscillations laser ainsi qu'une chute de l'énergie émise par l'oscillateur. Ces deux derniers effets sont dus à la diminution de la valeur maximale du profil spectral du gain lorsque la température augmente. Nous avons ensuite présenté une validation expérimentale de ces comportements en mettant en œuvre un oscillateur dont le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG dont la température peut être réglée. Nous avons ainsi démontré que, à la fois en régime relaxé et en régime déclenché, une augmentation de la température du cristal provoque d'une part une chute du rendement optique – optique du laser, et d'autre part un décalage de son spectre d'émission vers les longueurs d'onde élevées.

Nous pouvons en particulier remarquer que l'utilisation de matériaux dopés à l'ytterbium à des températures cryogéniques constitue une solution séduisante pour bénéficier des avantages de cet ion actif (faible défaut quantique, stockage d'énergie importante) tout en s'affranchissant des effets néfastes de la réabsorption. De plus, nous avons vu au Chapitre I que les basses températures permettent également d'améliorer de manière significative les propriétés thermomécaniques des matrices hôtes de l'ion ytterbium, qu'elles se présentent sous la forme de monocristaux ou de céramiques transparentes. Ainsi, les matériaux dopés à l'ytterbium comme les grenats ou les sesquioxydes de terres rares refroidis à des températures cryogéniques apparaissent comme d'excellents candidats pour la réalisation de lasers fortement énergétiques et de haute puissance moyenne.



---

## **Chapitre IV**

# **Évaluation et comparaison expérimentale de matrices dopées à l'ytterbium**

---



Nous avons vu au Chapitre I que les sesquioxydes de terres rares possèdent des propriétés thermomécaniques favorables à la réalisation de lasers de haute puissance moyenne. D'autre part, nous avons montré au Chapitre II que ces matériaux dopés à l'ytterbium permettraient de réaliser des amplificateurs possédant des rendements de stockage et d'extraction d'énergie élevés, comparables à ceux du Yb:YAG.

L'objectif de ce quatrième et dernier chapitre est de présenter une première évaluation et une comparaison expérimentale des nouveaux matériaux laser que constituent les céramiques transparentes de sesquioxydes de terres rares dopées à l'ion ytterbium. Dans ce but, nous avons réalisé un oscillateur en régime relaxé. L'avantage d'un tel dispositif expérimental réside en premier lieu dans sa simplicité de mise en œuvre en comparaison, par exemple, avec un amplificateur multi passages.

Dans la première partie du Chapitre IV, nous présentons le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre afin d'évaluer les performances laser des sesquioxydes de terres rares dopées à l'ion ytterbium Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Nous exposons dans un premier temps une caractérisation complète de la source de pompage utilisée, à savoir un empilement de diodes laser. Ensuite, nous détaillons l'architecture de pompage dans son ensemble, et enfin, nous présentons la cavité laser que nous avons mise en œuvre pour évaluer ces matrices laser.

## IV.1 Description du dispositif expérimental

### IV.1.1 Les diodes laser

La source de pompage que nous avons utilisée est un empilement de diodes laser composé de 25 barrettes en série pouvant chacune délivrer une puissance nominale de 100 W pour une intensité de courant électrique  $I_{DL} = 120 \text{ A}$ . Chacune des barrettes est constituée de 75 monoémetteurs à InGaAs en parallèle dont la longueur d'onde d'émission se situe autour de 940 nm. L'empilement de diodes présente une ouverture de 10 x 40 mm<sup>2</sup>.

Il est alimenté par une source de courant d'intensité variable entre 0 et 150 A. Cependant, afin de préserver la durée de vie des diodes, nous avons choisi de limiter ce courant à 100 A. La durée des impulsions électriques, de profil temporel carré, délivrées par cette alimentation peut être réglée entre 0 et 600 μs.

La température des diodes laser peut également être régulée à l'aide d'une circulation d'eau désionisée dont la température peut être fixée entre 20°C et 70°C.

Afin de caractériser l'empilement de diodes laser, nous avons dans un premier temps mesuré l'énergie émise à l'aide d'un joulemètre de grande ouverture (Ø 100 mm). Sur la figure suivante, nous avons représenté l'énergie émise par l'empilement de diodes en fonction de l'intensité du courant délivré par l'alimentation. La durée des impulsions est fixée à son maximum, à savoir 600 μs, et la température du fluide de refroidissement des diodes varie de 20°C à 70°C par pas de 10°C.



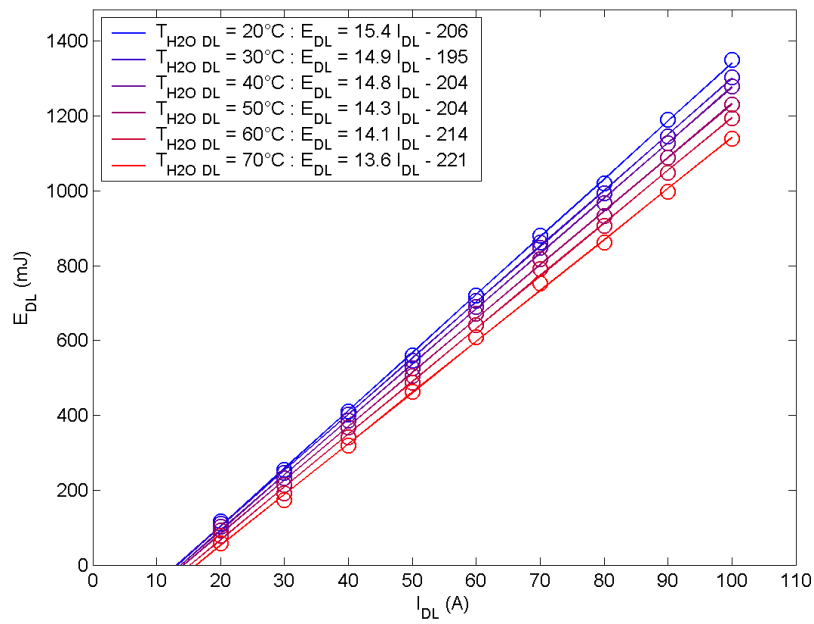


Figure IV-1 : Énergie émise par l'empilement de diodes laser en fonction de l'intensité du courant les traversant pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement. La durée des impulsions est de 600  $\mu$ s.

Nous disposons ainsi d'une source de pompage capable de délivrer des impulsions d'environ 1,2 J en 600  $\mu$ s.

La caractéristique courant – tension de l'empilement de diodes laser est représentée sur la Figure IV-2.

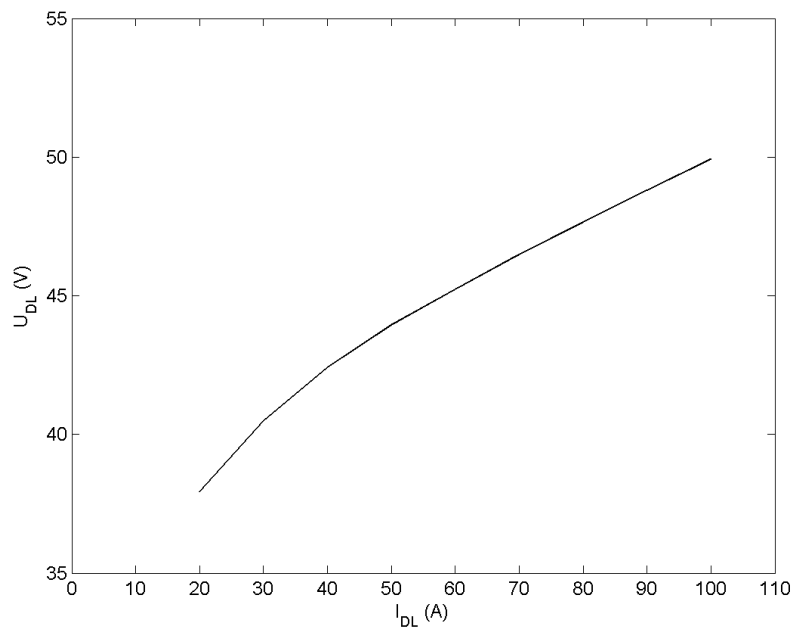


Figure IV-2 : Caractéristique courant – tension de l'empilement de diodes laser.

À partir de cette fonction  $U_{DL}(I_{DL})$ , nous pouvons déterminer  $E_{\text{électrique}}$ , l'énergie électrique dissipée dans les diodes laser au cours d'une impulsion de durée  $\tau_p$  en fonction de l'intensité du courant délivré par l'alimentation.

Équation IV-1

$$E_{\text{électrique}} = \tau_P U_{DL} I_{DL}$$

Nous pouvons alors tracer l'évolution de l'énergie optique émise par l'empilement de diodes laser directement en fonction de l'énergie électrique dissipée (voir Figure IV-3).

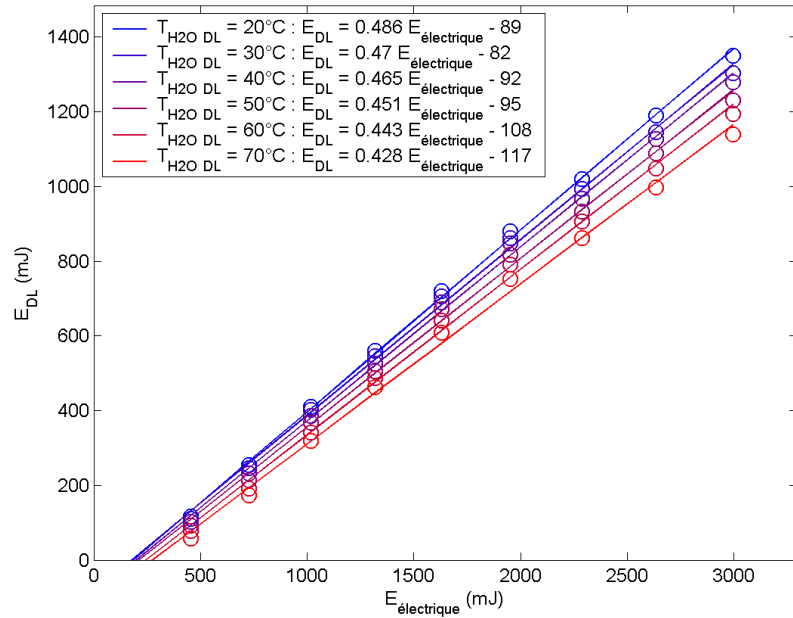


Figure IV-3 : Énergie émise par l'empilement de diodes laser en fonction de l'énergie électrique dissipée pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement.

Nous pouvons remarquer que le rendement des diodes laser est d'autant plus faible que la température du fluide de refroidissement, notée  $T_{H_2O\ DL}$ , est élevée. Pour un courant de 100 A, il chute de 45 % à 38 % lorsque la température du fluide de refroidissement passe de 20°C à 70°C.

La température de l'empilement de diodes laser a également une influence sur son spectre d'émission. Afin de quantifier ce phénomène, nous avons mesuré le spectre émis par les diodes laser pour des courants  $I_{DL}$  de 30, 60 et 90 A, et des températures de fluide variant entre 20°C et 70°C. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure IV-4 sur laquelle nous avons représenté l'évolution de la position du barycentre du spectre d'émission de l'empilement de diodes laser en fonction de la température du fluide de refroidissement pour  $I_{DL} = 30, 60$  et 90 A.

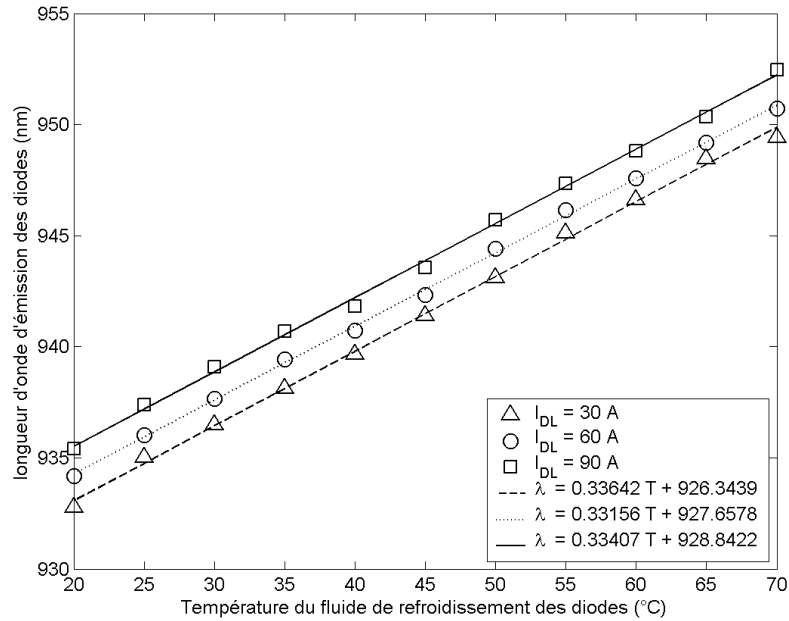


Figure IV-4 : Barycentre du spectre d'émission de l'empilement de diodes laser en fonction de la température du fluide de refroidissement pour  $I_{DL} = 30, 60$  et  $90$  A. La durée des impulsions est de  $600 \mu s$ .

Nous pouvons remarquer que la longueur d'onde d'émission des diodes laser augmente avec la température suivant un coefficient de  $0,33 \text{ nm} \cdot \text{°C}^{-1}$ .

De plus, le spectre émis par l'empilement de diodes laser dépend également de l'intensité du courant : la longueur d'onde d'émission des diodes laser augmente avec  $I_{DL}$  suivant un coefficient d'environ  $0,04 \text{ nm} \cdot \text{A}^{-1}$ . Cette dérive spectrale est également d'origine thermique. En effet, lorsque  $I_{LD}$  augmente, l'énergie électrique mais aussi thermique dissipée dans les diodes est plus importante, et la température de la jonction semi conductrice est d'autant plus élevée.

Nous avons également mesuré la largeur spectrale de l'émission de l'empilement de diodes laser pour des courants de 30, 60 et 90 A, et des températures du fluide de refroidissement des diodes variant de  $20^\circ\text{C}$  à  $70^\circ\text{C}$ . Nous avons obtenu des largeurs à mi hauteur de l'ordre de  $3 \text{ nm}$  ( $\pm 1 \text{ nm}$ ), et la valeur de  $T_{H2O DL}$  ne semble pas avoir d'influence significative sur la largeur spectrale de l'émission des diodes.

## IV.1.2 L'architecture de pompage

Nous avons vu au paragraphe précédent que l'empilement de diodes laser peut délivrer des impulsions de l'ordre de  $1,2 \text{ J}$  en  $600 \mu s$ , ce qui correspond à une puissance de  $2 \text{ kW}$  pour un courant  $I_{DL}$  de  $100 \text{ A}$ . L'aire de la surface émettrice étant de  $4 \text{ cm}^2$ , l'éclairement correspondant est seulement de  $500 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Or, nous avons vu aux chapitres II et III, que les matériaux dopés à l'ytterbium requièrent des éclaircements (ou intensités de pompe) de quelques dizaines de kilowatts par centimètre carré. Nous voyons qu'il est alors nécessaire de focaliser le

faisceau issu des diodes laser afin de réaliser une tache de pompe de petites dimensions dans le plan du matériau laser et d'atteindre des intensités de pompe plus importantes.

Chacune des barrettes de l'empilement de diodes laser est munie d'une micro lentille cylindrique afin de réduire la divergence du faisceau dans l'axe rapide (perpendiculaire à la jonction semi-conductrice) de  $80^\circ$  à environ  $1^\circ$  (largeur totale à mi hauteur). La divergence dans l'axe lent (parallèle à la jonction semi-conductrice) est de  $16^\circ$ . Le faisceau issu de l'empilement de diodes laser est mis en forme par une lentille sphérique de longueur focale 400 mm et par deux lentilles cylindriques de longueurs focales respectives 100 mm et 90 mm. La lentille sphérique assure la focalisation selon l'axe rapide, et les deux lentilles cylindriques selon l'axe lent. Un schéma du montage de mise en forme du faisceau de pompe est représenté sur la Figure IV-5.

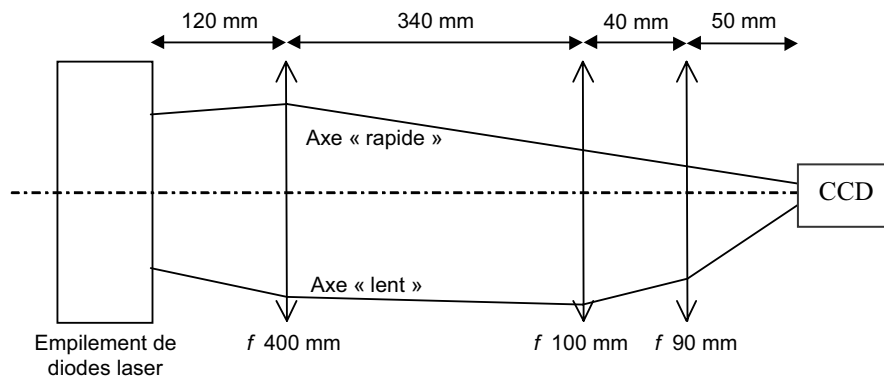
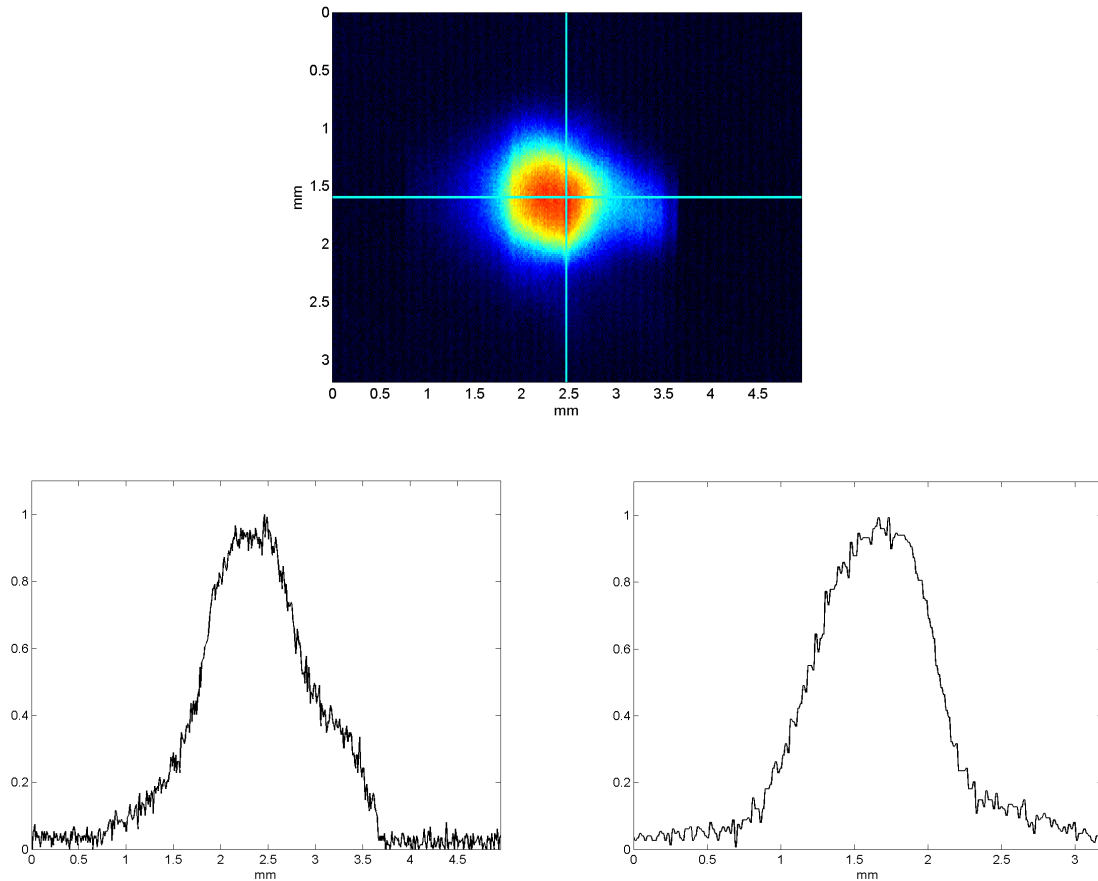


Figure IV-5 : Schéma du système de focalisation

Sur la Figure IV-5, le trajet optique représenté sur la partie haute du schéma correspond à l'émission de l'empilement de diodes laser selon l'axe rapide, alors que le trajet optique de l'émission selon l'axe lent est représenté sur la partie du bas. Le profil du faisceau de pompe résultant est représenté sur la Figure IV-6. Nous pouvons remarquer que ce profil de pompe est légèrement différent de celui présenté sur la Figure III-26. En effet, le système de focalisation du faisceau issu de l'empilement de diodes laser bénéficie dans le cas présent d'un réglage plus précis.

Le rayonnement émis par l'empilement de diodes laser suivant l'axe lent étant multimode et très divergent, la profondeur de champ de notre système de focalisation est très limitée dans cette direction. Ainsi, le profil de la tache de pompe, notamment suivant l'axe lent, dépend fortement de la distance de la caméra à la lentille cylindrique de focale 90 mm. Cet aspect devra être pris en compte dans l'analyse de l'influence de l'épaisseur d'un matériau laser sur les performances de l'oscillateur.



*Figure IV-6 : Profil spatial du faisceau de pompe observé dans le plan d'entrée du cristal.*

L'énergie déposée dans la tache de pompe de la Figure IV-6 intégrée sur une durée d'impulsion de  $600 \mu\text{s}$  est représentée sur la Figure IV-7. L'évolution de cette énergie est tracée en fonction de l'intensité du courant délivré par l'alimentation de l'empilement de diodes laser pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement des diodes.

Connaissant l'énergie intégrée sur toute la surface de la tache de pompe, nous pouvons déterminer le profil d'intensité de l'onde de pompe dans le plan de la caméra. Sur la Figure IV-8, nous avons représenté l'évolution de la valeur maximale de l'intensité de pompe en fonction de l'intensité du courant délivré par l'alimentation de l'empilement de diodes laser pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement des diodes.

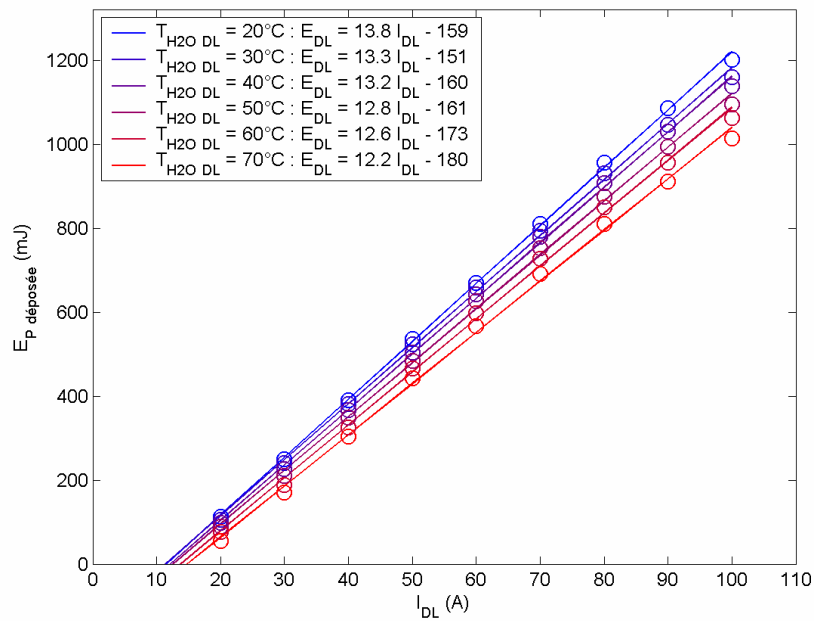


Figure IV-7 : Énergie dans la tache de pompe en fonction de l'intensité du courant traversant les diodes laser pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement. La durée des impulsions est de 600  $\mu$ s.

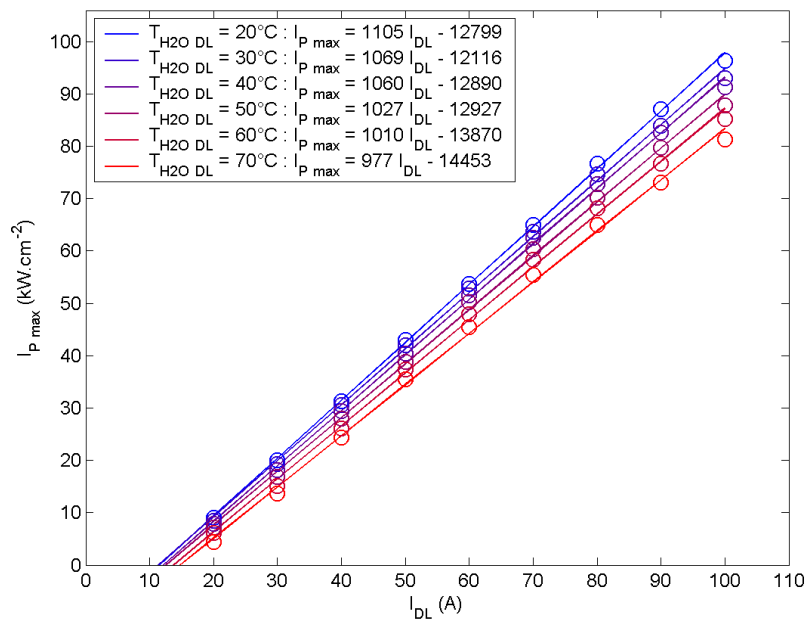


Figure IV-8 : Valeur maximale de l'intensité de pompe en fonction de l'intensité du courant traversant les diodes laser pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement

L'architecture de pompage que nous avons mise en œuvre nous permet donc d'atteindre des intensités de pompe  $I_{Pmax}$  très élevées : de 80 à 100  $\text{kW.cm}^{-2}$  pour un courant  $I_{DL}$  de 100 A, en fonction de la longueur d'onde d'émission de l'empilement de diodes laser.

### IV.1.3 L'oscillateur

Afin d'évaluer les performances accessibles en terme de rendement et d'énergie avec différentes matrices laser dopées à l'ion ytterbium, nous avons choisi de réaliser un oscillateur laser relaxé. Cet oscillateur laser est représenté sur la Figure IV-9.

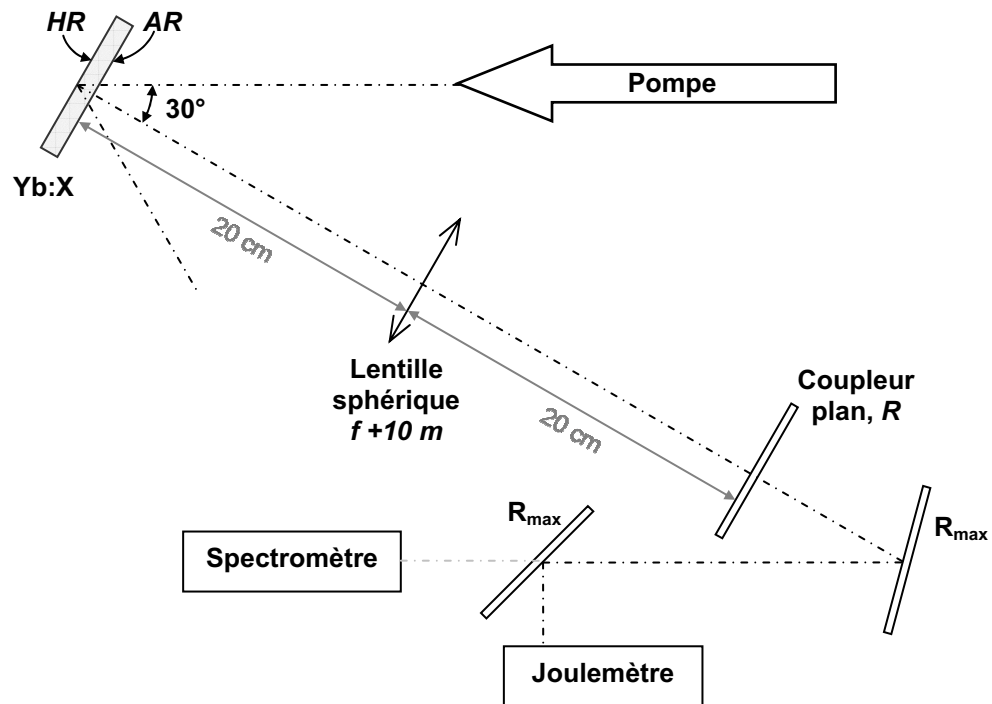


Figure IV-9 : Schéma de l'oscillateur laser.

Le matériau dopé ytterbium, qui se présente sous la forme d'un disque mince, est traité anti-reflets sur sa face avant et un traitement de haute réflectivité est déposé sur sa face arrière. Il est pompé par le système décrit au paragraphe précédent avec un angle d'incidence de  $30^\circ$ . La cavité laser, d'une longueur  $d = 40 \text{ cm}$ , est constituée d'une part par la face réfléchissante du matériau laser et d'autre part par un coupleur plan de réflectivité  $R$ . Cette cavité plan – plan est stabilisée par une lentille sphérique d'une longueur focale  $f$  de 10 mètres insérée en son milieu.

En utilisant le formalisme des matrices de Jones [Réf. 82], nous pouvons déterminer la matrice  $M$  correspondant à un aller-retour dans la cavité à partir d'un plan situé à une distance  $z$  comprise entre 0 et  $d/2$  d'un des miroirs plans.

Équation IV-2

$$M = \begin{pmatrix} 1 & d/2 - z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d/2 + z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

À partir de cette matrice, nous pouvons déterminer la valeur du rayon à  $1/e^2$  du maximum d'intensité du mode fondamental de la cavité en fonction de  $z$  [Réf. 80].

$$\text{Équation IV-3} \quad w(z)^2 = \frac{2 \lambda B}{\pi} \sqrt{4 - (A + D)^2}$$

où  $A$ ,  $B$ ,  $C$  et  $D$  désignent les éléments de la matrice  $M$ .

$$\text{Équation IV-4} \quad M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$$

Sur la Figure IV-10, nous avons tracé la valeur du rayon à  $1/e^2$  du mode  $TEM_{00}$  en fonction de la position dans la cavité pour différentes valeurs de la longueur d'onde.

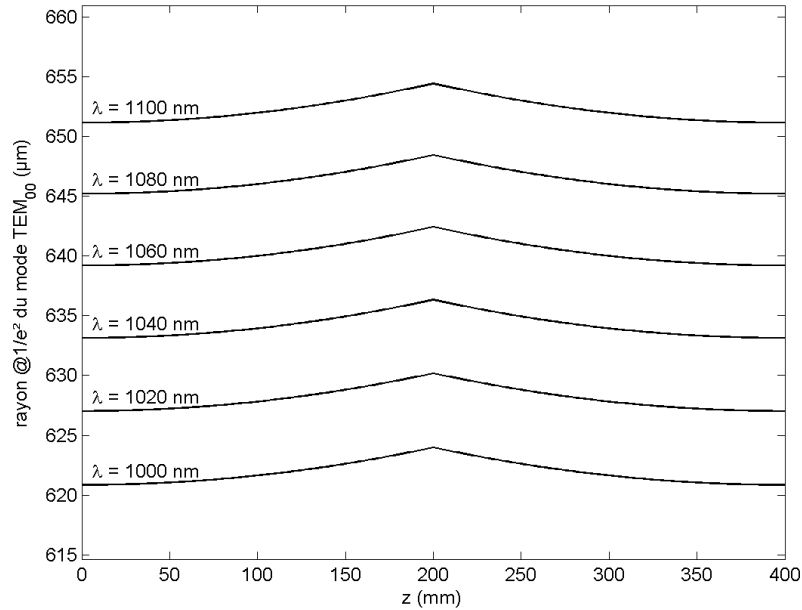
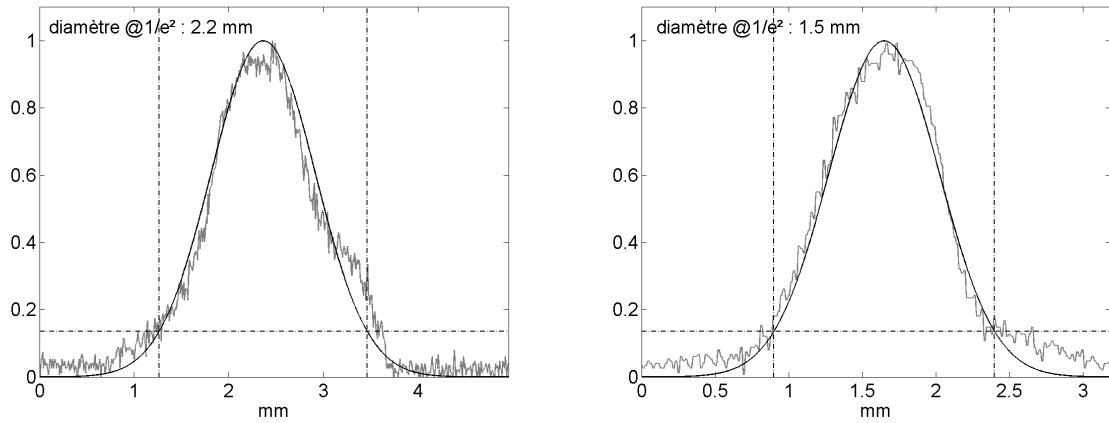


Figure IV-10 : Rayon à  $1/e^2$  du mode fondamental de la cavité pour différentes valeur de la longueur d'onde.

Nous pouvons remarquer que la lentille de focale  $f = 10 \text{ m}$  n'entraîne qu'une faible dépendance de la taille du mode fondamental en fonction de la position dans la cavité. L'écart entre la valeur minimum et la valeur maximum du rayon du mode  $TEM_{00}$  est seulement de 0,5 %. Toutefois, cette lentille permet de stabiliser la cavité et de définir un mode de la cavité d'environ 1,3 mm de diamètre à  $1/e^2$  dans le plan du matériau amplificateur (en  $z = 0$ ). Ce diamètre doit toujours être inférieur à la plus petite dimension de la tache de pompe afin d'éviter toute perte par réabsorption dans une zone non suffisamment inversée. Pour vérifier cette condition, nous avons approximé les profils vertical et horizontal de la tache de pompe présentée au paragraphe précédent par de courbes gaussiennes (voir Figure IV-11).





*Figure IV-11 : Approximation gaussienne des profils vertical et horizontal de la tache de pompe dans le plan du matériau laser.*

Nous pouvons constater que le mode fondamental de l'oscillateur ( $\varnothing$  1,3 mm) est bien légèrement inférieur à la plus petite dimension de la tache de pompe dans le plan du matériau laser ( $\varnothing$  1,5 mm).

De plus, deux types de diagnostic ont été mis en place afin de caractériser l'émission du laser. Le faisceau généré par l'oscillateur laser est envoyé sur un joulemètre à l'aide de deux miroirs de réflectivité maximale ( $R_{max}$ ) afin d'en mesurer l'énergie et la fuite d'un de ces miroirs est utilisée afin de mesurer le spectre émis par l'oscillateur via un spectromètre à fibre optique.

Dans la partie qui suit, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec l'oscillateur laser que nous venons de décrire (voir Figure IV-9) dans lequel nous avons utilisé comme milieu amplificateur différentes matrices dopées ytterbium. Ces matrices sont le YAG, et les sesquioxides d'yttrium ( $Y_2O_3$ ), de lutétium ( $Lu_2O_3$ ) et de scandium ( $Sc_2O_3$ ).

Nous étudions en particulier l'influence du spectre d'émission des diodes laser de pompe, de l'épaisseur du milieu amplificateur, ainsi que de la réflectivité du coupleur de sortie de cavité sur les performances de l'oscillateur, c'est-à-dire sur le seuil de démarrage des oscillations laser, sur sa pente d'efficacité, et sur son rendement optique – optique.

## IV.2 Cavités relaxées à température ambiante

### IV.2.1 Résultats expérimentaux pour Yb:YAG

Afin d'évaluer les performances du YAG dopé à l'ytterbium, nous avons donc réalisé un oscillateur laser en utilisant les architectures de pompage et de cavité décrites au paragraphe IV.1. Le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG dopé à 10 at.% ( $N_{tot} = 1,23 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), de diamètre 10 mm et d'épaisseur 1,6 mm. La face avant du disque de YAG est traitée anti-reflets et sa face arrière est hautement réfléchissante. La cavité est utilisée en régime relaxé.

La durée des impulsions délivrées par les diodes laser est de 600  $\mu\text{s}$  et la température  $T_{H_2O \text{ DL}}$  de l'eau de refroidissement de l'empilement de diodes varie de 20°C à 60°C par pas de 10°C afin de sélectionner la longueur d'onde de pompe (voir Figure IV-4). Sur la Figure IV-12, nous avons représenté le spectre d'absorption de Yb:YAG ainsi que la droite de correspondance entre la température de l'empilement de diodes laser et sa longueur d'onde d'émission pour un courant  $I_{DL}$  de 90 A. Les points noirs permettent de déterminer la section efficace d'absorption du milieu laser à la longueur d'onde de pompe en fonction de  $T_{H_2O \text{ DL}}$ .

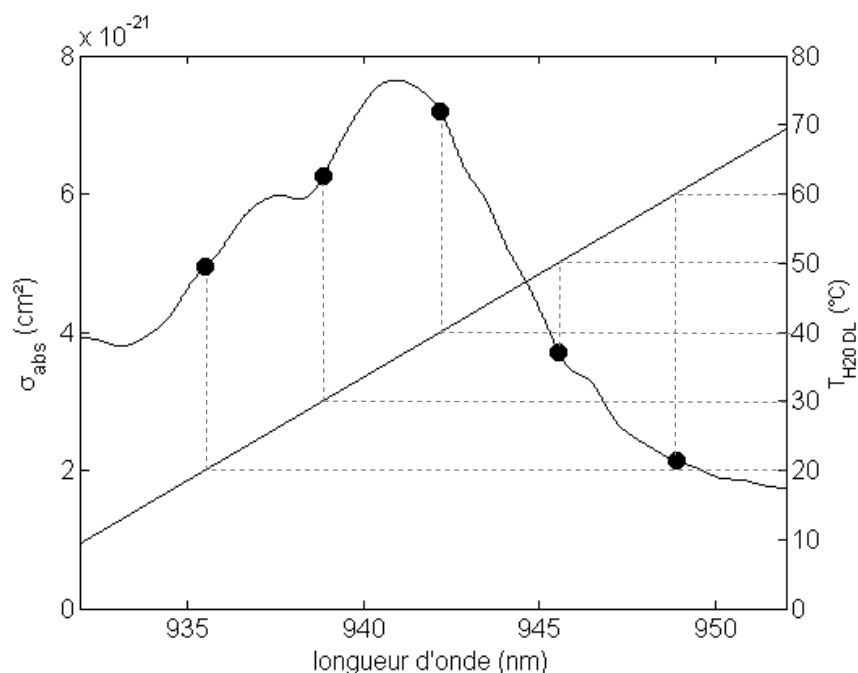


Figure IV-12 : Spectre d'absorption de Yb:YAG et longueurs d'onde correspondant à  $T_{H_2O DL} = 20^{\circ}C, 30^{\circ}C, 40^{\circ}C, 50^{\circ}C$  et  $60^{\circ}C$ , pour un courant  $I_{DL} = 90 A$ .

Plusieurs coupleurs de cavité de réflectivités différentes ont été utilisés afin d'optimiser les performances du laser. Les valeurs de réflectivité  $R$  indiquées par le fabricant de ces cinq coupleurs sont respectivement 95 %, 90 %, 85 %, 75 % et 40 %. Afin de vérifier ces valeurs, nous avons mesuré la transmission de ces composants à l'aide d'un spectrophotomètre à double faisceau et les valeurs de transmission obtenues à 1030 nm sont respectivement 6,96 %, 8,16 %, 14,80 %, 25,93 % et 57,95 %. En considérant que la face traitée anti-reflets des coupleurs présente une transmission de 100 %, nous obtenons les valeurs de réflectivité de ces cinq coupleurs à 1030 nm, à savoir 93,04 %, 91,84 %, 85,20%, 76,07 % et 42,05 %.

Sur la Figure IV-13, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant à chacune des conditions expérimentales, c'est-à-dire pour chaque couple  $\{R, T_{H_2O DL}\}$ .

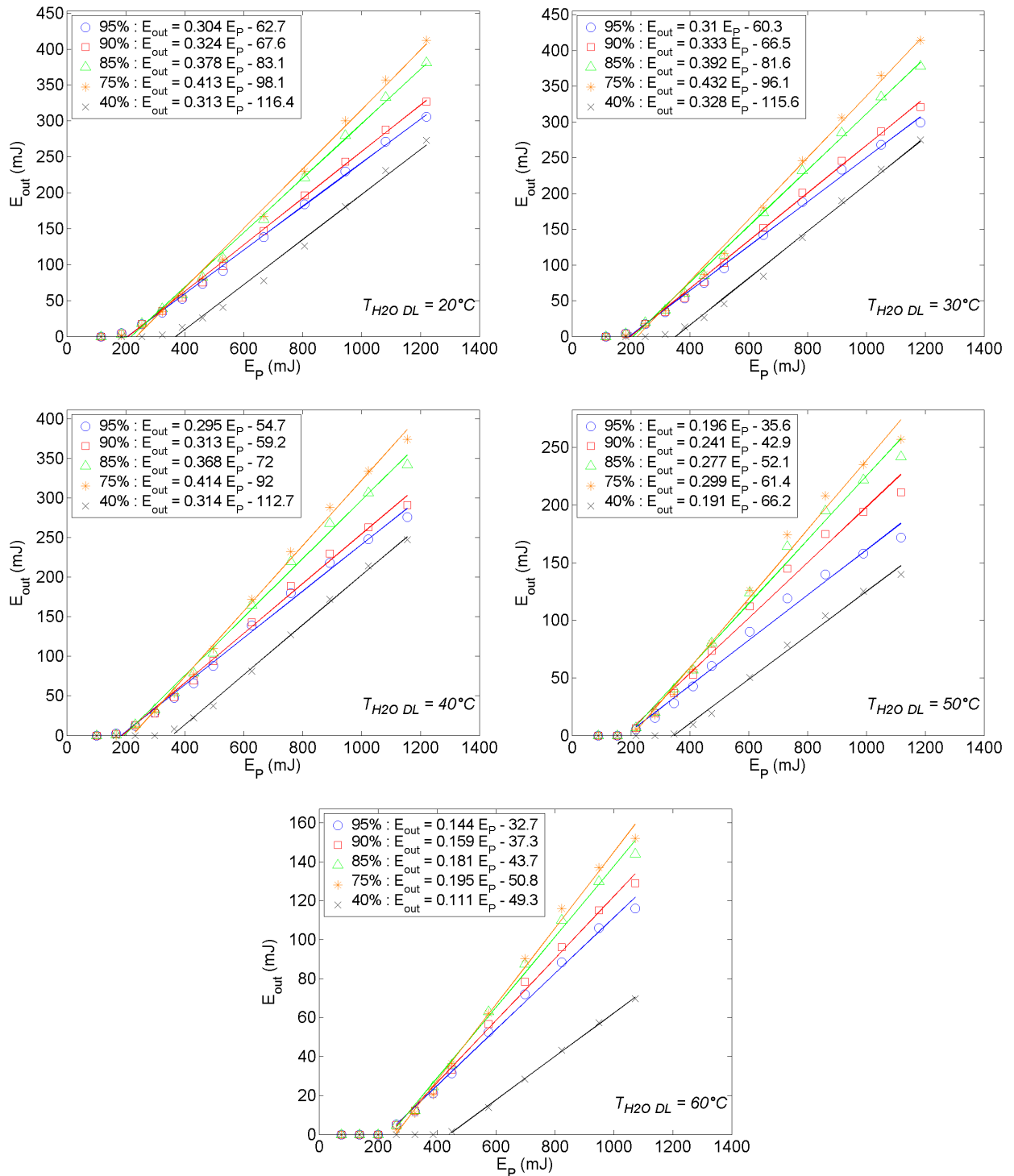


Figure IV-13 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:YAG d'épaisseur 1,6 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 95 %, 90 %, 85 %, 75 % et 40 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C, 50°C et 60°C.

Nous avons rassemblé les valeurs obtenues dans le Tableau IV-1.

		$T_{H_2O DL}$				
		20°C	30°C	40°C	50°C	60°C
R 95 %	<i>Pente</i>	30,4 %	31,0 %	29,5 %	19,6 %	14,4 %
	<i>Seuil</i>	206 mJ	195 mJ	185 mJ	182 mJ	227 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	32,4 %	33,3 %	31,3 %	24,1 %	15,9 %
	<i>Seuil</i>	209 mJ	200 mJ	189 mJ	178 mJ	235 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	37,8 %	39,2 %	36,8 %	27,7 %	18,1 %
	<i>Seuil</i>	220 mJ	208 mJ	196 mJ	188 mJ	241 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	41,3 %	43,2 %	41,4 %	29,9 %	19,5 %
	<i>Seuil</i>	238 mJ	222 mJ	222 mJ	268 mJ	261 mJ
R 40 %	<i>Pente</i>	31,3 %	32,8 %	31,4 %	19,1 %	11,1 %
	<i>Seuil</i>	372 mJ	352 mJ	359 mJ	347 mJ	444 mJ

Tableau IV-1 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

En analysant les valeurs contenues dans le Tableau IV-1, nous pouvons constater que la valeur du seuil de fonctionnement laser diminue lorsque la réflectivité du coupleur augmente. En effet, si  $R$  est élevé, les pertes internes de la cavité, qui se comportent comme  $-ln(R)$  (voir Équation III-11), sont faibles et la condition de démarrage des oscillations dans la cavité donnée dans l'Équation III-33 est obtenue pour un gain  $g_{seuil}$  plus faible. Le taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  correspondant est alors d'autant plus faible que  $R$  est élevé et l'énergie de pompe  $E_{P seuil}$  nécessaire pour atteindre ce taux d'excitation seuil en 600  $\mu s$  est également d'autant plus faible.

De plus, les valeurs des pentes d'efficacité laser du Tableau IV-1 nous permettent de déterminer la température du fluide de refroidissement des diodes laser et donc la longueur d'onde de pompe la mieux adaptée au pompage de Yb:YAG. Cette longueur d'onde dépend bien entendu du taux de dopage ainsi que de l'épaisseur du matériau. En l'occurrence, pour un cristal de YAG dopé à 10 at.% d'ytterbium et d'épaisseur 1,6 mm, nous pouvons voir qu'une température de l'empilement de diodes laser de 30°C conduit aux pentes d'efficacité laser les plus importantes quelque soit la réflectivité du coupleur de sortie de cavité utilisé. D'après la Figure IV-12, cette température correspond à une section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe de valeur intermédiaire. Pour  $T_{H_2O DL} = 40^\circ C$ , la section efficace d'absorption de l'onde de pompe est plus importante alors que pour  $T_{H_2O DL} = 20^\circ C, 50^\circ C$  ou  $60^\circ C$ , la section efficace d'absorption de l'onde de pompe est plus faible. Ainsi pour une température des diodes laser de 40°C, le disque de Yb:YAG se révèle trop épais. La quasi-totalité de l'énergie de pompe est absorbée dans la première partie du cristal si bien qu'à proximité de la face arrière du disque, l'intensité de pompe n'est plus suffisamment élevée pour que le taux d'excitation puisse atteindre la valeur de transparence à la longueur d'onde laser. Il existe alors une zone à l'arrière du disque dans laquelle le matériau laser est absorbant qui limite la valeur du gain total, intégré sur toute l'épaisseur du disque laser. C'est pour cette raison que les performances obtenues pour une température de diodes de 40°C sont moins bonnes que celles obtenus à 30°C. A contrario, pour  $T_{H_2O DL} = 20^\circ C, 50^\circ C$  ou  $60^\circ C$ , nous observons l'effet inverse. La section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe est trop faible le disque de Yb:YAG dopé à 10 at.%

d'épaisseur 1,6 mm. Une partie de l'énergie de pompe n'est pas absorbée dans le matériau laser et cette perte d'énergie de pompe par transmission provoque une chute du rendement du laser. Finalement, le réglage de la température du fluide refroidissement de l'empilement des diodes laser permet d'ajuster la valeur de la section efficace d'absorption de l'onde de pompe à l'épaisseur du matériau laser.

Enfin, nous pouvons également observer l'influence de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité sur la pente d'efficacité de l'oscillateur laser. Nous pouvons remarquer que quelque soit la température des diodes et donc leur longueur d'onde d'émission, le coupleur de réflectivité  $R = 75 \%$  permet d'obtenir les pentes les plus élevées.

Les deux derniers résultats que nous venons de décrire apparaissent clairement sur la Figure IV-14 sur laquelle nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

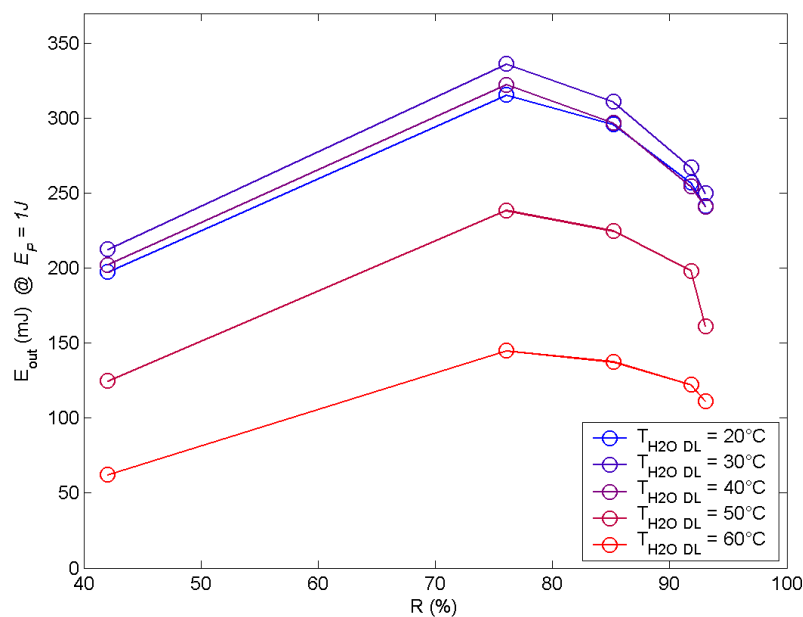


Figure IV-14 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:YAG d'épaisseur 1,6 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C, 50°C et 60°C.

Nous pouvons voir que quelque soit la température du fluide de refroidissement de l'empilement de diodes laser, le rendement du laser passe par un maximum pour une réflectivité de 75 %. De plus, nous retrouvons que les meilleures performances sont obtenues pour une température des diodes de 30°C, soit  $\lambda_p = 939,1 \text{ nm}$  pour  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ .

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O DL}$  de 30°C et une réflectivité  $R$  de 75 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 414 mJ pour une énergie de pompe de 1,18 J, soit un rendement optique – optique de 35,0 %.

## IV.2.2 Résultats expérimentaux pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Afin d'évaluer les performances du sesquioxyde d'yttrium dopé à l'ytterbium, nous avons utilisé le même oscillateur relaxé qu'au paragraphe précédent. Nous disposons de quatre disques de céramique transparente de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dopé à 10 at.% ( $N_{tot} = 2,7.10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), de diamètre 20 mm et d'épaisseurs respectives 1 mm, 2 mm, 3 mm et 4 mm. La face avant de chacun de ces disques est traitée anti-reflets et la face arrière est hautement réfléchissante.

La durée des impulsions délivrées par les diodes laser est de 600  $\mu\text{s}$  et la température  $T_{H2O DL}$  de l'eau de refroidissement de l'empilement de diodes varie de 40°C à 70°C par pas de 10°C afin de sélectionner la longueur d'onde de pompe (voir Figure IV-4). Sur la Figure IV-15, nous avons représenté le spectre d'absorption de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ainsi que la droite de correspondance entre la température de l'empilement de diodes laser et sa longueur d'onde d'émission pour un courant  $I_{DL}$  de 90 A. Les points noirs permettent de déterminer la section efficace d'absorption du milieu laser à la longueur d'onde de pompe en fonction de  $T_{H2O DL}$ .

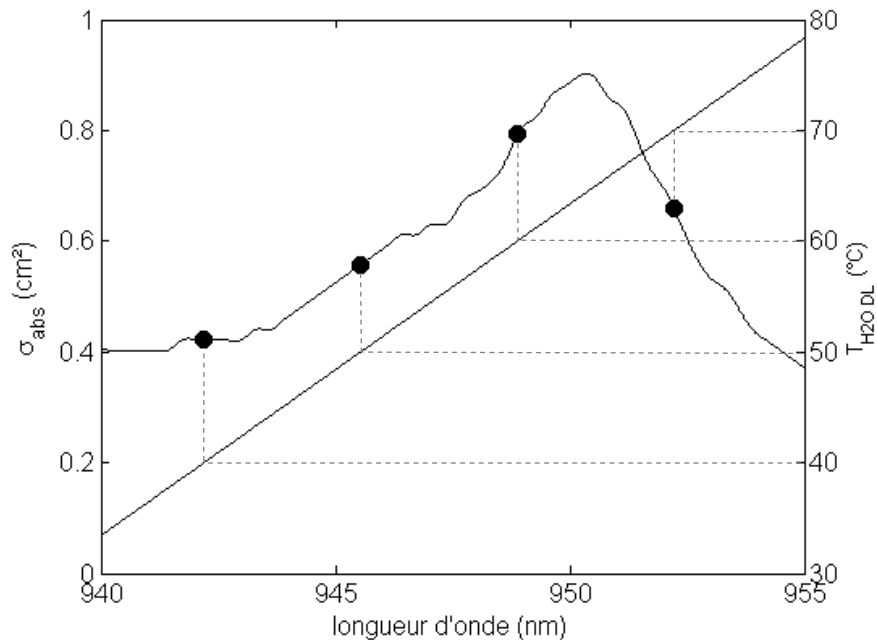


Figure IV-15 : Spectre d'absorption de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et longueurs d'onde correspondant à  $T_{H2O DL} = 40^\circ\text{C}, 50^\circ\text{C}, 60^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$ , pour un courant  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ .

Plusieurs coupleurs de cavité de réflectivités différentes ont été utilisés afin d'optimiser les performances du laser. Les valeurs de réflectivité  $R$  indiquées par le fabricant de ces cinq coupleurs sont respectivement 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 %. Nous avons mesuré les réflectivités réelles de ces cinq composants à 1076 nm et obtenu les valeurs 97,86 %, 94,63 %, 91,49 %, 85,41 % et 74,49 %.

Nous allons dans un premier temps présenter les résultats expérimentaux obtenus en cavité relaxée avec les quatre disques de céramique de sesquioxyde d'yttrium dopés ytterbium d'épaisseurs respectives 1 mm, 2 mm, 3 mm et 4 mm. Le paragraphe IV.2.2.5 est consacré à l'analyse de ces résultats expérimentaux.

#### IV.2.2.1 $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ , épaisseur 1 mm

Nous avons représenté sur la Figure IV-16, l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant à chacune des conditions expérimentales, c'est-à-dire pour chaque couple  $\{R, T_{H2O DL}\}$ .

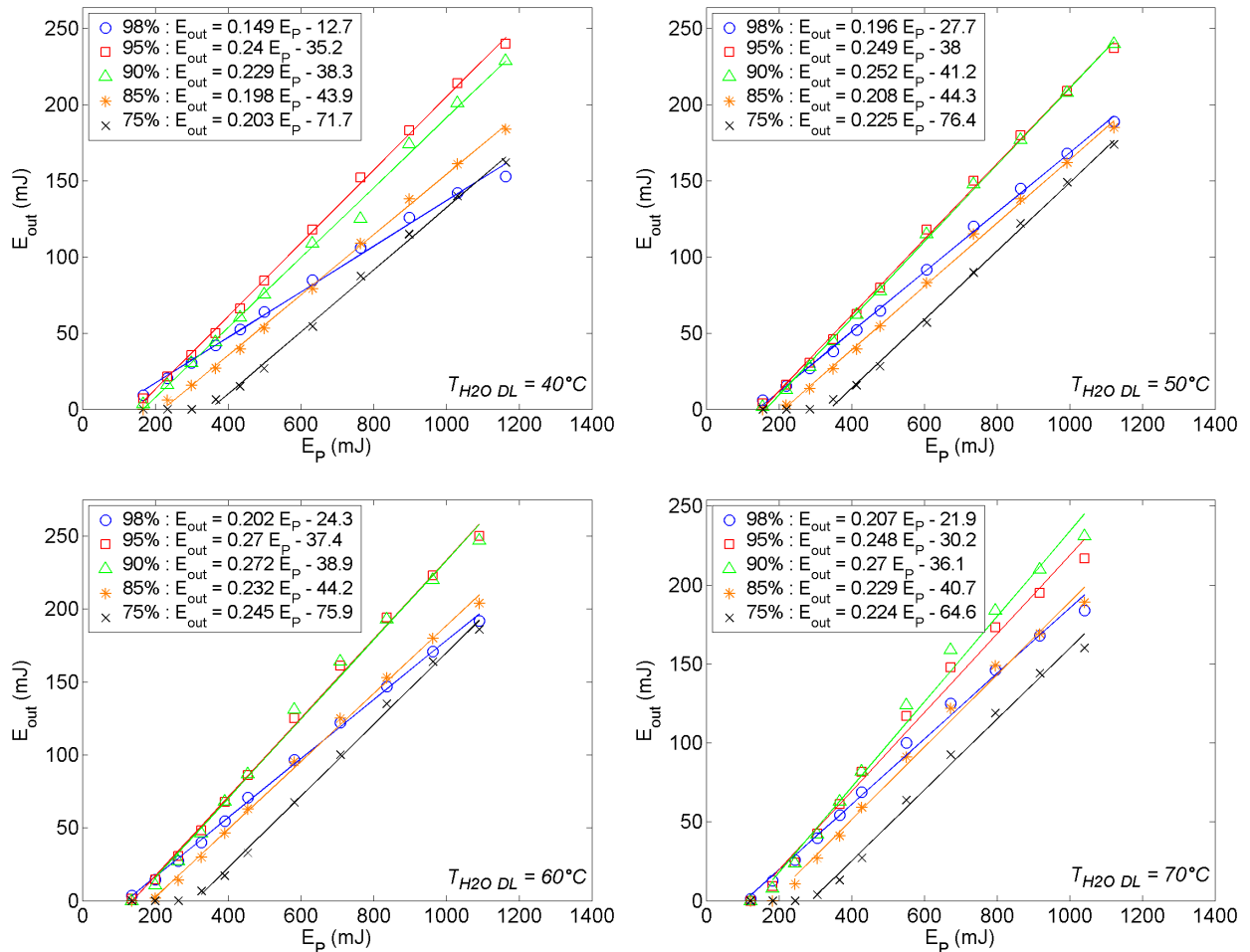


Figure IV-16 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 1 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de  $40^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$ ,  $60^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$ .

Nous avons rassemblé les valeurs des pentes d'efficacité et des seuils de fonctionnement laser obtenues dans le Tableau IV-2.



		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	14,9 %	19,6 %	20,2 %	20,7 %
	<i>Seuil</i>	85 mJ	141 mJ	120 mJ	106 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	24,0 %	24,9 %	27,0 %	24,8 %
	<i>Seuil</i>	147 mJ	153 mJ	139 mJ	122 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	22,9 %	25,2 %	27,2 %	27,0 %
	<i>Seuil</i>	167 mJ	163 mJ	143 mJ	134 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	19,8 %	20,8 %	23,2 %	22,9 %
	<i>Seuil</i>	222 mJ	213 mJ	191 mJ	178 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,3 %	22,5 %	24,5 %	22,4 %
	<i>Seuil</i>	353 mJ	340 mJ	310 mJ	288 mJ

Tableau IV-2 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 1 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-17 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

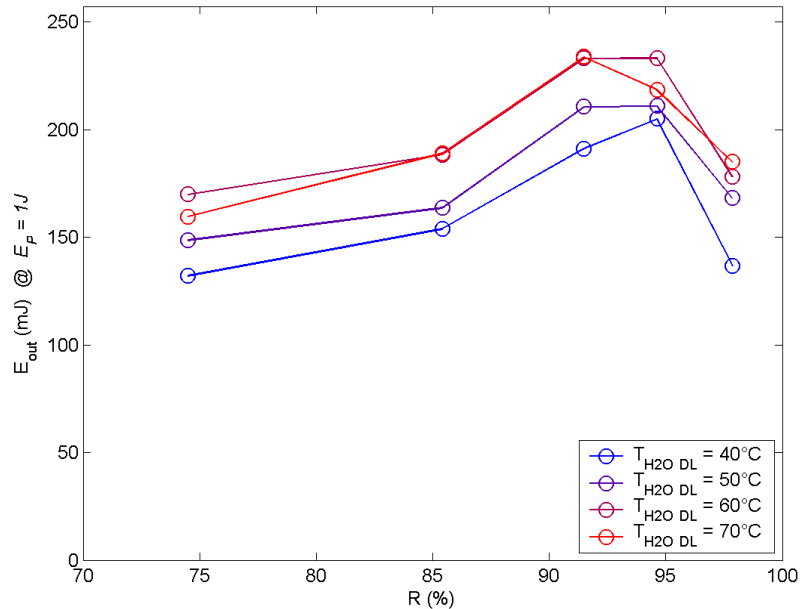


Figure IV-17 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 1 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O\ DL}$  de  $60^{\circ}\text{C}$  ( $\lambda_p = 948,8\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de  $95\%$ , nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de  $250\text{ mJ}$  pour une énergie de pompe de  $1,09\text{ J}$ , soit un rendement optique – optique de  $22,9\%$ .

#### IV.2.2.2 $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$ , épaisseur $2\text{ mm}$

Sur la Figure IV-18, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur  $2\text{ mm}$  en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

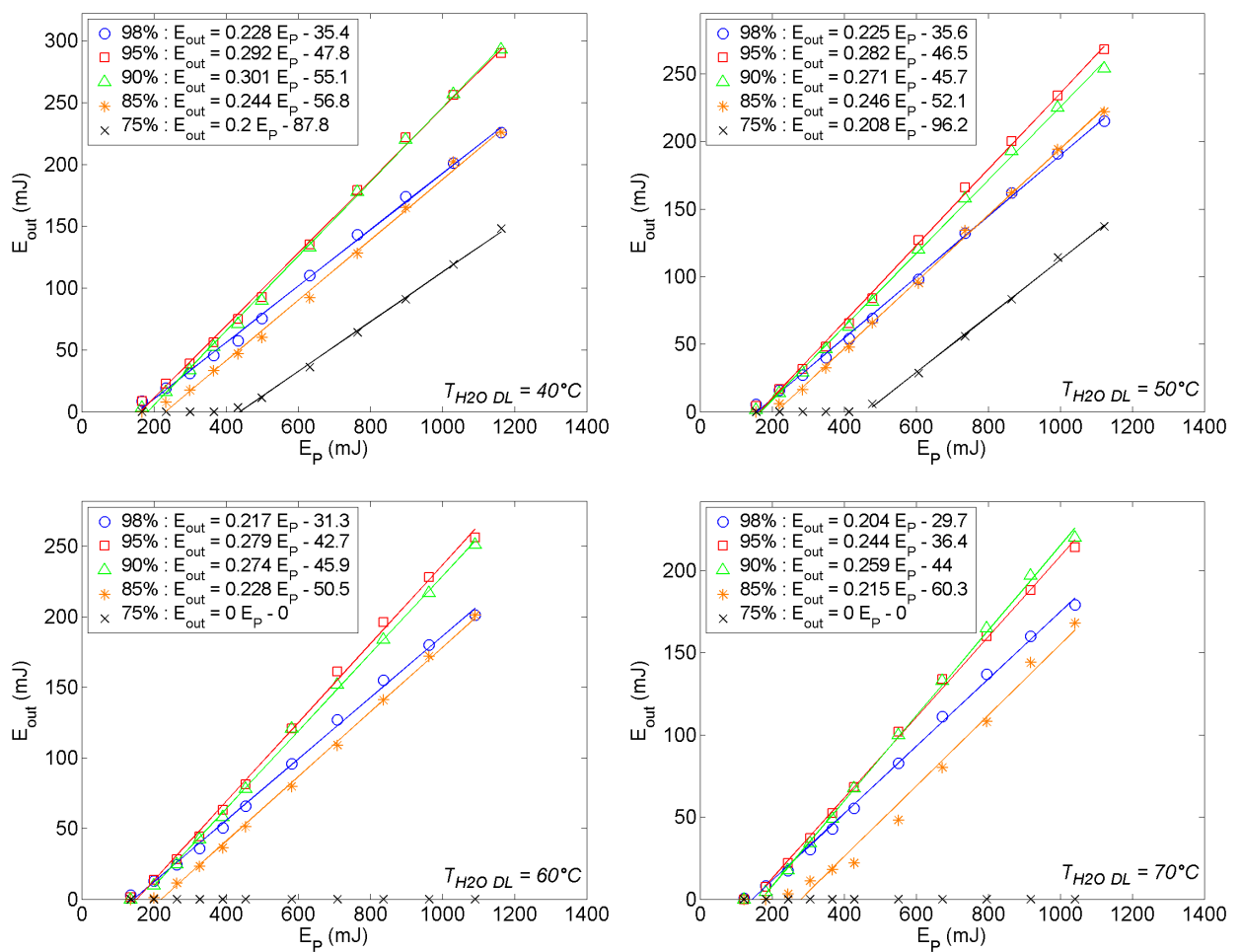


Figure IV-18 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $2\text{ mm}$  en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité  $98\%$ ,  $95\%$ ,  $90\%$ ,  $85\%$  et  $75\%$  et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de  $40^{\circ}\text{C}$ ,  $50^{\circ}\text{C}$ ,  $60^{\circ}\text{C}$  et  $70^{\circ}\text{C}$ .

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $2\text{ mm}$  dans le Tableau IV-3.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	22,8 %	22,5 %	21,7 %	20,4 %
	<i>Seuil</i>	155 mJ	158 mJ	144 mJ	146 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	29,2 %	28,2 %	27,9 %	24,4 %
	<i>Seuil</i>	164 mJ	165 mJ	153 mJ	149 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	30,1 %	27,1 %	27,4 %	25,9 %
	<i>Seuil</i>	183 mJ	169 mJ	168 mJ	170 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	24,4 %	24,6 %	22,8 %	21,5 %
	<i>Seuil</i>	233 mJ	212 mJ	221 mJ	280 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,0 %	20,8 %		
	<i>Seuil</i>	439 mJ	363 mJ		

Tableau IV-3 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 2 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-19 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

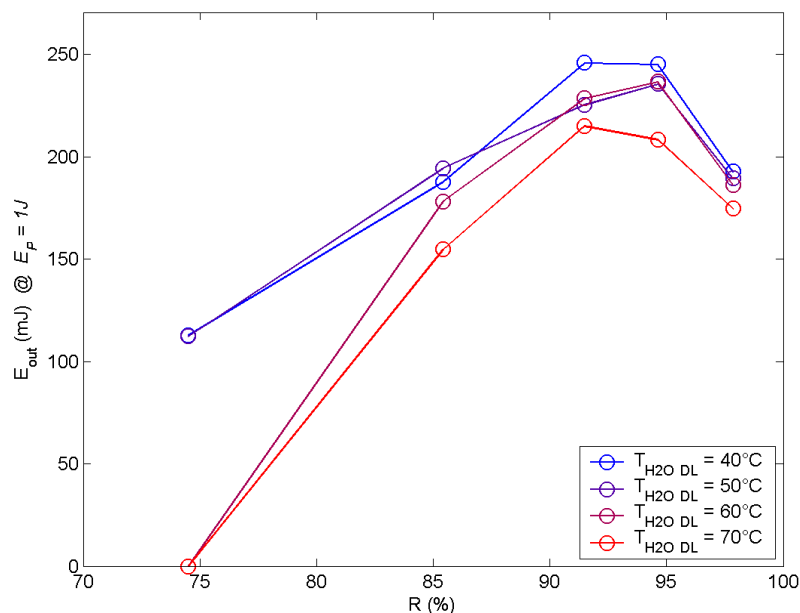


Figure IV-19 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 2 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O\ DL}$  de 40°C ( $\lambda_p = 941,8\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 90 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 293 mJ pour une énergie de pompe de 1,16 J, soit un rendement optique – optique de 25,2 %.

#### IV.2.2.3 $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ , épaisseur 3 mm

Sur la Figure IV-20, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur 3 mm en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

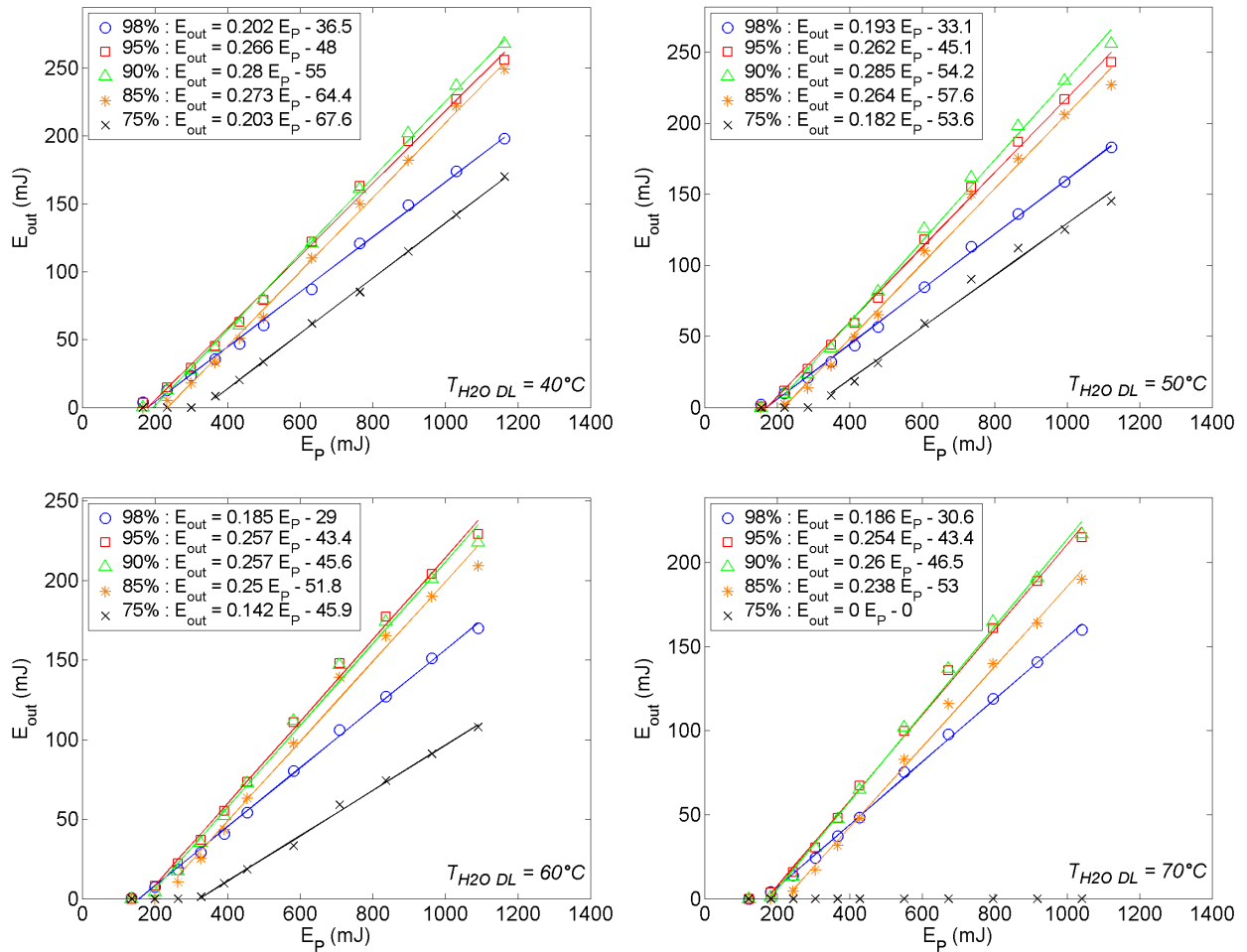


Figure IV-20 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 3 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 3 mm dans le Tableau IV-4.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	20,2 %	19,3 %	18,5 %	18,6 %
	<i>Seuil</i>	181 mJ	172 mJ	157 mJ	165 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	26,6 %	26,2 %	25,7 %	25,4 %
	<i>Seuil</i>	180 mJ	172 mJ	167 mJ	171 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	28,0 %	28,5 %	25,7 %	26,0 %
	<i>Seuil</i>	196 mJ	190 mJ	177 mJ	179 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	27,3 %	26,4 %	25,0 %	23,8 %
	<i>Seuil</i>	236 mJ	218 mJ	207 mJ	223 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,3 %	18,2 %	14,2 %	
	<i>Seuil</i>	333 mJ	295 mJ	323 mJ	

Tableau IV-4 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 3 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-21 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

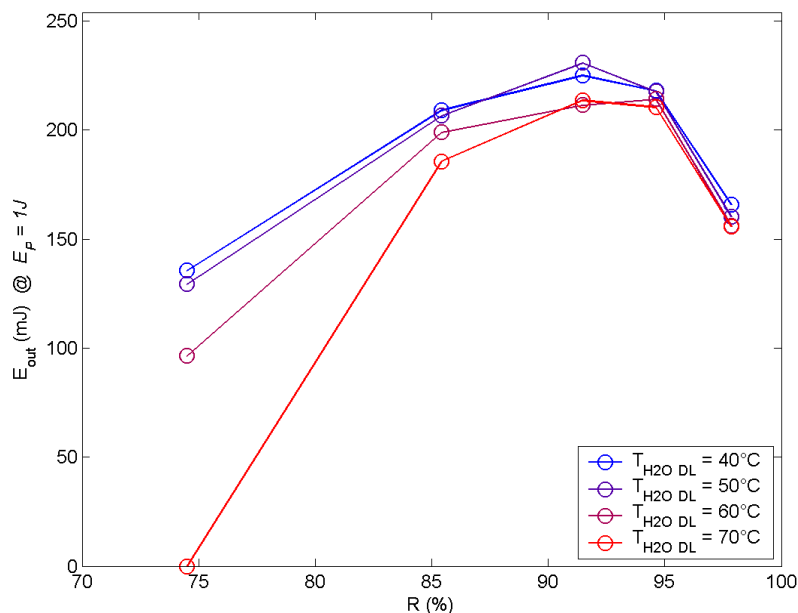


Figure IV-21 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 3 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O\ DL}$  de  $50^\circ\text{C}$  ( $\lambda_p = 945,7\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de  $90\%$ , nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de  $256\text{ mJ}$  pour une énergie de pompe de  $1,12\text{ J}$ , soit un rendement optique – optique de  $22,8\%$ .

#### IV.2.2.4 $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ , épaisseur $4\text{ mm}$

Sur la Figure IV-22, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur  $4\text{ mm}$  en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

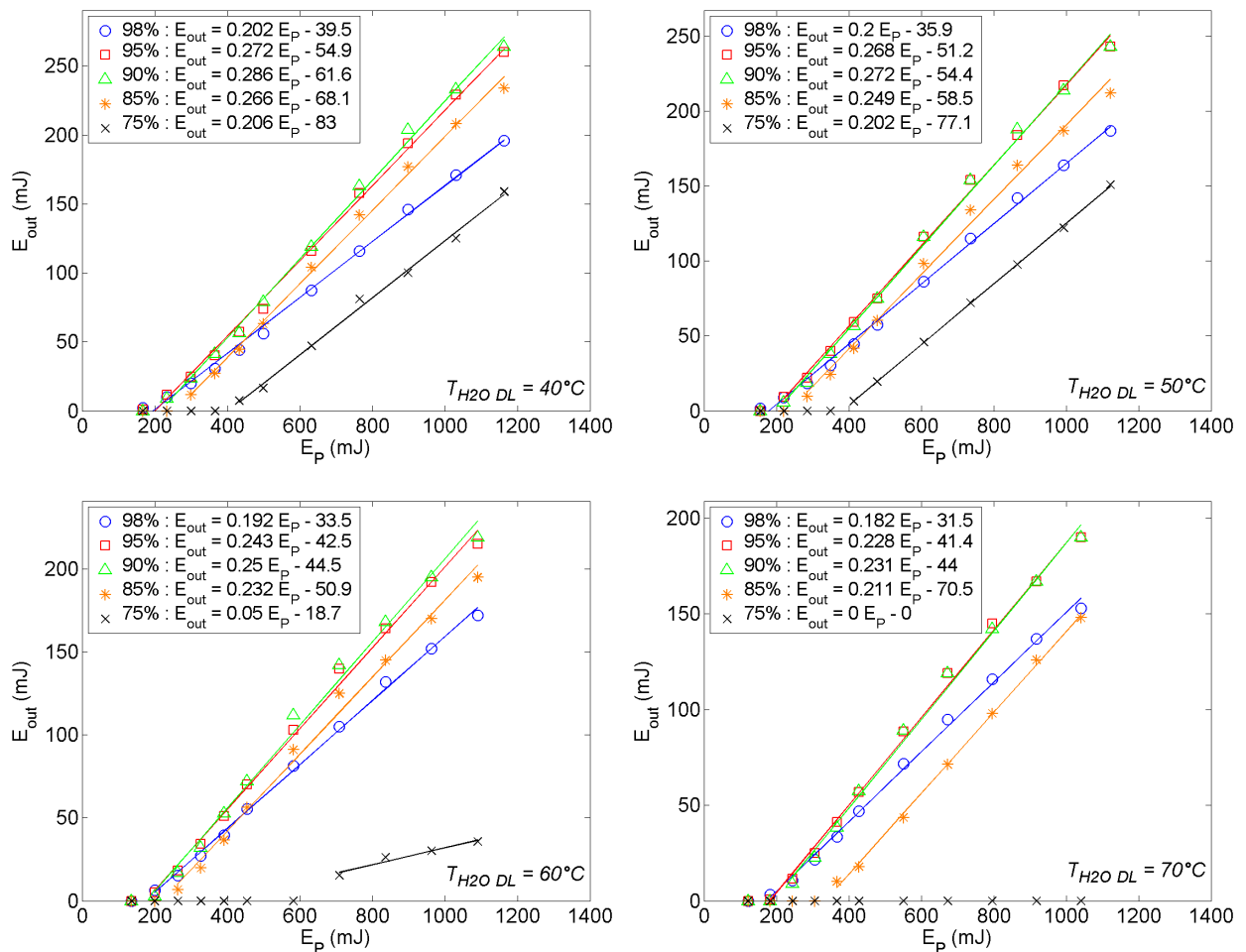


Figure IV-22 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $4\text{ mm}$  en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité  $98\%$ ,  $95\%$ ,  $90\%$ ,  $85\%$  et  $75\%$  et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de  $40^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$ ,  $60^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$ .

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $4\text{ mm}$  dans le Tableau IV-5.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	20,2 %	20,0 %	19,2 %	18,2 %
	<i>Seuil</i>	196 mJ	180 mJ	174 mJ	173 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	27,2 %	26,8 %	24,3 %	22,8 %
	<i>Seuil</i>	202 mJ	191 mJ	175 mJ	182 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	28,6 %	27,2 %	25,0 %	23,1 %
	<i>Seuil</i>	215 mJ	200 mJ	178 mJ	190 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	26,6 %	24,9 %	23,2 %	21,1 %
	<i>Seuil</i>	256 mJ	235 mJ	219 mJ	334 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,6 %	20,2 %	5,0 %	
	<i>Seuil</i>	403 mJ	382 mJ	374 mJ	

Tableau IV-5 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 4 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-23 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

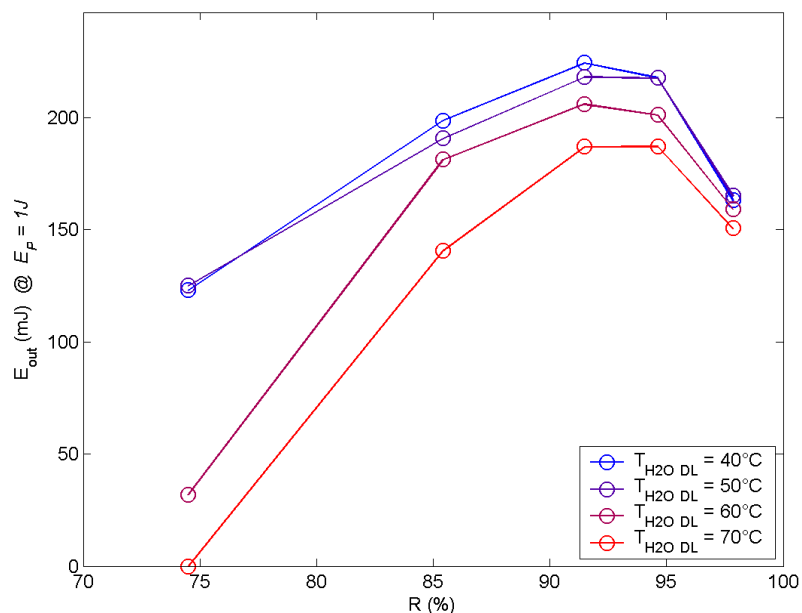


Figure IV-23 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 4 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O\ DL}$  de 40°C ( $\lambda_p = 941,8\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 90 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 264 mJ pour une énergie de pompe de 1,16 J, soit un rendement optique – optique de 22,7 %.

#### IV.2.2.5 Analyse des résultats : influence des paramètres

Pour tous les échantillons utilisés, nous pouvons remarquer que l'énergie de pompe seuil diminue lorsque la réflectivité du coupleur de la cavité augmente. En effet, lorsque  $R$  augmente, les pertes internes de la cavité diminuent, ainsi que  $g_{seuil}$ , le gain permettant le démarrage des oscillations laser dans la cavité (voir Equation III.35). Le taux d'excitation  $\beta_{seuil}$  correspondant est alors plus faible et nécessite une énergie de pompe moins importante pour être atteint en 600  $\mu\text{s}$ .

Nous avons vu sur la Figure IV-15 que l'ajustement de la température du fluide de refroidissement des diodes laser nous permet de faire varier la longueur d'onde de pompe et donc la section efficace d'absorption du milieu laser à la longueur d'onde de pompe. C'est pour cette raison que le paramètre  $T_{H_2O\ DL}$  influe sur le rendement de l'oscillateur.

En effet, pour une épaisseur de matériau laser donnée, il existe une section efficace d'absorption permettant de maximiser le rendement de l'oscillateur. Notons  $\sigma_{abs\ optimal}$  cette section efficace d'absorption. Lorsque la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe est inférieure à  $\sigma_{abs\ optimal}$ , l'intensité de pompe transmise est importante et seule une faible proportion de l'énergie de pompe est stockée par le matériau laser. Le taux d'excitation moyen au sein du milieu laser est alors relativement faible et la valeur du gain reste limitée ce qui nuit aux performances de l'oscillateur. A contrario, lorsque la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe est trop importante, l'intensité de pompe diminue rapidement en se propageant dans le milieu amplificateur et l'intensité de pompe réfléchi par la face arrière du disque de céramique est alors faible. Dans ce cas, l'intensité de pompe totale, qui est la somme des intensités de pompe se propageant dans les deux sens au sein du disque laser, demeure limitée. La valeur moyenne du taux d'excitation, et donc celle du gain, sont alors moins importantes ce qui fait chuter le rendement du laser. Si la section efficace d'absorption est encore plus importante, la totalité de l'onde de pompe peut être absorbée sur une distance plus courte que l'épaisseur de la céramique. Il existe alors une zone dans laquelle le taux d'excitation demeure inférieur à  $\beta_{min}$  et où le matériau laser est absorbant à la longueur d'onde du laser. Cette zone absorbante constitue des pertes supplémentaires pour la cavité qui réduisent le rendement de l'oscillateur.

La section efficace d'absorption optimale telle que nous venons de la définir dépend alors de l'épaisseur du milieu laser. Plus précisément, nous pouvons nous attendre à ce que la valeur de  $\sigma_{abs\ optimal}$  diminue lorsque l'épaisseur du disque laser augmente. Sur la figure suivante, nous avons tracé l'évolution de la section efficace d'absorption qui nous a permis d'obtenir meilleures performances, ainsi que du rendement maximal correspondant en fonction de l'épaisseur du disque de céramique  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ .



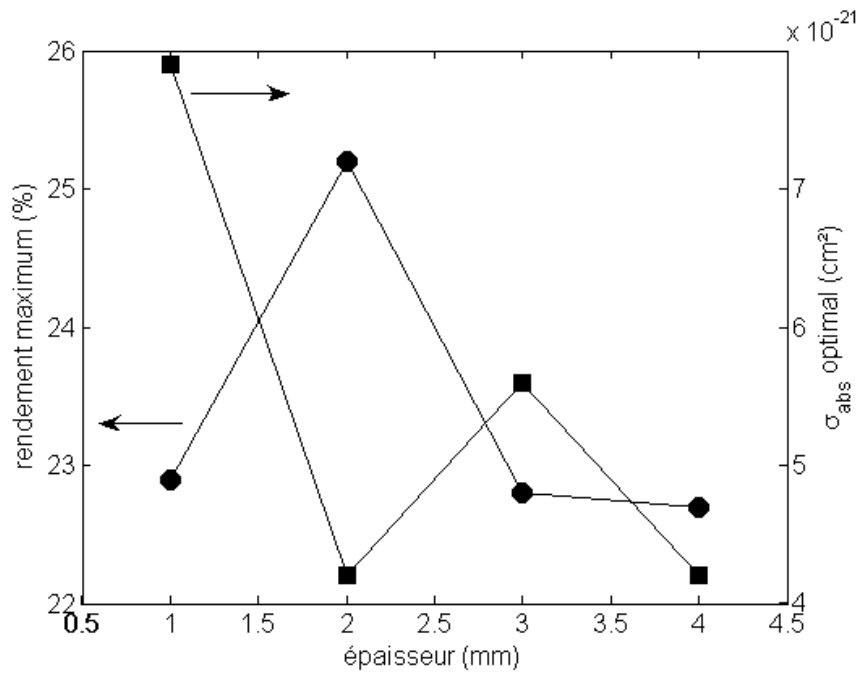


Figure IV-24 : Évolution du rendement maximum obtenu avec  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  dopé à 10 at.% ainsi que de la section efficace d'absorption correspondante en fonction de l'épaisseur de la céramique.

Nous pouvons remarquer que d'une façon générale, la section efficace d'absorption optimale diminue lorsque l'épaisseur du milieu laser augmente. Toutefois le raisonnement que nous venons d'exposer ne permet pas d'expliquer la valeur de  $\sigma_{\text{abs}}^{\text{optimal}}$  obtenue pour le disque d'épaisseur 2 mm.

Par ailleurs, nous voyons apparaître sur la Figure IV-24 une valeur optimale pour l'épaisseur du disque de céramique. Lorsque l'épaisseur est trop faible, même pour une forte absorption, une fraction relativement importante de l'énergie de pompe peut être transmise par le disque laser. A contrario, lorsque le milieu laser est très épais, la totalité de l'énergie de pompe peut être stockée dans le disque laser sans pour autant que le taux d'excitation dépasse la valeur  $\beta_{\text{min}}$  et rende le matériau effectivement amplificateur à la longueur d'onde laser. Nous voyons à nouveau que le caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium limite la longueur d'amplification. En outre, compte tenu de la faible profondeur de champ de notre système de focalisation du faisceau de pompe, l'intensité de l'onde de pompe diminue rapidement en s'éloignant du plan focal. Cette chute de l'intensité de pompe nuit aux performances obtenues avec les disques de céramique les plus épais.

### IV.2.3 Résultats expérimentaux pour $\text{Yb}:\text{Lu}_2\text{O}_3$

Afin d'évaluer les performances du sesquioxyde de lutétium dopé à l'ytterbium, nous utilisons toujours le même oscillateur relaxé. Nous disposons de quatre céramiques transparentes de  $\text{Yb}:\text{Lu}_2\text{O}_3$  dopé à 10 at.% ( $N_{\text{tot}} = 2,2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), de diamètre 20 mm et d'épaisseurs respectives 1,0 mm, 1,5 mm, 2,0 mm et 2,5 mm. La face avant de chacun de ces disques est traitée anti-reflets et la face arrière est hautement réfléchissante.

La durée des impulsions délivrées par les diodes laser est de  $600 \mu\text{s}$  et la température  $T_{H2O DL}$  de l'eau de refroidissement de l'empilement de diodes varie de  $40^\circ\text{C}$  à  $70^\circ\text{C}$  par pas de  $10^\circ\text{C}$  afin de sélectionner la longueur d'onde de pompe (voir Figure IV-4). Sur la Figure IV-25, nous avons représenté le spectre d'absorption de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  ainsi que la droite de correspondance entre la température de l'empilement de diodes laser et sa longueur d'onde d'émission pour un courant  $I_{DL}$  de  $90 \text{ A}$ . Les points noirs permettent de déterminer la section efficace d'absorption du milieu laser à la longueur d'onde de pompe en fonction de  $T_{H2O DL}$ .

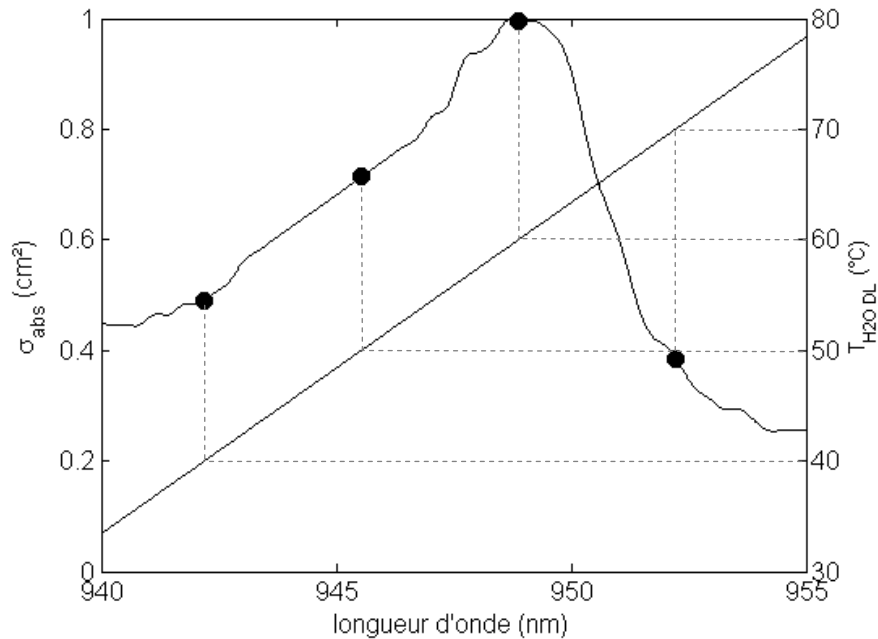


Figure IV-25 : Spectre d'absorption de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  et longueurs d'onde correspondant à  $T_{H2O DL} = 40^\circ\text{C}$ ,  $50^\circ\text{C}$ ,  $60^\circ\text{C}$  et  $70^\circ\text{C}$ , pour un courant  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ .

Plusieurs coupleurs de cavité de réflectivités différentes ont été utilisés afin d'optimiser les performances du laser. Les valeurs de réflectivité  $R$  de ces coupleurs que nous avons mesurées à  $1079 \text{ nm}$  sont respectivement  $97,79 \%$ ,  $94,60 \%$ ,  $91,35 \%$ ,  $85,24 \%$  et  $74,24 \%$ .

Comme nous l'avons fait pour  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ , nous allons dans un premier temps présenter les résultats expérimentaux obtenus en cavité relaxée avec les quatre disques de céramique de sesquioxyde de lutétium dopés ytterbium d'épaisseurs respectives  $1 \text{ mm}$ ,  $1,5 \text{ mm}$ ,  $2 \text{ mm}$  et  $2,5 \text{ mm}$ . Le paragraphe IV.2.3.5 est consacré à l'analyse de ces résultats expérimentaux

#### IV.2.3.1 $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ , épaisseur $1,0 \text{ mm}$

Nous avons représenté sur la Figure IV-26, l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant à chacune des conditions expérimentales, c'est-à-dire pour chaque couple  $\{R, T_{H2O DL}\}$ .

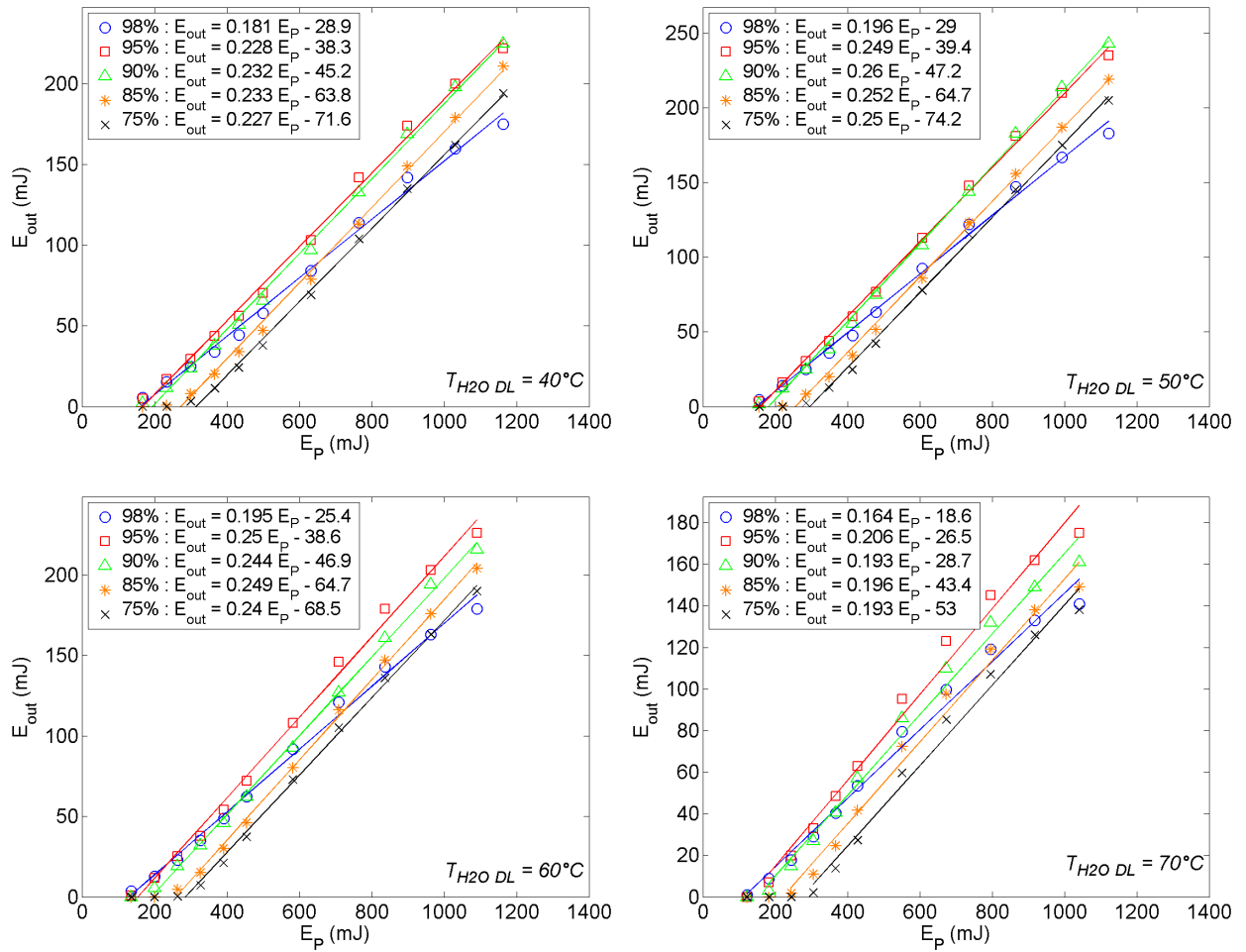


Figure IV-26 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 1,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Nous avons rassemblé les valeurs des pentes d'efficacité et des seuils de fonctionnement laser obtenues dans le Tableau IV-6.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	18,1 %	19,6 %	19,5 %	16,4 %
	<i>Seuil</i>	160 mJ	148 mJ	130 mJ	113 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	22,8 %	24,9 %	25,0 %	20,6 %
	<i>Seuil</i>	168 mJ	158 mJ	154 mJ	129 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	23,2 %	26,0 %	24,4 %	19,3 %
	<i>Seuil</i>	195 mJ	182 mJ	192 mJ	149 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	23,3 %	25,2 %	24,9 %	19,6 %
	<i>Seuil</i>	274 mJ	257 mJ	260 mJ	221 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	22,7 %	25,0 %	24,0 %	19,3 %
	<i>Seuil</i>	315 mJ	297 mJ	285 mJ	275 mJ

Tableau IV-6 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 1,0 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-27 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

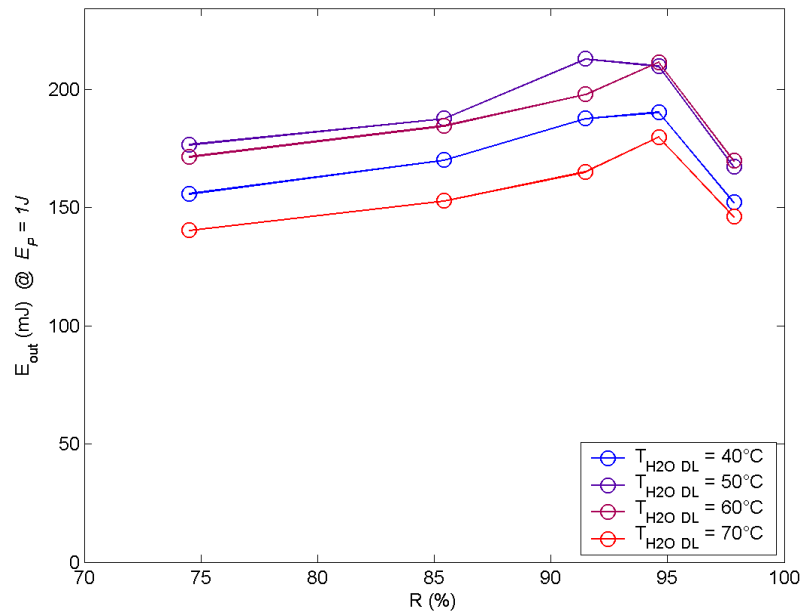


Figure IV-27 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 1,0 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O\ DL}$  de  $50^{\circ}\text{C}$  ( $\lambda_p = 945,7\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de  $90\%$ , nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de  $243\text{ mJ}$  pour une énergie de pompe de  $1,12\text{ J}$ , soit un rendement optique – optique de  $21,7\%$ .

#### IV.2.3.2 $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ , épaisseur $1,5\text{ mm}$

Sur la Figure IV-28, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur  $1,5\text{ mm}$  en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

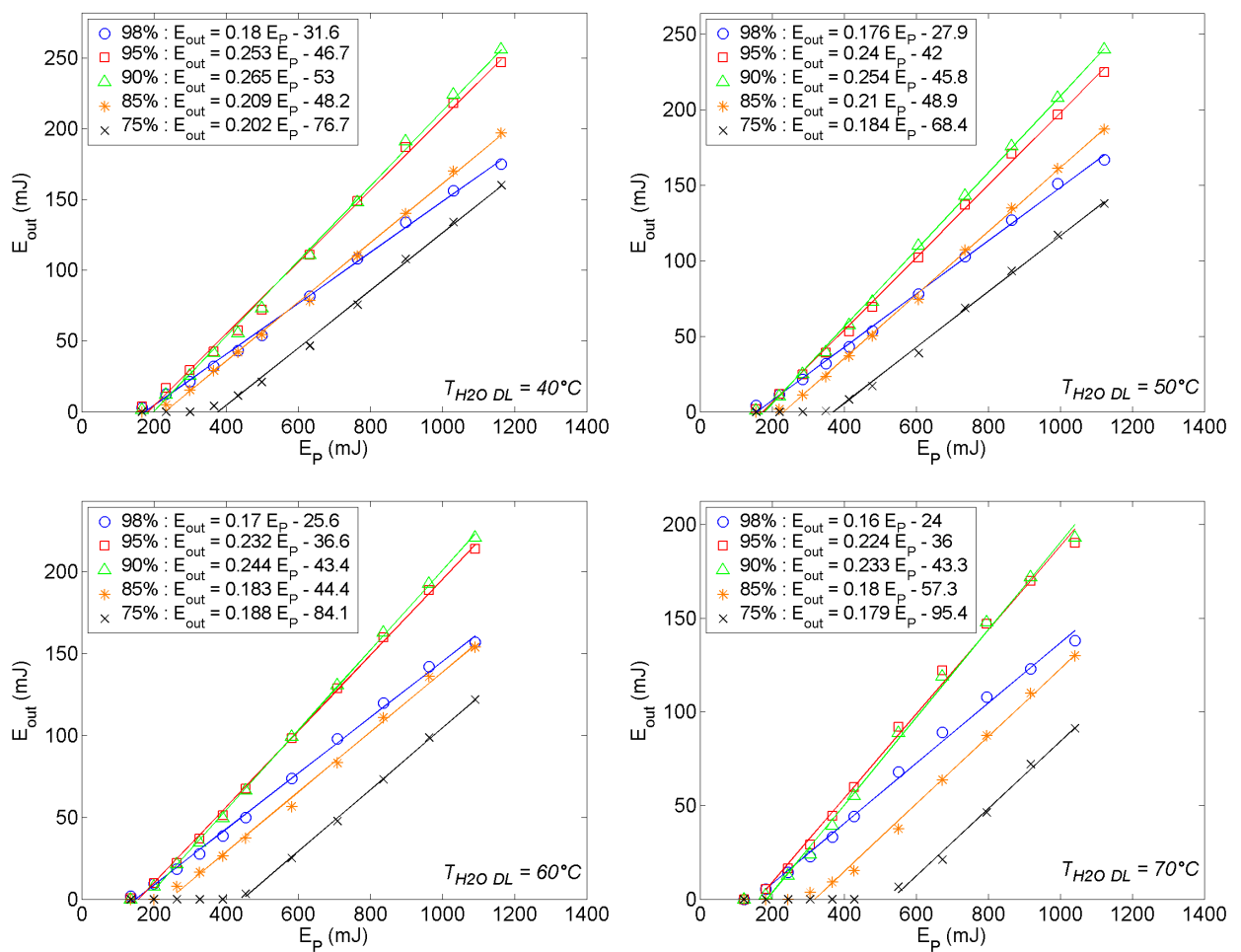


Figure IV-28 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $1,5\text{ mm}$  en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité  $98\%$ ,  $95\%$ ,  $90\%$ ,  $85\%$  et  $75\%$  et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de  $40^{\circ}\text{C}$ ,  $50^{\circ}\text{C}$ ,  $60^{\circ}\text{C}$  et  $70^{\circ}\text{C}$ .

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  d'épaisseur  $1,5\text{ mm}$  dans le Tableau IV-7.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	18,0 %	17,6 %	17,0 %	16,0 %
	<i>Seuil</i>	176 mJ	159 mJ	151 mJ	150 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	25,3 %	24,0 %	23,2 %	22,4 %
	<i>Seuil</i>	185 mJ	175 mJ	158 mJ	161 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	26,5 %	25,4 %	24,4 %	23,3 %
	<i>Seuil</i>	200 mJ	180 mJ	178 mJ	186 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	20,9 %	21,0 %	18,3 %	18,0 %
	<i>Seuil</i>	231 mJ	233 mJ	243 mJ	318 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,2 %	18,4 %	18,8 %	17,9 %
	<i>Seuil</i>	380 mJ	372 mJ	447 mJ	533 mJ

Tableau IV-7 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-29 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

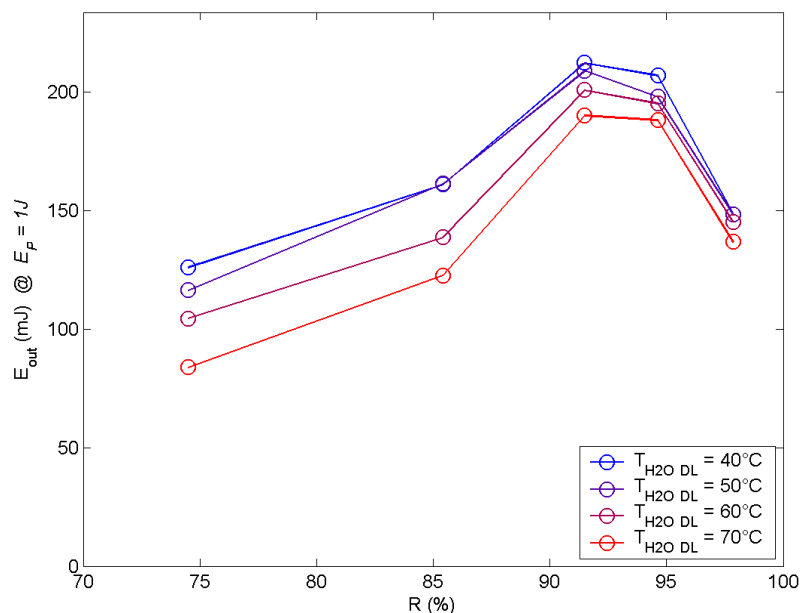


Figure IV-29 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O DL}$  de 40°C ( $\lambda_p = 941,8 \text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 90 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 256 mJ pour une énergie de pompe de 1,16 J, soit un rendement optique – optique de 22,0 %.

#### IV.2.3.3 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, épaisseur 2,0 mm

Sur la Figure IV-30, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur 2,0 mm en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

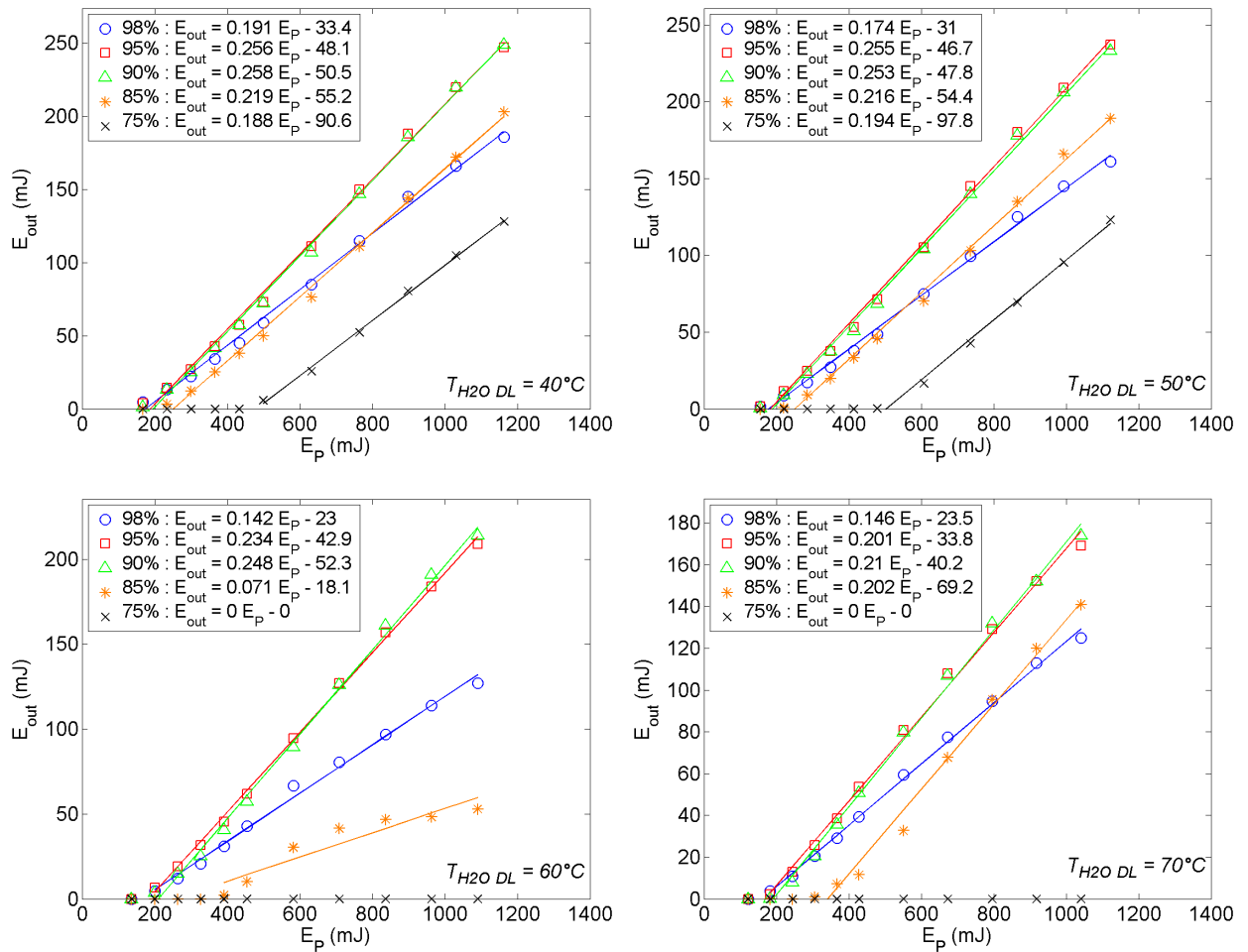


Figure IV-30 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,0 mm dans le Tableau IV-8.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	19,1 %	17,4 %	14,2 %	14,6 %
	<i>Seuil</i>	175 mJ	178 mJ	162 mJ	161 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	25,6 %	25,5 %	23,4 %	20,1 %
	<i>Seuil</i>	188 mJ	183 mJ	183 mJ	198 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	25,8 %	25,3 %	24,8 %	21,0 %
	<i>Seuil</i>	196 mJ	189 mJ	211 mJ	191 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	21,9 %	21,6 %	7,1 %	20,2 %
	<i>Seuil</i>	252 mJ	252 mJ	255 mJ	343 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	18,8 %	19,4 %		
	<i>Seuil</i>	482 mJ	504 mJ		

Tableau IV-8 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 2,0 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-31 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

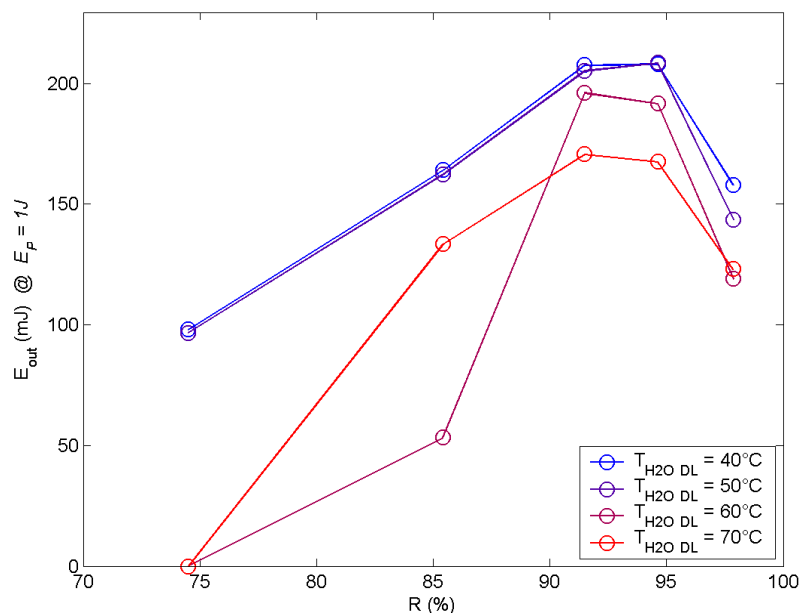


Figure IV-31 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 2,0 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.



Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O DL}$  de 40°C ( $\lambda_p = 941,8 \text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 90 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 249 mJ pour une énergie de pompe de 1,16 J, soit un rendement optique – optique de 21,4 %.

#### IV.2.3.4 Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, épaisseur 2,5 mm

Sur la Figure IV-32, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur 2,5 mm en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

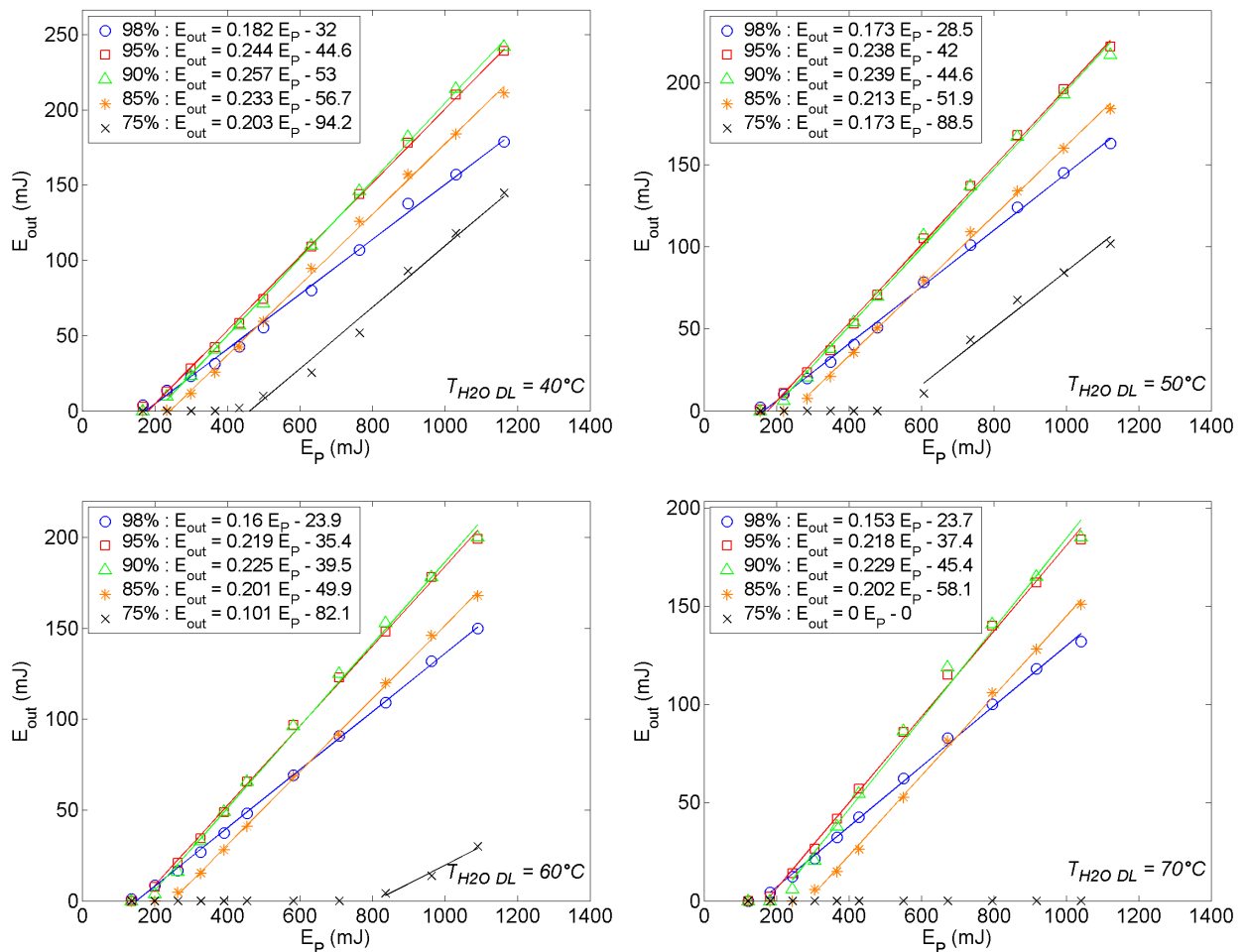


Figure IV-32 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,5 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,5 mm dans le Tableau IV-9.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 98 %	<i>Pente</i>	18,2 %	17,3 %	16,0 %	15,3 %
	<i>Seuil</i>	176 mJ	165 mJ	149 mJ	155 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	24,4 %	23,8 %	21,9 %	21,8 %
	<i>Seuil</i>	183 mJ	176 mJ	162 mJ	172 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	25,7 %	23,9 %	22,5 %	22,9 %
	<i>Seuil</i>	206 mJ	187 mJ	176 mJ	198 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	23,3 %	21,3 %	20,1 %	20,2 %
	<i>Seuil</i>	243 mJ	244 mJ	248 mJ	288 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	20,3 %	17,3 %	10,1 %	
	<i>Seuil</i>	464 mJ	512 mJ	813 mJ	

Tableau IV-9 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 2,5 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-33 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

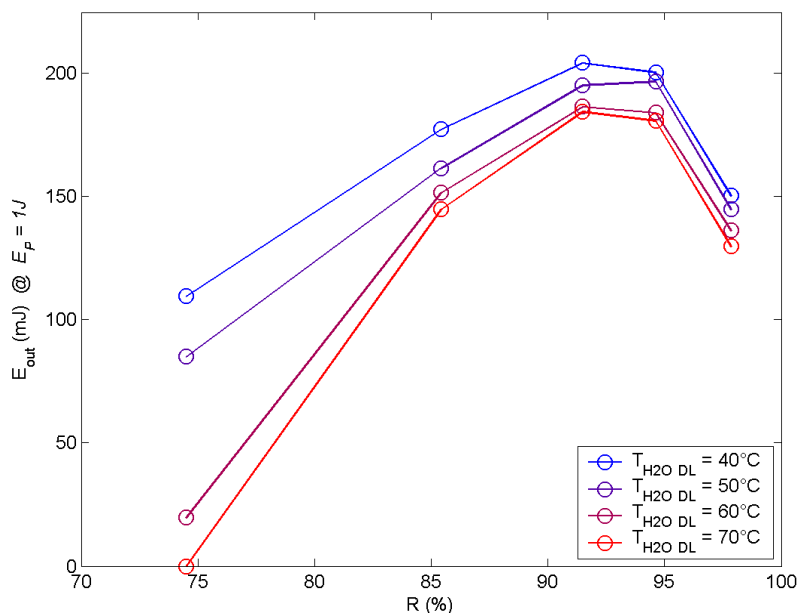


Figure IV-33 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Lu_2O_3$  d'épaisseur 4 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O\ DL}$  de 40°C ( $\lambda_p = 941,8\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 90 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 242 mJ pour une énergie de pompe de 1,16 J, soit un rendement optique – optique de 20,8 %.

#### IV.2.3.5 Analyse des résultats : influence des paramètres

Pour tous les échantillons utilisés, nous pouvons à nouveau remarquer que l'énergie de pompe seuil diminue lorsque la réflectivité du coupleur de la cavité augmente. En effet, cette diminution du niveau de pertes se traduit par un  $\beta_{seuil}$  plus faible et une énergie de pompe correspondante moins importante.

De même que dans le cas du sesquioxyde d'yttrium, la température des diodes influe sur la section efficace d'absorption de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  et donc sur les performances de l'oscillateur.

Pour des sections efficaces d'absorption trop faibles, seule une faible proportion de l'énergie de pompe est stockée par le matériau laser. Le taux d'excitation moyen au sein du milieu laser est alors relativement faible et la valeur du gain reste limitée ce qui nuit aux performances de l'oscillateur. Pour des sections efficaces d'absorption trop importantes, l'intensité de pompe au sein du disque laser, demeure limitée. La valeur moyenne du taux d'excitation, et donc celle du gain, sont alors moins importantes ce qui fait chuter le rendement du laser. En outre, il peut apparaître une zone absorbante dans le disque de céramique qui réduit le rendement de l'oscillateur.

Sur la figure suivante, nous avons tracé l'évolution de la section efficace d'absorption qui nous a permis d'obtenir meilleurs performances, ainsi que du rendement maximal correspondant en fonction de l'épaisseur du disque de céramique  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ .

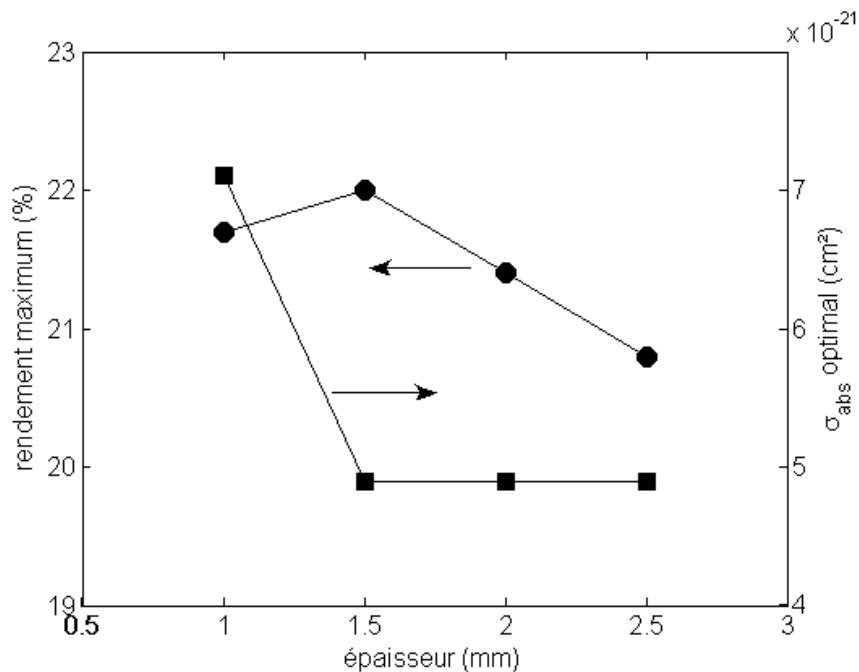


Figure IV-34 : Évolution du rendement maximum obtenu avec  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  dopé à 10 at.% ainsi que de la section efficace d'absorption correspondante en fonction de l'épaisseur de la céramique.

Nous pouvons remarquer que d'une façon générale, la section efficace d'absorption optimale diminue lorsque l'épaisseur du milieu laser augmente. Dans ce cas, le raisonnement que nous venons d'exposer permet d'expliquer l'évolution de la valeur de  $\sigma_{\text{abs optimal}}$  obtenue en fonction de l'épaisseur du disque de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Par ailleurs, nous pouvons également déterminer grâce à la Figure IV-34 une valeur optimale pour l'épaisseur du disque de céramique. Lorsque l'épaisseur est trop faible, même pour une forte absorption, une fraction relativement importante de l'énergie de pompe peut être transmise par le disque laser. A contrario, lorsque le milieu laser est très épais, la totalité de l'énergie de pompe peut être stockée dans le disque laser sans pour autant que le taux d'excitation dépasse la valeur  $\beta_{\text{min}}$  et rende le matériau effectivement amplificateur à la longueur d'onde laser. Nous voyons à nouveau que le caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium limite la longueur d'amplification. Comme pour le sesquioxyde d'yttrium, la faible profondeur de champ de notre système de focalisation du faisceau de pompe entraîne une diminution de l'intensité de l'onde de pompe en s'éloignant du plan focal et cette chute de l'intensité de pompe nuit aux performances obtenues avec les disques de céramique les plus épais.

## IV.2.4 Résultats expérimentaux pour Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Afin d'évaluer les performances du sesquioxyde de scandium dopé à l'ytterbium, nous utilisons encore le même oscillateur relaxé. Nous disposons de trois céramiques transparentes de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dopé à 10 at.% ( $N_{\text{tot}} = 3,3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), de diamètre 20 mm et d'épaisseurs respectives 1,0 mm, 1,5 mm et 2,0 mm. La face avant de chacun de ces disques est traitée anti-reflets et la face arrière est hautement réfléchissante.

La durée des impulsions délivrées par les diodes laser est de 600  $\mu\text{s}$  et la température  $T_{\text{H}_2\text{O DL}}$  de l'eau de refroidissement de l'empilement de diodes varie de 20°C à 50°C par pas de 10°C afin de sélectionner la longueur d'onde de pompe (voir Figure IV-4). Sur la Figure IV-35, nous avons représenté le spectre d'absorption de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ainsi que la droite de correspondance entre la température de l'empilement de diodes laser et sa longueur d'onde d'émission pour un courant  $I_{\text{DL}}$  de 90 A. Les cercles noirs permettent de déterminer la section efficace d'absorption du milieu laser à la longueur d'onde de pompe en fonction de  $T_{\text{H}_2\text{O DL}}$ .

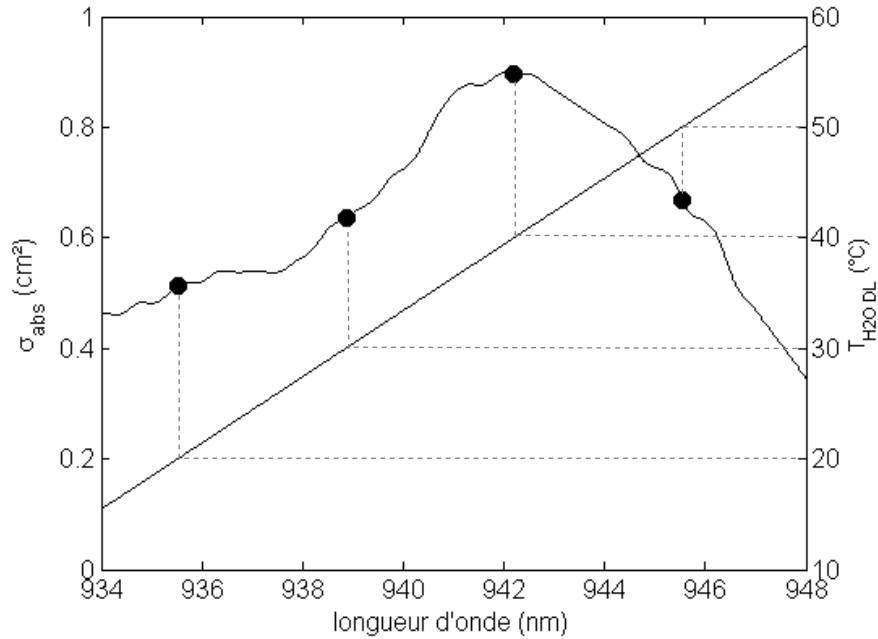


Figure IV-35 : Spectre d'absorption de  $Yb:Sc_2O_3$  et longueurs d'onde correspondant à  $T_{H20DL} = 20^\circ C, 30^\circ C, 40^\circ C$  et  $50^\circ C$ , pour un courant  $I_{DL} = 90 A$ .

Plusieurs coupleurs de cavité de réflectivités différentes ont été utilisés afin d'optimiser les performances du laser. Nous avons mesuré les réflectivités  $R$  de ces cinq composants à 1041 nm et obtenu les valeurs 97,94 %, 93,79 %, 92,05 %, 85,75 % et 76,08 %.

Nous allons maintenant présenter et commenter les résultats expérimentaux obtenus en cavité relaxée avec les trois disques de céramique de sesquioxyde de scandium dopés ytterbium d'épaisseurs respectives 1,0 mm, 1,5 mm et 2,0 mm.

#### IV.2.4.1 Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, épaisseur 1,0 mm

Nous avons représenté sur la Figure IV-36, l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant à chacune des conditions expérimentales, c'est-à-dire pour chaque couple  $\{R, T_{H20DL}\}$ .

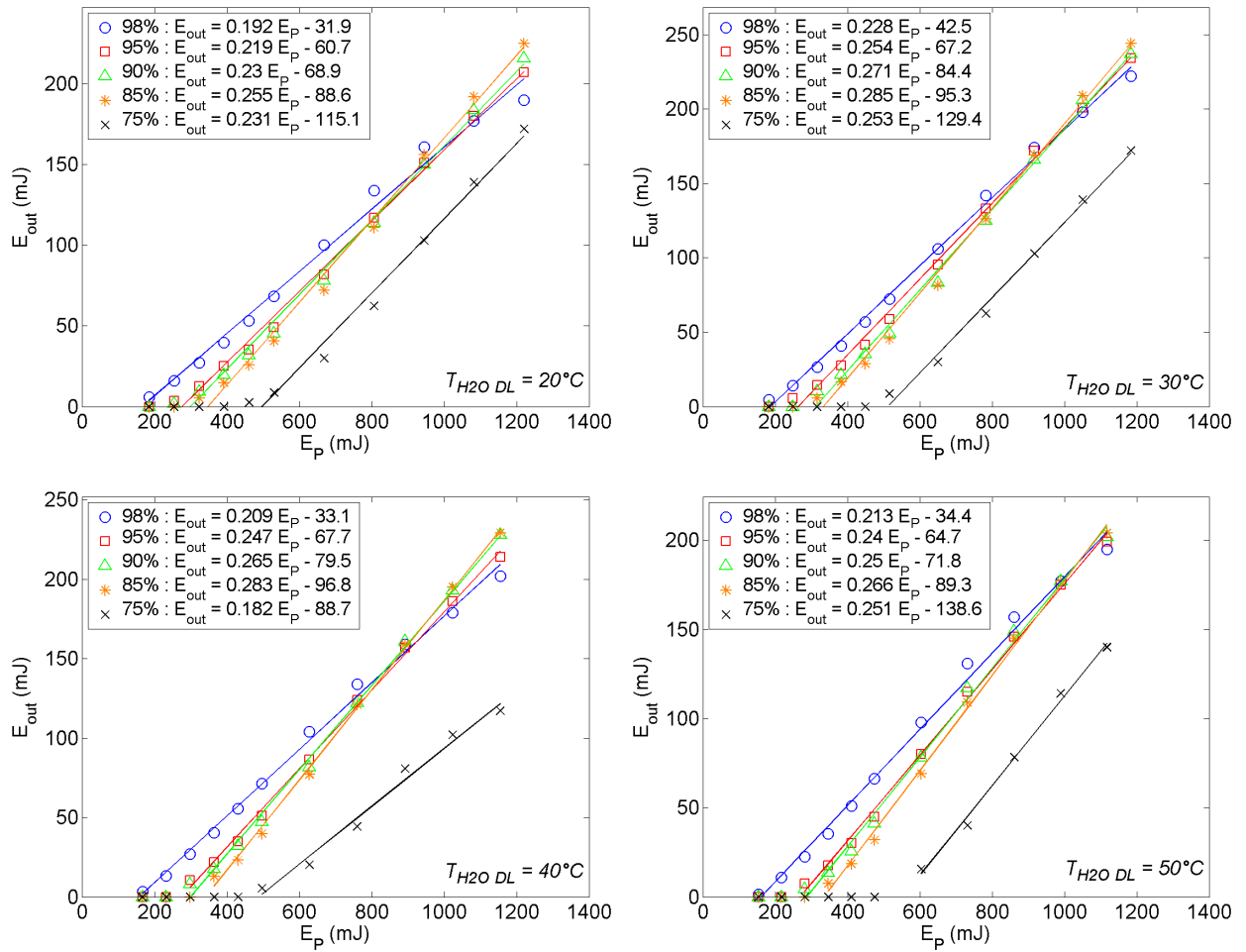


Figure IV-36 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de  $20^\circ C$ ,  $30^\circ C$ ,  $40^\circ C$  et  $50^\circ C$ .

Nous avons rassemblé les valeurs des pentes d'efficacité et des seuils de fonctionnement laser obtenues dans le Tableau IV-10.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		20°C	30°C	40°C	50°C
R 98 %	Pente	19,2 %	22,8 %	20,9 %	21,3 %
	Seuil	166 mJ	186 mJ	158 mJ	162 mJ
R 95 %	Pente	21,9 %	25,4 %	24,7 %	24,0 %
	Seuil	277 mJ	265 mJ	274 mJ	270 mJ
R 90 %	Pente	23,0 %	27,1 %	26,5 %	25,0 %
	Seuil	300 mJ	311 mJ	300 mJ	287 mJ
R 85 %	Pente	25,5 %	28,5 %	28,3 %	26,6 %
	Seuil	347 mJ	334 mJ	342 mJ	336 mJ
R 75 %	Pente	23,1 %	25,3 %	18,2 %	25,1 %
	Seuil	498 mJ	511 mJ	487 mJ	552 mJ

Tableau IV-10 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,0 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-37 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

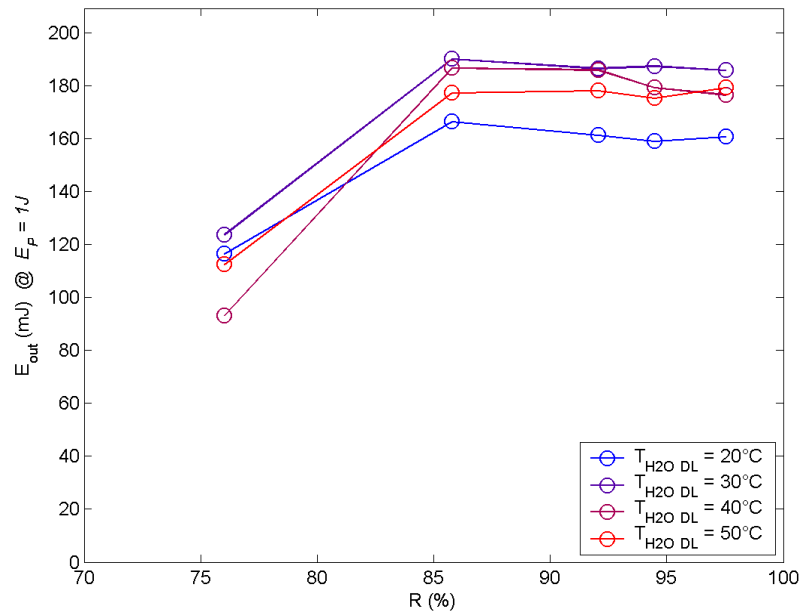


Figure IV-37 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,0 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 40°C, 50°C, 60°C et 70°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O DL}$  de 30°C et une réflectivité  $R$  de 85 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 244 mJ pour une énergie de pompe de 1,18 J, soit un rendement optique – optique de 20,6 %.

#### IV.2.4.2 $Yb:Sc_2O_3$ , épaisseur 1,5 mm

Sur la Figure IV-38, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur 1,5 mm en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

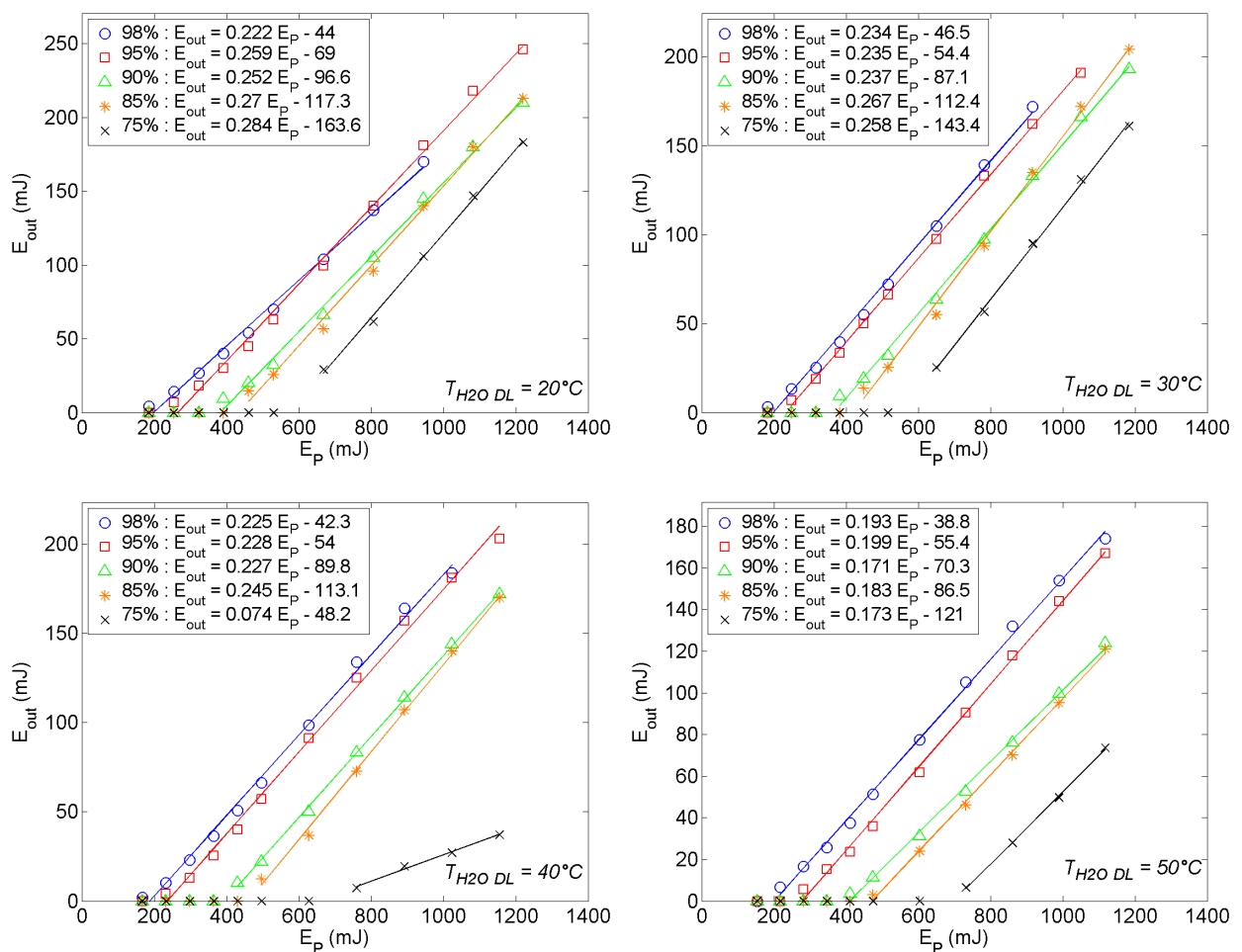


Figure IV-38 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 98 %, 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C et 50°C.

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm dans le Tableau IV-11.



		$T_{H_2O\ DL}$			
		20°C	30°C	40°C	50°C
R 98 %	<i>Pente</i>	22,2 %	23,4 %	22,5 %	19,3 %
	<i>Seuil</i>	199 mJ	199 mJ	188 mJ	251 mJ
R 95 %	<i>Pente</i>	25,9 %	23,5 %	22,8 %	19,9 %
	<i>Seuil</i>	266 mJ	231 mJ	237 mJ	278 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	25,2 %	23,7 %	22,7 %	17,1 %
	<i>Seuil</i>	383 mJ	368 mJ	396 mJ	411 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	27,0 %	26,7 %	24,5 %	18,3 %
	<i>Seuil</i>	434 mJ	421 mJ	462 mJ	473 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	28,4 %	25,8 %	7,4 %	17,3 %
	<i>Seuil</i>	576 mJ	556 mJ	651 mJ	699 mJ

Tableau IV-11 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-39 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

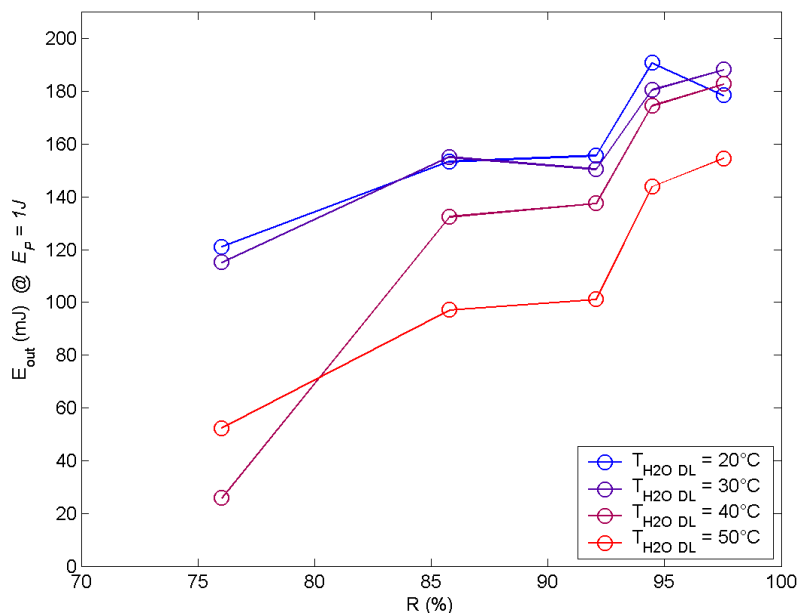


Figure IV-39 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 1,5 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C et 50°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H2O\ DL}$  de 20°C ( $\lambda_p = 935,4\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 95 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 246 mJ pour une énergie de pompe de 1,22 J, soit un rendement optique – optique de 20,2 %.

#### IV.2.4.3 Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, épaisseur 2,0 mm

Sur la Figure IV-40, nous avons représenté l'énergie émise par l'oscillateur laser réalisé à partir du disque d'épaisseur 2,0 mm en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe.

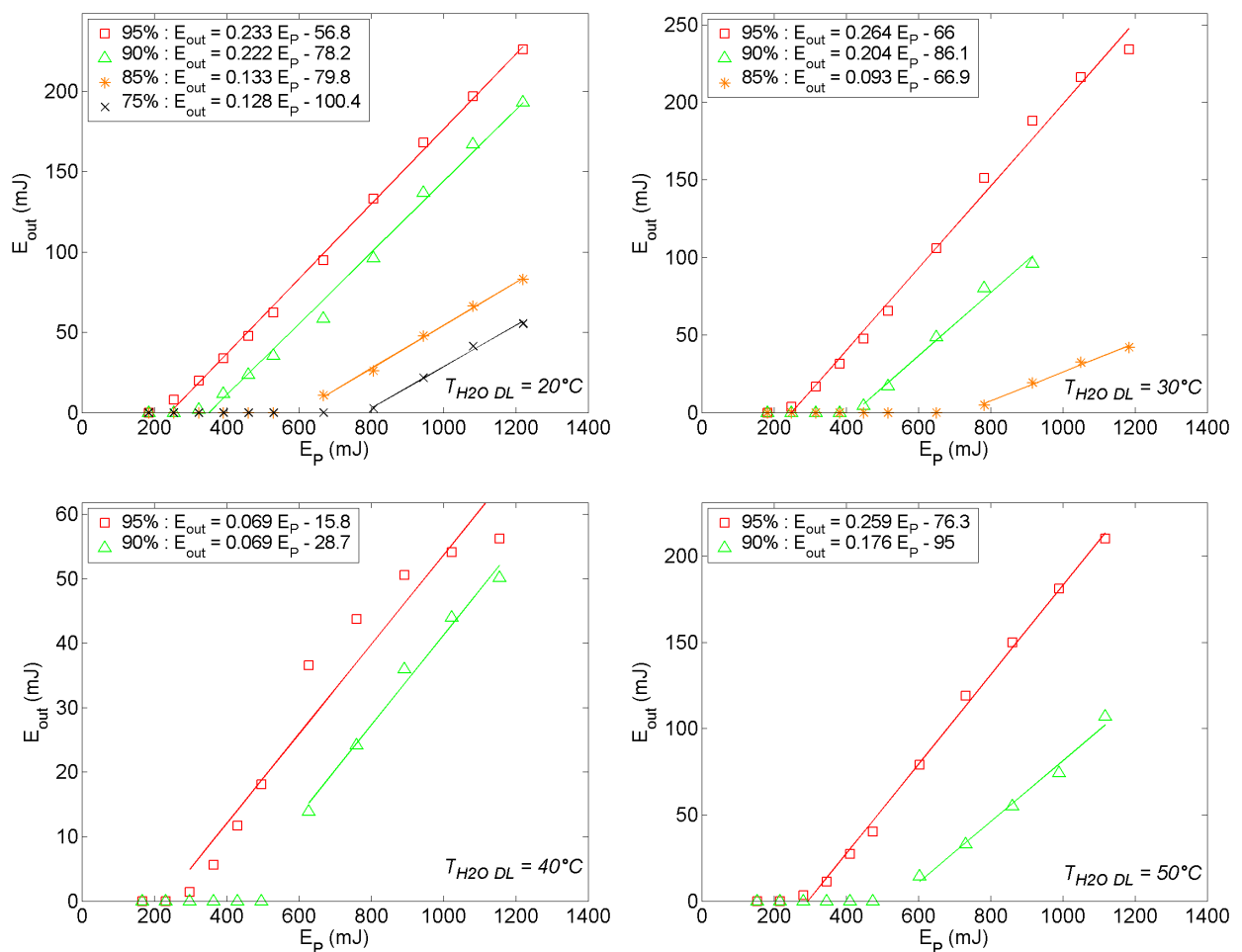


Figure IV-40 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 95 %, 90 %, 85 % et 75 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C et 50°C.

Nous avons rassemblé les valeurs de pente d'efficacité laser et de seuil d'oscillation obtenues avec le disque de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,0 mm dans le Tableau IV-12.

		$T_{H_2O\ DL}$			
		40°C	50°C	60°C	70°C
R 95 %	<i>Pente</i>	23,3 %	26,4 %	6,9 %	25,9 %
	<i>Seuil</i>	244 mJ	250 mJ	229 mJ	295 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	22,2 %	20,4 %	6,9 %	17,6 %
	<i>Seuil</i>	352 mJ	422 mJ	416 mJ	540 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	13,3 %	9,3 %		
	<i>Seuil</i>	600 mJ	719 mJ		
R 75 %	<i>Pente</i>	12,8 %			
	<i>Seuil</i>	784 mJ			

Tableau IV-12 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 2,0 mm pour les différents coupleurs et les différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

Sur la Figure IV-41 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 1 joule en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

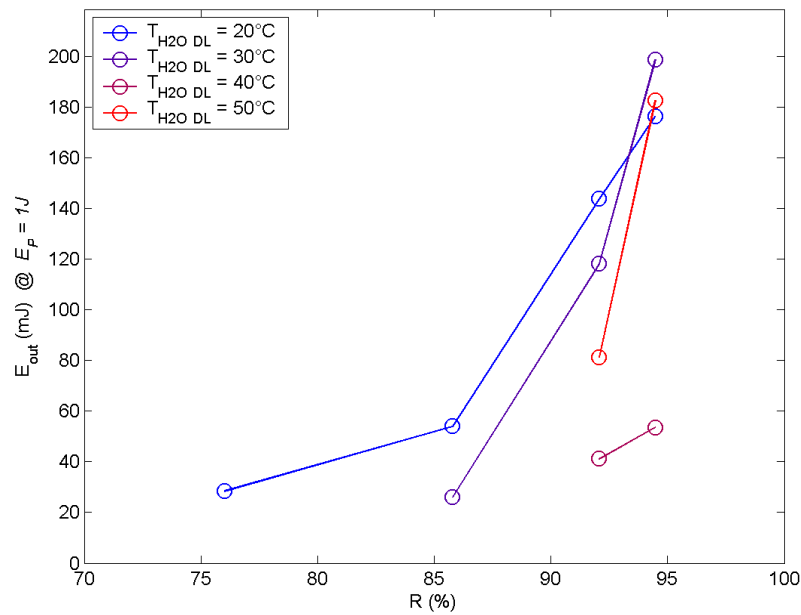
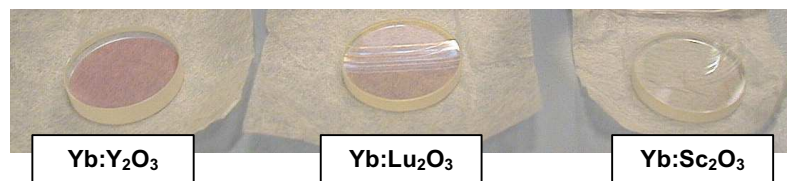


Figure IV-41 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Sc_2O_3$  d'épaisseur 2,0 mm pour une énergie de pompe de 1 J en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C et 50°C.

Finalement, dans le cas le plus favorable, à savoir pour une température  $T_{H_2O\ DL}$  de 30°C ( $\lambda_p = 939,1\text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90\text{ A}$ ) et une réflectivité  $R$  de 95 %, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 234 mJ pour une énergie de pompe de 1,18 J, soit un rendement optique – optique de 19,8 %.

#### IV.2.4.4 Analyse des résultats : influence des paramètres

En comparaison aux sesquioxydes d'yttrium et de lutétium, l'oscillateur à base de  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 1,0 mm donne des seuils de fonctionnement laser significativement plus élevés alors que les pentes d'efficacité sont légèrement supérieures. La section efficace d'émission correspondant à la transition laser Up1-Low3 de l' $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  est supérieure à celles de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  et de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  (voir Figure II-12). De plus comme l'énergie du niveau Low3 est plus grande dans le cas du sesquioxyde de scandium, le phénomène de réabsorption est moins intense et, pour un taux d'excitation donnée, le gain est plus important que pour les sesquioxydes d'yttrium et de lutétium. Ce gain plus important explique les pentes d'efficacité relativement importantes que l'on peut observer sur la Figure IV-36. Toutefois une section efficace d'émission plus élevée devrait conduire à des seuils de fonctionnement laser plus faibles contrairement à ce que nous pouvons observer. Nous pouvons alors en déduire qu'il existe une source de pertes supplémentaire dans la cavité à base d' $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$ . En fait, nous attribuons ces pertes à un défaut de réflectivité du traitement réfléchissant des céramiques d'oxydes de scandium qui ne provient pas de la même cloche de dépôt multi diélectrique que les traitement déposés sur les céramiques de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  et de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ . Nous pouvons voir sur la photo ci-dessous une différence d'apparence entre les traitements réfléchissants des disques de sesquioxydes d'yttrium et de lutétium légèrement rosés et celui des disques de sesquioxyde de scandium incolores.



*Figure IV-42 : Photographie des disques de céramiques de sesquioxydes d'yttrium, de lutétium et de scandium dopés à l'ion ytterbium. La face de dessus est traitée anti-reflets et la face arrière est réfléchissante.*

Dans le cas du disque d'épaisseur 2 mm et avec le coupleur de réflectivité 98 %, le gain dans le matériau laser est trop important et l'intensité laser circulant au sein de la cavité provoque des dommages sur le traitement réfléchissant du disque de céramique. A contrario, pour les coupleurs de réflectivité plus faibles (75 % et 85 %), le seuil de fonctionnement laser peut se révéler trop élevé pour que nous puissions l'atteindre avec la source de pompage dont nous disposons. Ainsi, les résultats obtenus avec ce disque de céramique ne seront pas pris en compte dans l'étude de l'influence de l'épaisseur du matériau sur les performances de l'oscillateur.

Sur la figure suivante, nous avons tracé l'évolution de la section efficace d'absorption qui nous a permis d'obtenir les meilleures performances, ainsi que du rendement maximal correspondant en fonction de l'épaisseur du disque de céramique  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$ .

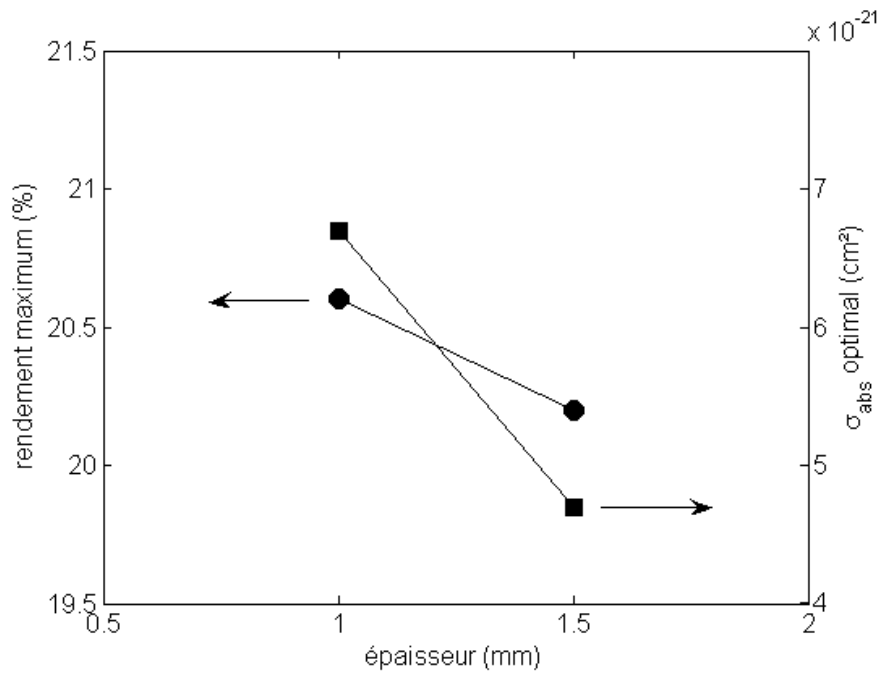


Figure IV-43 : Évolution du rendement maximum obtenu avec  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  dopé à 10 at.% ainsi que de la section efficace d'absorption correspondante en fonction de l'épaisseur de la céramique.

Compte tenu du très faible nombre de points dont nous disposons, il apparaît difficile d'interpréter l'influence de l'épaisseur du matériau sur le comportement de l'oscillateur.

Nous pouvons toutefois constater que la section efficace d'absorption optimale est la plus faible pour le plus épais des deux disques de céramiques

Nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium permettent d'obtenir des rendements optique – optique comparables en cavité relaxée. En effet, nous avons respectivement obtenu des rendements maximums de 25,2 %, 22,0 % et 20,6 % pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Toutefois, les résultats obtenus avec les céramiques de sesquioxyde de scandium sont difficilement interprétables à cause d'un défaut de traitement optique. Avec le même dispositif expérimental, un monocristal de Yb:YAG nous a permis d'obtenir un rendement de 35,0 %, bien supérieur à celui des sesquioxydes.

Plusieurs raisons permettent d'expliquer cet écart de performance relativement important.

Tout d'abord, la source de pompage dont nous disposons délivre une longueur d'onde de pompe située entre 935 nm et 955 nm en fonction de la température des diodes laser. Ces longueurs d'onde correspondent à un pompage de l'ion ytterbium sur la transition Low1-Up2. Or nous avons vu au Chapitre II que si cette transition est la plus adaptée au pompage du YAG, c'est la « zero-line » (aux alentours de 975 nm) qui donne les meilleurs résultats pour le pompage des sesquioxydes de terres rares.

D'autre part, dans une cavité relaxée, l'énergie de pompe n'est pas stockée dans le matériau laser. En effet, dès que le gain atteint le niveau de pertes de la cavité, les oscillations laser démarrent et extraient l'énergie de l'amplificateur de manière quasi instantanée. Ainsi, dans un oscillateur relaxé, nous ne profitons pas de l'importante efficacité de stockage d'énergie que présentent les sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium (voir Figure II-27).

Nous avons décrit au paragraphe III.4.1 l'influence de la température d'un matériau dopé ytterbium sur ses spectres d'émission et d'absorption. Lorsque cette température  $T$  diminue, la population thermique des sous niveaux Stark d'énergie élevée, qui suit une statistique de Boltzmann, est réduite. Le phénomène de réabsorption à la longueur d'onde laser est alors moins intense ce qui a pour effet d'augmenter la valeur du gain linéique pour un taux d'excitation donné. A contrario, la densité de population ainsi que la fonction de partition de Boltzmann du premier sous niveaux Stark de chacun des deux multiplets électroniques de l'ion ytterbium (Low1 et Up1) augmentent. De ce fait, les sections efficaces d'émission correspondant aux transitions laser Up1-Low <sub>$i$</sub>  ( $i = 2, 3$  ou 4) augmentent lorsque  $T$  diminue. De plus, lorsque la température baisse, les raies d'émission s'affinent et la valeur de leurs maximums augmente en raison de la réduction des phénomènes d'élargissements (Doppler, Stark, ... etc.). Ces augmentations de sections efficaces ont également pour effet d'augmenter la valeur du gain linéique pour un taux d'excitation donné. Finalement, les basses températures apparaissent comme un moyen séduisant d'améliorer les performances énergétiques des lasers à ytterbium.

Afin d'évaluer l'influence de la température des sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium sur leur performances en cavité laser, nous avons réalisé une série d'expérimentations mettant en œuvre un cryostat à azote liquide.

Dans la partie IV.3, nous présentons tout d'abord le dispositif expérimental utilisé et en particulier le cryostat à azote liquide. Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux obtenus avec les trois sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium. Nous étudions l'influence de la température sur le spectre de fluorescence de ces céramiques ainsi que sur leurs performances en cavité, à savoir le seuil d'oscillations laser et la pente d'efficacité laser. De plus, nous étudions l'évolution du comportement spectral de cet oscillateur en fonction de la température. Enfin, nous proposons une optimisation de l'oscillateur relaxé à base d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

## IV.3 Cavités relaxées à basses températures

### IV.3.1 Description des expériences à basses températures

Le cryostat que nous avons utilisé est un cryostat à bain d'azote liquide JANIS VPF-100 dont un schéma est représenté sur la Figure IV-44. La température du porte échantillon peut être fixée entre 77 K, température de l'azote liquide à pression atmosphérique, et 325 K par l'intermédiaire d'une résistance de chauffe et d'un contrôleur de température. Une diode au silicium placée au niveau du porte échantillon permet d'en mesurer la température. Une impédance thermique est placée entre le réservoir d'azote liquide et le porte échantillon pour que la chaleur produite par la résistance de chauffe ne se transmette pas au réservoir d'azote et que le porte échantillon puisse atteindre des températures plus élevées. Le gradient de température entre le réservoir d'azote et le porte échantillon est localisé dans cette impédance thermique. L'enceinte dans laquelle se situe le porte échantillon est mise au vide grâce à une pompe turbo moléculaire d'une part pour éviter la formation de givre à l'intérieur du cryostat et d'autre part pour augmenter l'autonomie du réservoir d'azote.

Le disque laser est fixé au porte échantillon par une feuille d'indium pur à 99,99 % d'épaisseur 127  $\mu\text{m}$ , et un hublot traité anti-reflet permet l'accès des faisceaux optiques au matériau laser.

Un premier montage optique, représenté sur la Figure IV-45, a été réalisé afin de mesurer l'évolution du spectre de fluorescence des sesquioxydes de terres rares en fonction de la température. Le disque de céramique, placé dans l'enceinte cryogénique est pompé avec un angle d'incidence de  $30^\circ$  par le système décrit au paragraphe IV.1.2 émettant aux alentours de 940 nm.

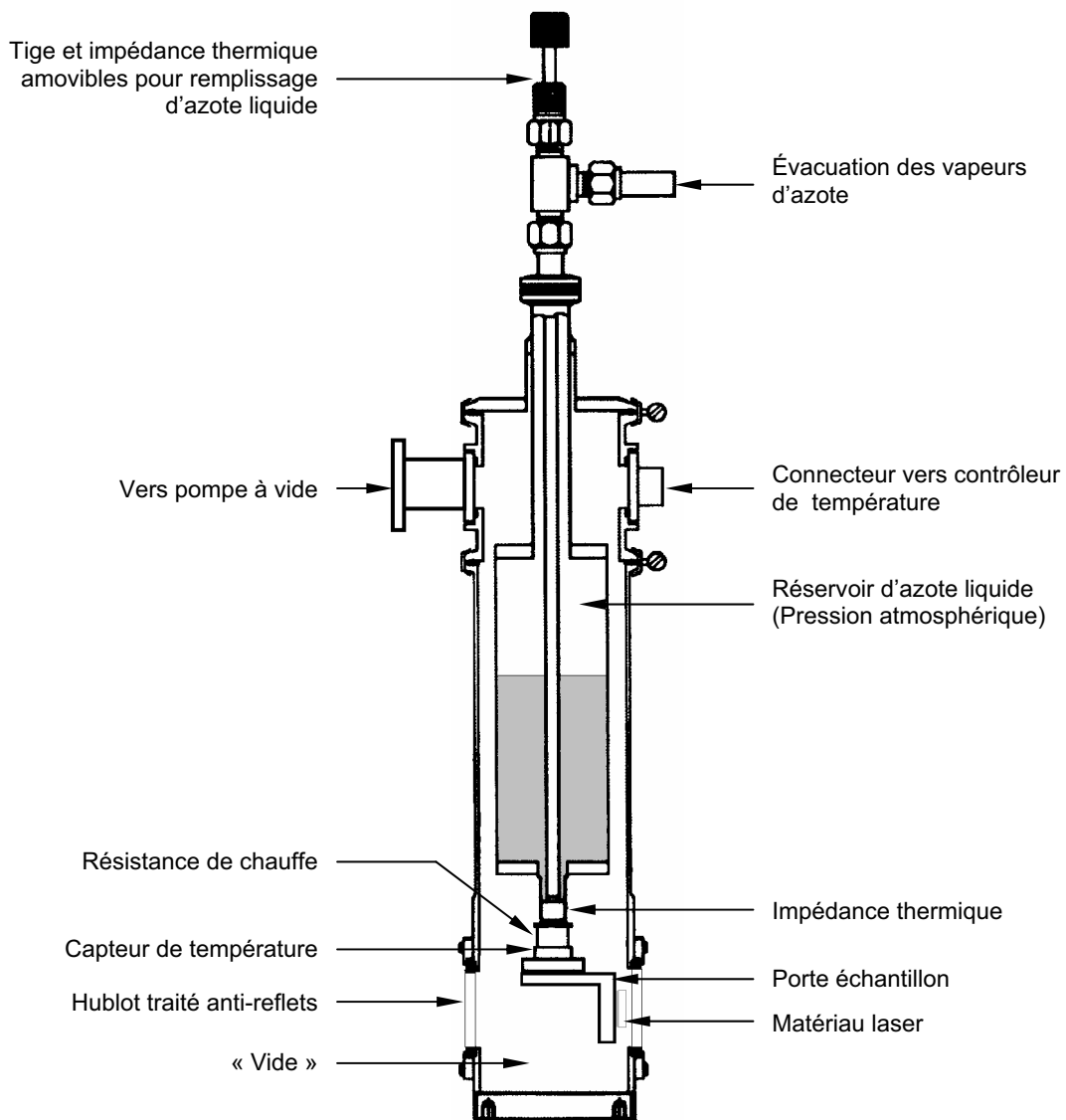


Figure IV-44 : Schéma du cryostat JANIS VPF-100.

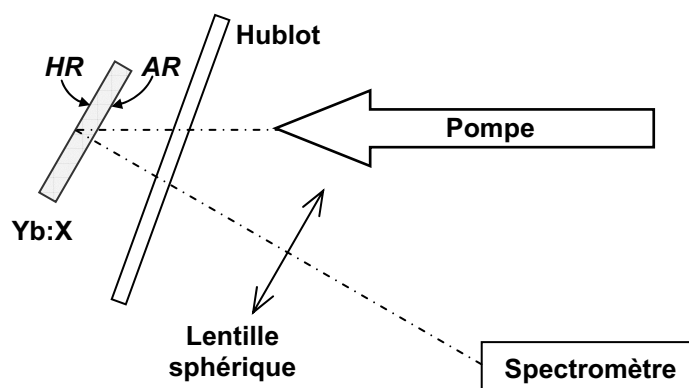


Figure IV-45 : Schéma du montage de mesure de spectre de fluorescence.

Une partie de la fluorescence émise par la céramique dopée ytterbium est collectée par une lentille sphérique de grande ouverture et envoyée dans un spectromètre à fibre optique. Nous pouvons ainsi mesurer le spectre de



fluorescence des céramiques de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  et  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  pour des températures variant entre 80 K et 320 K. Ces résultats expérimentaux sont présentés dans les paragraphes suivants.

Remarquons que nous mesurons la fluorescence émise par un matériau épais dans lequel le phénomène de réabsorption est présent : nous n'accédons donc pas directement à la mesure de la section efficace d'émission. Nous mesurons en fait, un mélange de deux contributions. D'une part l'émission de la surface de la céramique, pour laquelle la section efficace d'émission intervient seule, et qui ne dépend que de la température. D'autre part le profil spectral du gain au sein du matériau laser, pour lequel les sections efficaces d'émission et d'absorption interviennent, et qui dépend à la fois de la température et du taux d'excitation.

Un moyen de se prémunir contre la réabsorption serait de réaliser le même type de mesure non pas sur des échantillons massifs, mais sur des matériaux pulvérulents pour lesquels le rapport surface / volume est beaucoup plus important.

Un second montage optique, représenté sur la Figure IV-46, a été réalisé afin d'évaluer l'évolution des performances laser des sesquioxydes de terres rares en fonction de la température.

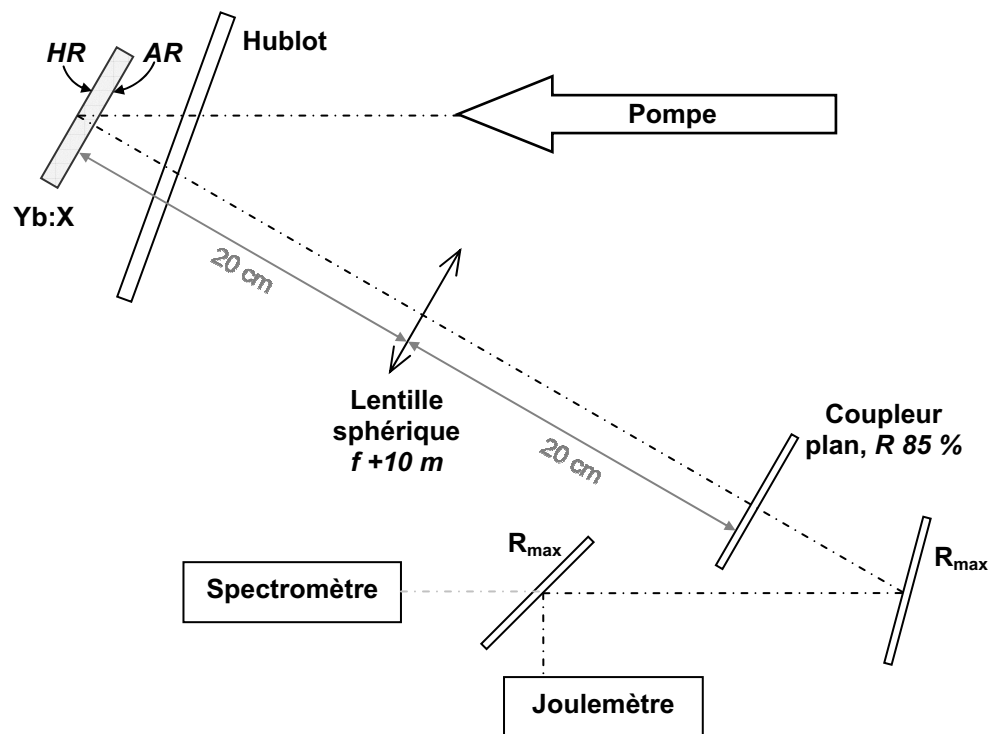


Figure IV-46 : Schéma de l'oscillateur laser.

Le dispositif de pompage est toujours le même, à savoir un empilement de 25 barrettes de diodes lasers dont le faisceau est mis en forme et focalisé par un jeu de lentilles cylindriques et sphériques. Le profil du faisceau de pompe dans le plan de la céramique est le même que celui présenté au paragraphe IV.1.2 (voir Figure IV-6). L'énergie déposée dans la tache de pompe intégrée sur une durée d'impulsion de  $600 \mu\text{s}$  est représentée sur la Figure IV-47. L'évolution de cette énergie est tracée en fonction de l'intensité  $I_{DL}$  du courant délivré par l'alimentation de l'empilement de diodes laser pour différentes valeurs de la température  $T_{H_2O DL}$  du fluide de refroidissement des diodes.

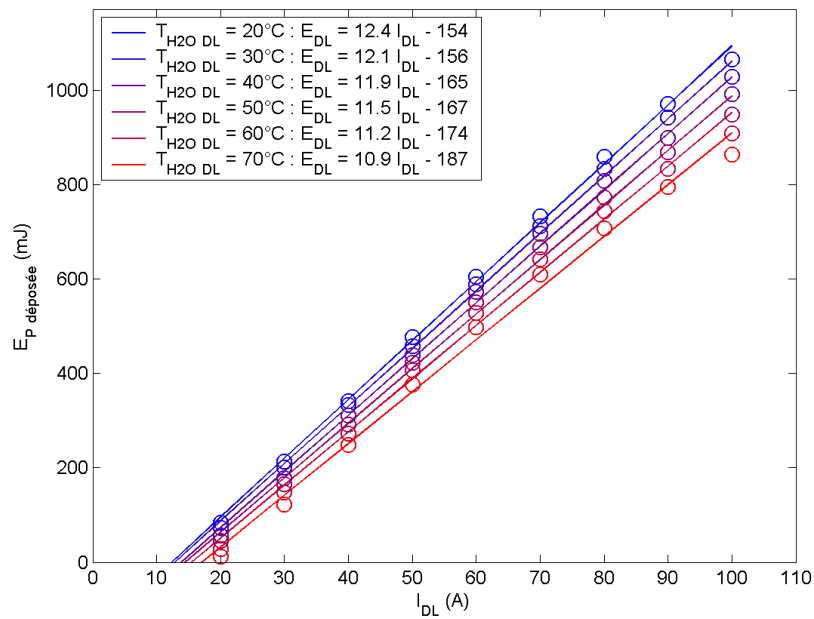


Figure IV-47 : Énergie dans la tache de pompe en fonction de l'intensité du courant traversant les diodes laser pour différentes valeurs de la température du fluide de refroidissement des diodes laser. La durée des impulsions est de 600  $\mu$ s.

La cavité laser est la même que celle décrite au paragraphe IV.1.3 et la réflectivité du coupleur de sortie est de 85 %. Le faisceau généré par l'oscillateur laser est envoyé sur un joulemètre à l'aide de deux miroirs de réflectivité maximale ( $R_{max}$ ) afin d'en mesurer l'énergie et la fuite d'un de ces miroirs est utilisée afin de mesurer le spectre émis par l'oscillateur via un spectromètre à fibre optique.

Les performances obtenues pour les sesquioxydes d'yttrium, de lutétium et de scandium dopé ytterbium sont également présentées dans les paragraphes suivants.

### IV.3.2 Résultats expérimentaux pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à basses températures

Dans ce paragraphe, nous présentons tout d'abord les résultats de mesures de spectre de fluorescence effectuées à différentes températures sur un disque de sesquioxyde d'yttrium dopé à 10 at.% d'ytterbium.

Sur la Figure IV-48, nous avons tracé le spectre de fluorescence de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> obtenu en fonction de la température du porte échantillon.

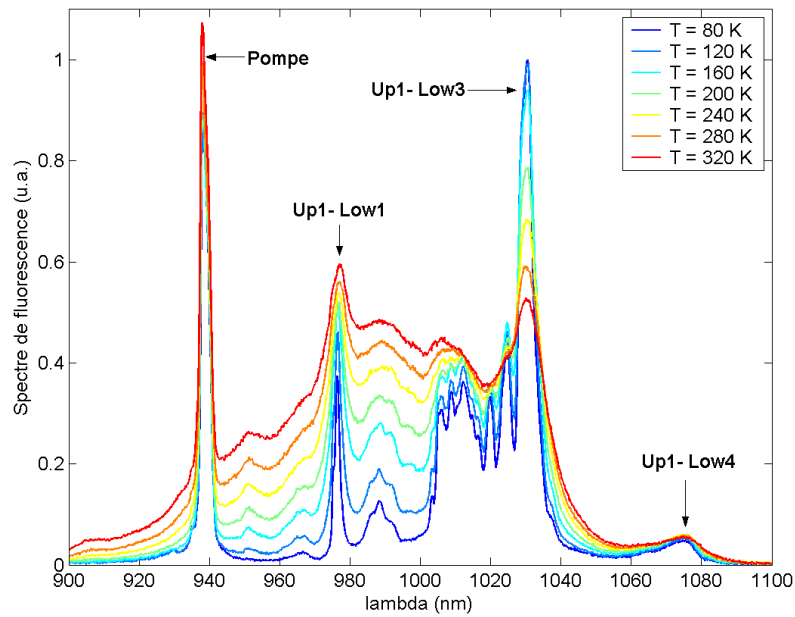


Figure IV-48 : Spectre de fluorescence de  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  en fonction de la température du porte échantillon.

Le pic situé autour de 940 nm correspond à la longueur d'onde d'émission des diodes laser de pompe utilisées pour exciter le matériau laser.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que les bandes d'émission se rétrécissent lorsque la température de l'échantillon diminue en raison de la diminution de l'élargissement inhomogène des raies de l'ytterbium induit par la température. Nous allons maintenant analyser l'évolution des raies de fluorescence correspondant aux trois transitions laser Up1-Low1, Up1-Low3 et Up1-Low4.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low1 est située autour de 976 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence se rétréci ce qui devrait entraîner une augmentation de sa valeur maximale. Cependant les raies connexes s'affinent également lorsque la température diminue et leur contribution à la fluorescence autour de 976 nm diminue. De plus, la densité de population du niveau Stark Low1 augmente et la réabsorption dans le matériau massif est alors plus importante autour de 976 nm. Ces deux derniers phénomènes font diminuer la fluorescence mesurée autour de 976 nm lorsque la température diminue.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low3 est située autour de 1031 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence se rétréci ce qui entraîne une augmentation de sa valeur maximale. En outre, comme ce pic de fluorescence est beaucoup plus intense que les pics qui lui sont contigus, la contribution de ces derniers à la fluorescence autour de 1031 nm est quasiment négligeable. Le rétrécissement de ces pics connexes lorsque la température diminue n'a alors que très peu d'influence sur la fluorescence correspondant à la transition Up1-Low3. De plus, contrairement au cas du sous niveau Low1, la densité de population du sous niveau Low3, d'énergie plus élevée, diminue lorsque la température baisse. La réabsorption est alors moins importante autour de 1031 nm à basse température. Ces trois raisons expliquent l'augmentation très significative de l'intensité du pic de fluorescence situé autour de 1031 nm. Sur la Figure IV-49, nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  en fonction de la température autour de 1031 nm.

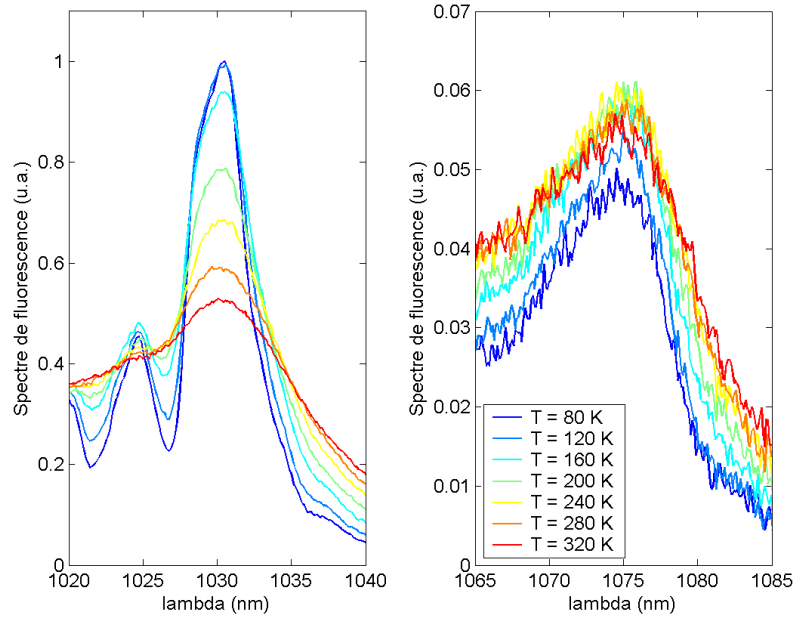


Figure IV-49 : Zoom sur les transitions Up1-Low3 et Up1-Low4 du spectre de fluorescence de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température du porte échantillon.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low4 est située autour de 1076 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence se rétrécit ce qui entraîne une augmentation de sa valeur maximale. De plus, comme pour le sous niveau Low3, la densité de population du sous niveau Low4 diminue lorsque la température baisse. La réabsorption est alors moins importante autour de 1076 nm à basse température. Pour ces deux raisons, nous assistons à une augmentation de l'intensité du pic de fluorescence autour de 1076 nm lorsque la température chute de 320 K à 240 K. Cependant, nous pouvons voir sur la Figure IV-49 où nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température autour de 1076 nm que d'une part cette augmentation est très légère entre 320 K et 240 K et que d'autre part l'intensité du pic de fluorescence diminue lorsque la température passe en dessous de 240 K. En effet, comme ce pic de fluorescence correspondant à la transition Up1-Low4 est beaucoup moins intense que le pic correspondant à la transition Up1-Low3 qui lui est contigu, la contribution de ce dernier à la fluorescence autour de 1076 nm est très importante à température ambiante. Le rétrécissement de ce pic connexe lorsque la température diminue entraîne alors une réduction de l'intensité du pic de fluorescence autour de 1076 nm à basse température.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec l'oscillateur relaxé à base d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température. Nous avons utilisé l'épaisseur de céramique qui conduisait aux meilleurs résultats à température ambiante, à savoir 2 mm (voir paragraphe IV.2.2). La température du fluide de refroidissement de l'empilement de diodes laser est fixée à 40°C, ce qui correspond à une longueur d'onde de pompe d'environ 942 nm (voir Figure IV-4). La durée des impulsions de pompe est toujours de 600 μs.

Sur la Figure IV-50, nous avons tracé l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant pour des températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

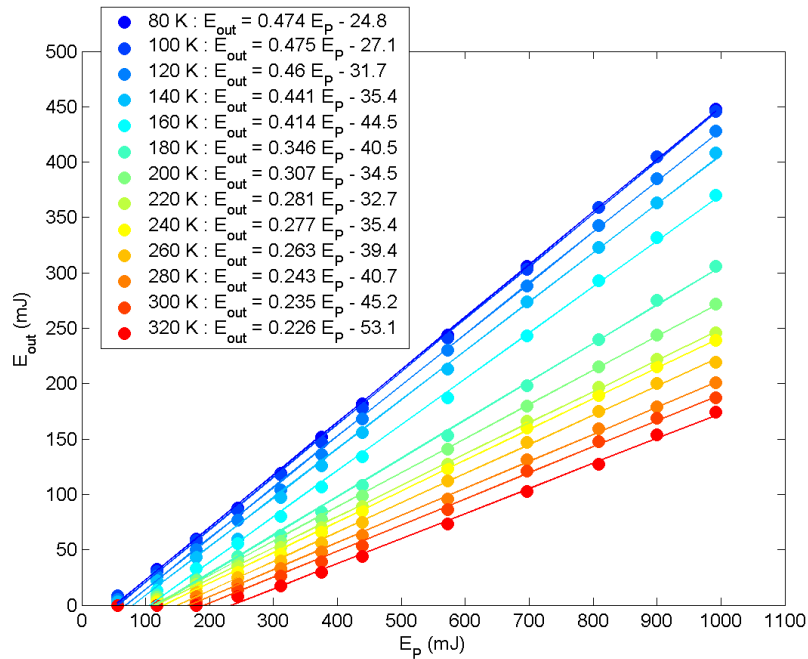


Figure IV-50 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour différentes températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

Nous pouvons constater que les performances de l'oscillateur sont améliorées de manière très significative lorsque la température du cryostat diminue. D'une part la pente d'efficacité laser est plus importante à basse température, et d'autre part, le seuil de démarrage des oscillations laser dans la cavité est plus faible.

Sur la Figure IV-51, nous avons représenté l'évolution de la pente d'efficacité ainsi que du seuil d'oscillation de l'oscillateur à base d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température de la céramique. La pente passe de 22,6 % à 47,5 % lorsque la température chute de 320 K à la température de l'azote liquide. Dans le même temps, le seuil d'oscillation laser en termes d'énergie de pompe chute de 235 mJ à 52 mJ.

Nous pouvons également remarquer sur la Figure IV-51 une rupture de pente pour une température d'environ 180 K. Afin de bien appréhender ce phénomène, nous avons besoin de connaître la longueur d'onde émise par l'oscillateur.

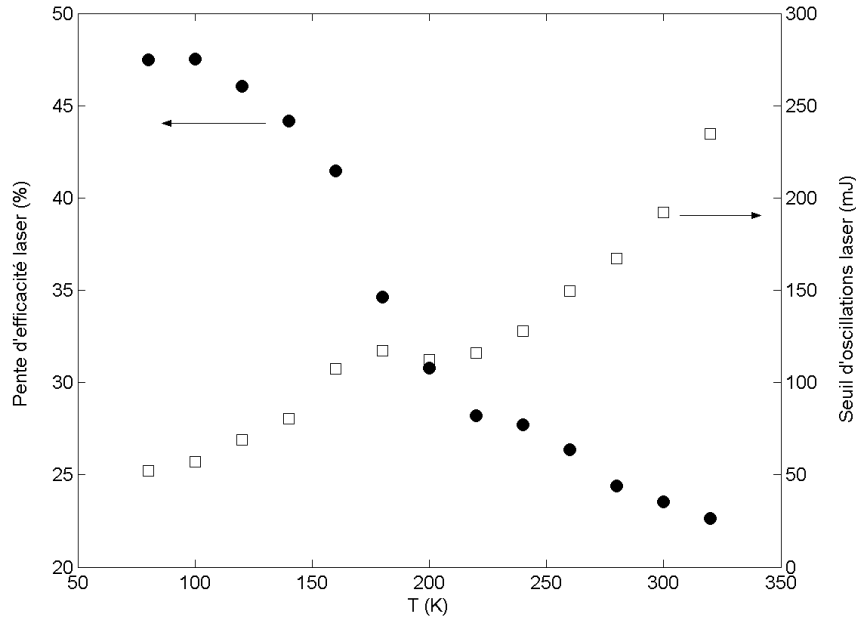


Figure IV-51 : évolution de la pente d'efficacité et du seuil de fonctionnement laser de l'oscillateur à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 2,0 mm en fonction de la température.

Sur la Figure IV-52, nous avons représenté le spectre émis par l'oscillateur en fonction de la température du porte échantillon. D'une manière générale, nous pouvons remarquer que l'émission du laser se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température diminue. Nous avons déjà rencontré et expliqué ce comportement au paragraphe 0. Pour les températures les plus élevées, le gain est plus important autour de 1076 nm (transition Up1-Low4) qu'à 1031 nm (transition Up1-Low3), même si la section efficace d'émission y est bien plus importante, car la réabsorption est moins importante pour la transition Low4-Up1 que pour la transition Low3-Up1. Lorsque la température diminue, la densité de population des sous niveaux Stark d'énergie élevée chute et le maximum du profil spectral du gain se décale vers des longueurs d'onde plus courtes.

Pour une température de 180 K, le laser émet à la fois autour de 1076 nm et de 1031 nm. Nous pouvons en déduire que pour cette température, le gain est quasiment identique pour ces deux longueurs d'onde et que nous avons alors un comportement du même type que celui décrit au paragraphe III.3.3 (voir Figure III-32). Les oscillations démarrent autour de 1031 nm, puis lorsque le gain à 1076 nm atteint le niveau des pertes de la cavité, les oscillations laser passent de 1031 nm à 1076 nm.

Pour des températures inférieures à 180 K, le laser n'émet qu'autour de 1031 nm. Cela signifie que le gain est alors plus important pour la transition Up1-Low3. En effet, nous avons vu sur la Figure IV-49 que l'intensité de fluorescence autour de 1031 nm augmente de manière bien plus significative qu'aux alentours de 1076 nm lorsque la température diminue. De plus la réabsorption qui limite le gain à 1031 nm est d'autant plus faible que la température est basse.

Finalement, nous pouvons distinguer deux types de fonctionnement dépendant de la température. Pour  $T > 180 \text{ K}$ , le phénomène de réabsorption est prépondérant et fixe la longueur d'onde d'émission de l'oscillateur. Ce comportement est caractéristique des systèmes laser quasi-trois-niveaux. Pour  $T < 180 \text{ K}$ , la réabsorption est

très faible et le laser émet à la longueur d'onde où la section efficace d'émission est la plus importante. Le matériau laser se rapproche alors d'un comportement de type quatre niveaux.

L'existence de ces deux types de fonctionnements explique les ruptures de pentes que nous pouvons constater sur la Figure IV-51.

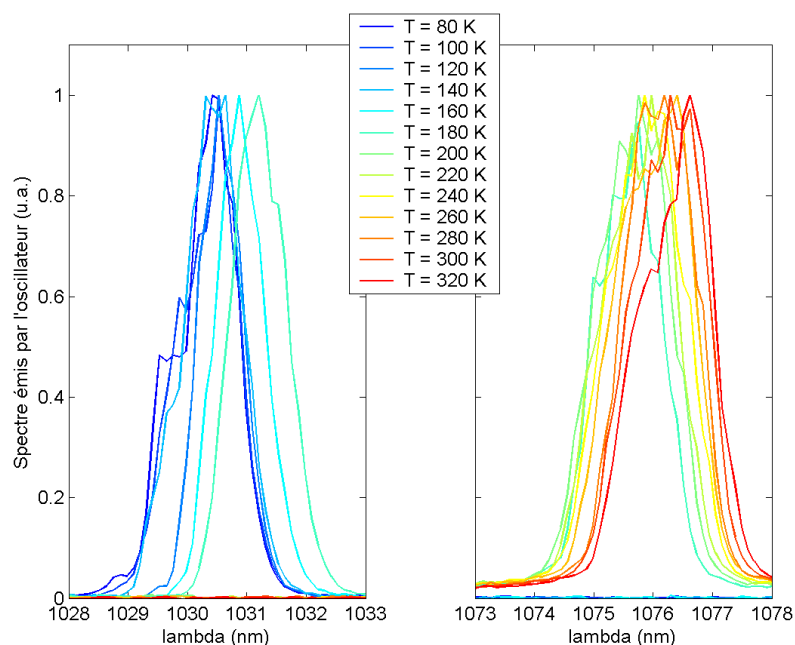


Figure IV-52 : Spectre émis par l'oscillateur à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$  en fonction de la température du porte échantillon.

### IV.3.3 Résultats expérimentaux pour $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ à basses températures

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à différentes températures sur un disque de sesquioxyde de lutétium dopé à 10 at.% d'ytterbium.

Sur la Figure IV-53, nous avons tracé le spectre de fluorescence de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  obtenu en fonction de la température du porte échantillon.

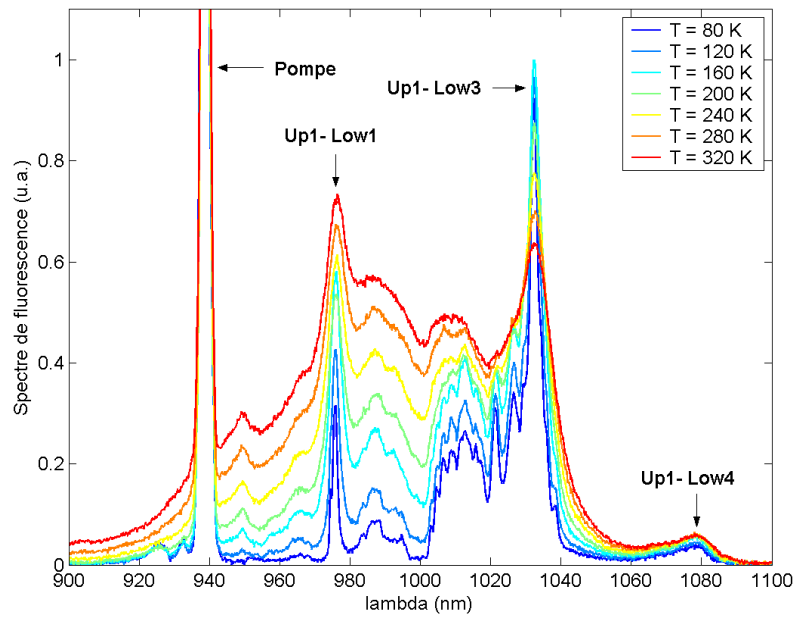


Figure IV-53 : Spectre de fluorescence de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  en fonction de la température du porte échantillon.

Le pic situé autour de 940 nm correspond à la longueur d'onde d'émission des diodes laser de pompe utilisées pour exciter le matériau laser.

Comme pour le sesquioxyde d'yttrium, nous allons maintenant analyser l'évolution des raies de fluorescence correspondant aux trois transitions laser Up1-Low1, Up1-Low3 et Up1-Low4.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low1 est située autour de 976 nm. Lorsque la température diminue, le rétrécissement du pic de fluorescence devrait entraîner une augmentation de sa valeur maximale. Cependant, comme dans le cas de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ , l'affinement des raies connexes à la « zero-line » fait chuter leurs contributions à la fluorescence autour de 976 nm. D'autre part, la réabsorption à cette longueur d'onde augmente lorsque la température diminue car la densité de population du sous niveau Stark Low1 augmente. Pour ces deux raisons, la fluorescence mesurée autour de 976 nm décroît lorsque la température diminue.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low3 est située autour de 1032 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence se rétrécit ce qui entraîne une augmentation de sa valeur maximale. En outre, comme ce pic de fluorescence est beaucoup plus intense que les pics qui lui sont contigus, la contribution de ces derniers à la fluorescence autour de 1032 nm est quasiment négligeable. Le rétrécissement de ces pics connexes lorsque la température diminue n'a alors que très peu d'influence sur la fluorescence correspondant à la transition Up1-Low3. De plus, la diminution de la densité de population du sous niveau Low3 entraîne une chute de la réabsorption autour de 1032 nm à basse température. Ces trois raisons expliquent l'augmentation très significative de l'intensité du pic de fluorescence situé autour de 1032 nm. Sur la Figure IV-54, nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  en fonction de la température autour de 1032 nm.



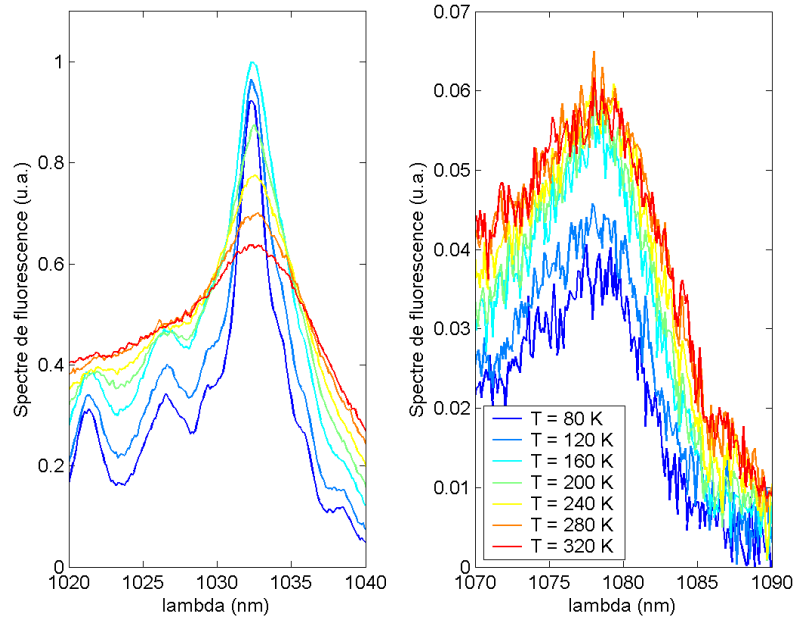


Figure IV-54 : Zoom sur les transitions Up1-Low3 et Up1-Low4 du spectre de fluorescence de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température du porte échantillon.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low4 est située autour de 1079 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence correspondant se rétrécit et la densité de population du sous niveau Low4 décroît, ce qui devrait entraîner une augmentation de l'intensité de fluorescence autour de 1079 nm. Cependant, nous pouvons voir sur la Figure IV-54, où nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température autour de 1079 nm, que l'intensité du pic de fluorescence diminue lorsque la température chute. En effet, comme ce pic de fluorescence correspondant à la transition Up1-Low4 est beaucoup moins intense que le pic correspondant à la transition Up1-Low3 qui lui est contigu, la contribution de ce dernier à la fluorescence autour de 1079 nm est très importante à température ambiante. Le rétrécissement de ce pic connexe lorsque la température diminue entraîne alors une réduction de l'intensité du pic de fluorescence autour de 1079 nm à basse température.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec l'oscillateur relaxé à base d'Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température. Nous avons utilisé l'épaisseur de céramique qui conduisait aux meilleurs résultats à température ambiante, à savoir 1,5 mm (voir paragraphe IV.2.3). La température du fluide de refroidissement de l'empilement de diodes laser est fixée à 40°C, ce qui correspond à une longueur d'onde de pompe d'environ 942 nm (voir Figure IV-4). La durée des impulsions de pompe est toujours de 600 μs.

Sur la Figure IV-55, nous avons tracé l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant pour des températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

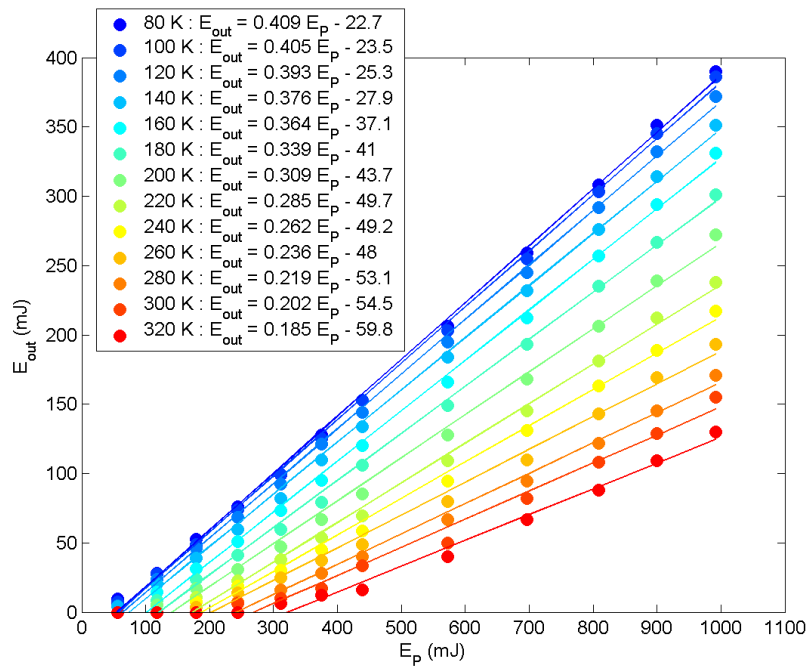


Figure IV-55 : Énergie en sortie d'oscillateur à Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 1,5 mm en fonction de l'énergie de pompe pour différentes températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

Là encore les performances de l'oscillateur sont améliorées de manière très significative lorsque la température du cryostat diminue. D'une part la pente d'efficacité laser est plus importante à basse température, et d'autre part, le seuil de démarrage des oscillations laser dans la cavité est plus faible.

Sur la Figure IV-56, nous avons représenté l'évolution de la pente d'efficacité ainsi que du seuil d'oscillation de l'oscillateur à base d'Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température de la céramique. La pente passe de 18,5 % à 40,9 % lorsque la température chute de 320 K à la température de l'azote liquide. Dans le même temps, le seuil d'oscillation laser en termes d'énergie de pompe chute de 323 mJ à 56 mJ. Comme dans le cas de l'oscillateur à base d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, nous observons une rupture de pente sur la Figure IV-56. Cette rupture, beaucoup moins marquée que dans le cas du sesquioxyde d'yttrium, a lieu pour une température du porte échantillon de 220 K. Comme au paragraphe précédent, nous avons besoin de connaître la longueur d'onde émise par l'oscillateur afin d'expliquer correctement ce phénomène.

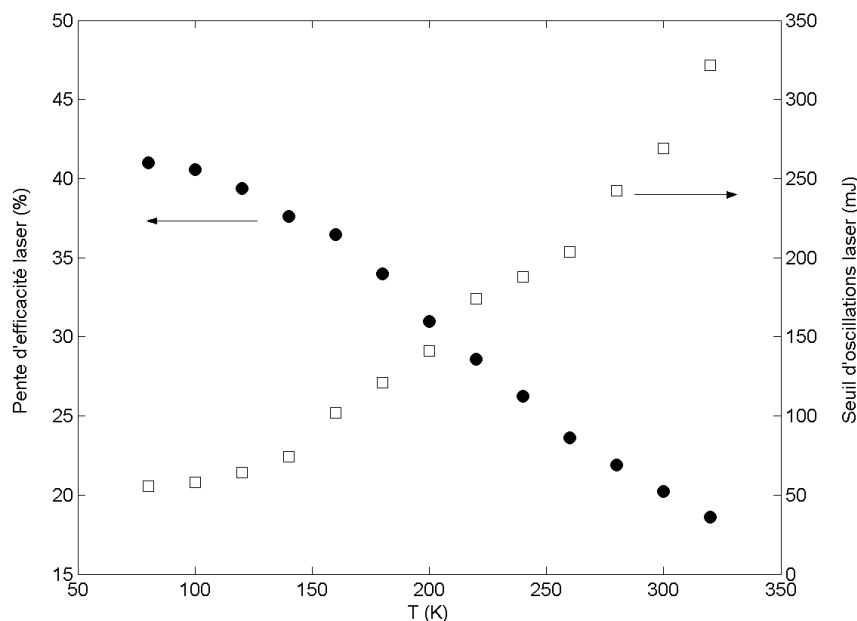


Figure IV-56 : évolution de la pente d'efficacité et du seuil de fonctionnement laser de l'oscillateur à  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 1,5 mm en fonction de la température.

Sur la Figure IV-57, nous avons représenté le spectre émis par l'oscillateur en fonction de la température du porte échantillon. Comme pour tous les matériaux dopés ytterbium, l'émission du laser se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température diminue.

Pour des températures supérieures à 220 K, le laser émet à la fois autour de 1079 nm et de 1032 nm. Pour les températures les plus élevées, le gain est plus important autour de 1079 nm qu'à 1032 nm car la réabsorption est moins importante pour la transition Low4-Up1 que pour la transition Low3-Up1. Lorsque la température diminue, la proportion de l'émission du laser autour de 1032 nm augmente peu à peu car, comme nous l'avons vu sur la Figure IV-49, l'intensité de fluorescence autour de 1032 nm augmente alors qu'elle diminue aux alentours de 1079 nm. De plus la réabsorption qui limite le gain à 1032 nm est d'autant plus faible que la température est basse. Lorsque la température diminue encore, pour des températures inférieures à 220 K, le laser n'émet qu'autour de 1032 nm car le gain devient beaucoup plus important pour la transition Up1-Low3.

Finalement, comme dans le cas de précédent, nous pouvons distinguer deux types de fonctionnement dépendant de la température. Pour les hautes températures,  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  se comporte comme un système laser quasi-trois-niveaux, et pour les basses températures, le matériau laser se rapproche d'un comportement de type quatre niveaux.

Toutefois le passage de 1079 nm à 1032 nm s'effectue beaucoup moins brutalement que dans le cas de l'oxyde d'yttrium (de 300 K à 220 K). C'est pourquoi nous observons une rupture de pente beaucoup moins marquée sur la Figure IV-56.

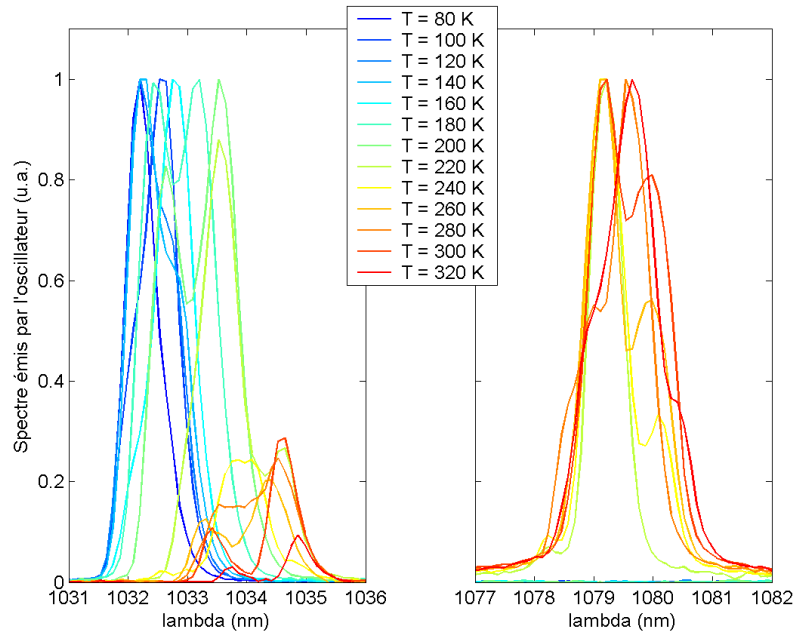


Figure IV-57 : Spectre émis par l'oscillateur à  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  en fonction de la température du porte échantillon.

#### IV.3.4 Résultats expérimentaux pour $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$ à basses températures

Dans ce paragraphe, nous présentons tout d'abord les résultats de mesures de spectre de fluorescence effectuées à différentes températures sur un disque de sesquioxyde de scandium dopé à 10 at.% d'ytterbium.

Sur la Figure IV-58, nous avons tracé le spectre de fluorescence de  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  obtenu en fonction de la température du porte échantillon.

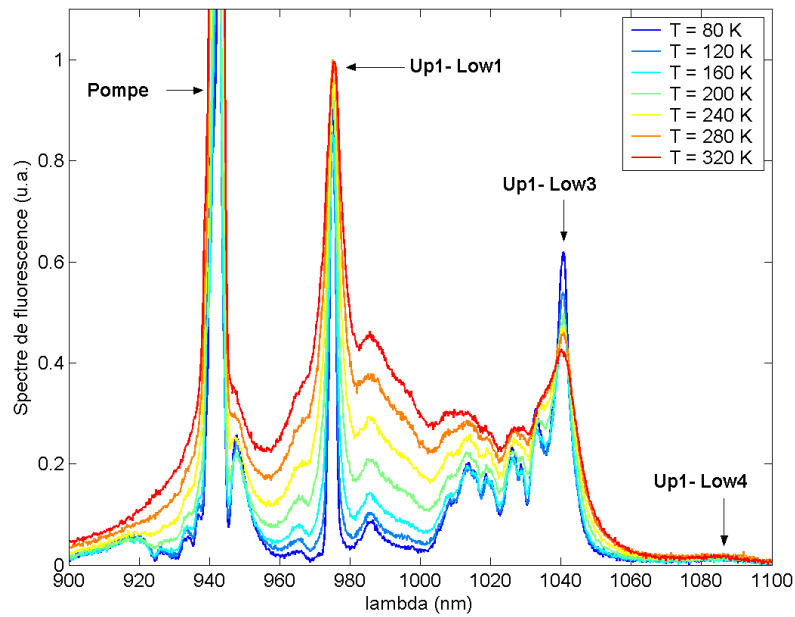


Figure IV-58 : Spectre de fluorescence de  $\text{Yb}:\text{Sc}_2\text{O}_3$  en fonction de la température du porte échantillon.

Le pic situé autour de 940 nm correspond à la longueur d'onde d'émission des diodes laser de pompe utilisées pour exciter le matériau laser.

Comme pour les sesquioxydes d'yttrium et de lutétium, nous allons maintenant analyser l'évolution des raies de fluorescence correspondant aux trois transitions laser Up1-Low1, Up1-Low3 et Up1-Low4.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low1 est située autour de 976 nm et se comporte exactement de la même façon que pour  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  et  $\text{Yb}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ . Lorsque la température diminue, le rétrécissement du pic de fluorescence devrait entraîner une augmentation de sa valeur maximale, mais d'une part l'affinement des raies connexes à la « zero-line » fait chuter leur contribution à la fluorescence autour de 976 nm et d'autre part, la réabsorption à cette longueur d'onde augmente car la densité de population du sous niveau Low1 augmente.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low3 est située autour de 1041 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence se rétrécit ce qui entraîne une augmentation de sa valeur maximale. En outre, comme ce pic de fluorescence est beaucoup plus intense que les pics qui lui sont contigus, la contribution de ces derniers à la fluorescence autour de 1041 nm est quasiment négligeable. Le rétrécissement de ces pics connexes lorsque la température diminue n'a alors que très peu d'influence sur la fluorescence correspondant à la transition Up1-Low3. De plus, la diminution de la densité de population du sous niveau Low3 entraîne une chute de la réabsorption autour de 1032 nm à basse température. Nous pouvons toutefois constater sur la Figure IV-59, sur laquelle nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de  $\text{Yb}:\text{Sc}_2\text{O}_3$  en fonction de la température autour de 1041 nm, que l'augmentation de l'intensité du pic de fluorescence est légèrement moins importante que dans le cas des deux autres sesquioxydes.

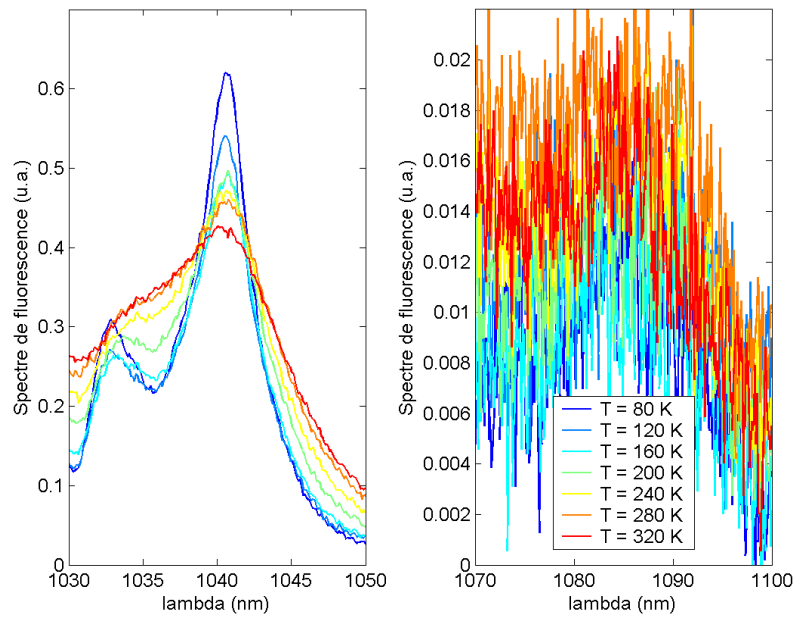


Figure IV-59 : Zoom sur la transition Up1-Low3 du spectre de fluorescence de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température du porte échantillon.

La raie correspondant à la transition laser Up1-Low4 est située autour de 1090 nm. Lorsque la température diminue, le pic de fluorescence correspondant se rétrécit et la densité de population du sous niveau Low4 décroît, ce qui devrait entraîner une augmentation de l'intensité de fluorescence autour de 1079 nm. Cependant, nous pouvons voir sur la Figure IV-59, où nous avons représenté un zoom de l'évolution du spectre de fluorescence de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température autour de 1090 nm, que l'intensité du pic de fluorescence diminue légèrement lorsque la température chute. En effet, comme dans le cas de l'oxyde de lutétium, le pic de fluorescence correspondant à la transition Up1-Low4 est beaucoup moins intense que le pic correspondant à la transition Up1-Low3 qui lui est contigu, la contribution de ce dernier à la fluorescence autour de 1090 nm est très importante à température ambiante. Le rétrécissement de ce pic connexe lorsque la température diminue entraîne alors une réduction de l'intensité du pic de fluorescence autour de 1090 nm à basse température.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec l'oscillateur relaxé à base d'Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température. Nous avons utilisé l'épaisseur de céramique qui conduisait aux meilleurs résultats à température ambiante, à savoir 1,0 mm (voir paragraphe IV.2.4). La température du fluide de refroidissement de l'empilement de diodes laser est fixée à 40°C, ce qui correspond à une longueur d'onde de pompe d'environ 942 nm (voir Figure IV-4). La durée des impulsions de pompe est toujours de 600 μs.

Sur la Figure IV-60, nous avons tracé l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant pour des températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

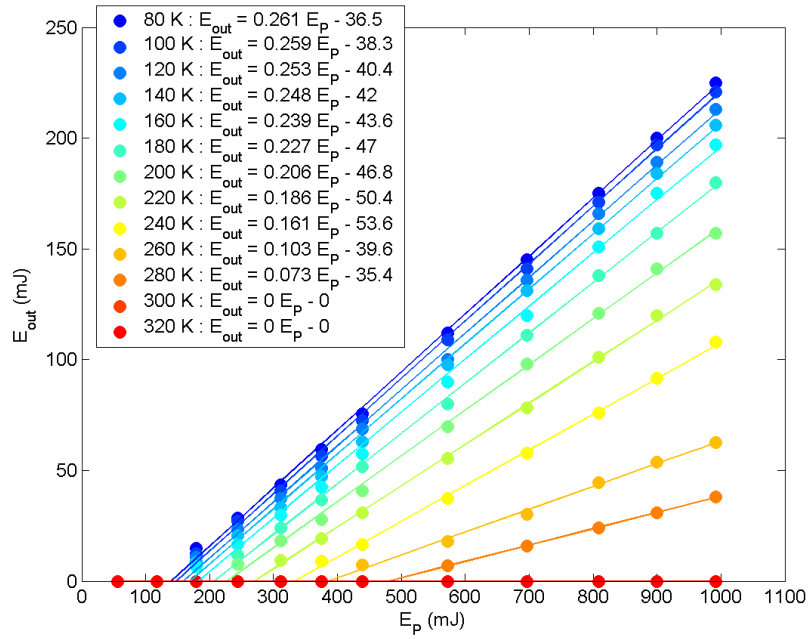


Figure IV-60 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 1,0 mm en fonction de l'énergie de pompe pour différentes températures de porte échantillon comprises entre 80 K et 320 K.

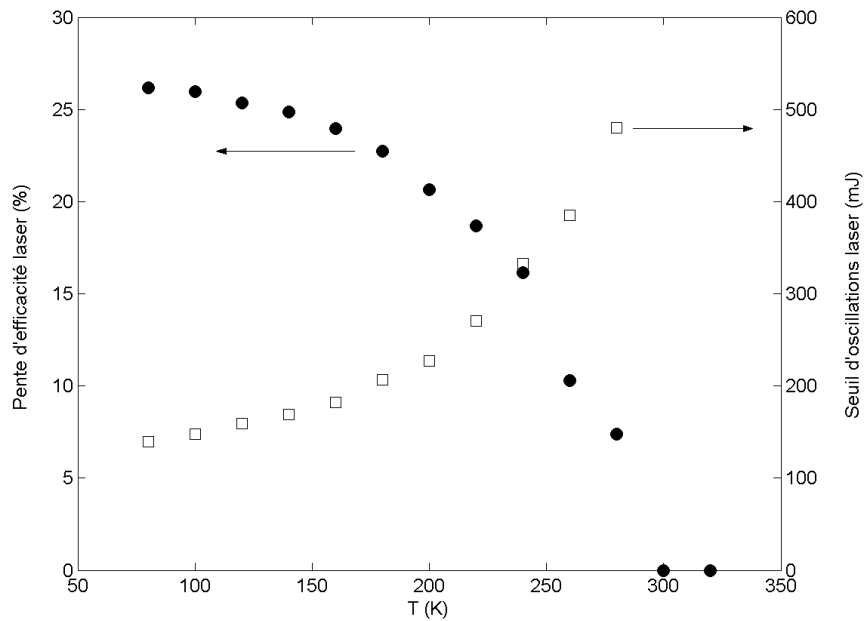


Figure IV-61 : évolution de la pente d'efficacité et du seuil de fonctionnement laser de l'oscillateur à  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  d'épaisseur 1,0 mm en fonction de la température.

Là encore les performances de l'oscillateur sont améliorées de manière très significative lorsque la température du cryostat diminue. D'une part la pente d'efficacité laser est plus importante à basse température, et d'autre part, le seuil de démarrage des oscillations laser dans la cavité est plus faible.

Sur la Figure IV-61, nous avons représenté l'évolution de la pente d'efficacité ainsi que du seuil d'oscillation de l'oscillateur à base d'Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température de la céramique. La pente passe de 7,3 % à 26,1 % lorsque la température chute de 280 K à la température de l'azote liquide. Dans le même temps, le seuil d'oscillation laser en termes d'énergie de pompe chute de 485 mJ à 140 mJ. Contrairement au cas des oscillateurs à base d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et d'Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, nous n'observons pas de rupture de pente.

En effet, nous pouvons voir sur la Figure IV-62, sur laquelle nous avons représenté le spectre émis par l'oscillateur en fonction de la température du porte échantillon, que quelque soit la température la longueur d'onde émise par le laser correspond à la transition Up1-Low3. Il n'y a donc qu'un seul type de fonctionnement contrairement aux deux autres sesquioxydes ce qui explique l'absence de brisure de pente sur la sur la Figure IV-61. Dans le cas de Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, la section efficace d'absorption autour de 1041 nm est suffisamment faible, même à température ambiante, pour que le profil spectral de gain y soit maximum.

Nous pouvons tout de même remarquer que l'émission du laser se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque la température diminue comme nous l'avons déjà expliqué au paragraphe III.4.1 (voir Figure III-40).

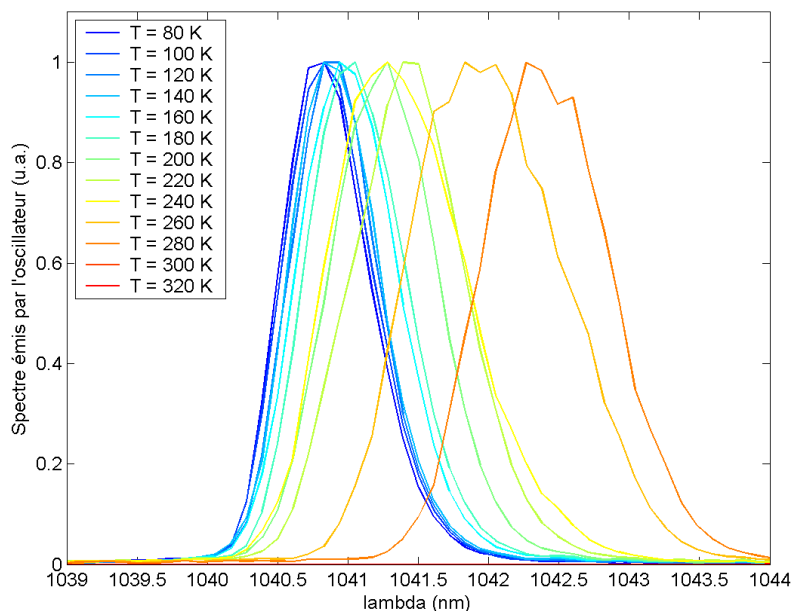


Figure IV-62 : Spectre émis par l'oscillateur à Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en fonction de la température du porte échantillon.

Rappelons que les résultats relativement modestes obtenus avec le sesquioxyde de scandium dopé à l'ytterbium sont dus à la mauvaise qualité du traitement hautement réfléchissant déposé sur la face arrière du disque de céramique.



### IV.3.5 Optimisation de l'oscillateur à Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> à 77 K

Nous avons vu aux paragraphes IV.2.2 et IV.3.2, qui rassemblent les résultats expérimentaux obtenus en cavité avec les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium, que la céramique d'Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2 mm nous permettait d'accéder aux meilleures performances en termes d'énergie et de rendement.

Nous avons donc réalisé l'oscillateur cryogénique décrit au paragraphe IV.3.1 (voir Figure IV-46) et fixé la température du porte échantillon à la valeur la plus basse possible, à savoir 77 K. Comme au paragraphe IV.2, nous avons ensuite étudié l'influence de la température du fluide de refroidissement de l'empilement de diodes laser ainsi que de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité afin d'optimiser l'énergie et le rendement de l'oscillateur.

Nous avons représenté sur la Figure IV-63, l'énergie émise par l'oscillateur laser en fonction de l'énergie contenue dans la tache de pompe ainsi que les approximations linéaires des points expérimentaux  $E_{out}(E_p)$  afin de déterminer le seuil de fonctionnement laser ainsi que la pente d'efficacité correspondant à chacune des conditions expérimentales, c'est-à-dire pour chaque couple  $\{R, T_{H_2O DL}\}$ .

Nous avons rassemblé les valeurs des pentes d'efficacité et des seuils de fonctionnement laser obtenues dans le Tableau IV-13.

		T <sub>H<sub>2</sub>O DL</sub>					
		20°C	30°C	40°C	50°C	60°C	70°C
R 95 %	<i>Pente</i>	33,5 %	35,0 %	41,8 %	39,1 %	39,6 %	37,2 %
	<i>Seuil</i>	53 mJ	49 mJ	33 mJ	32 mJ	43 mJ	49 mJ
R 90 %	<i>Pente</i>	36,5 %	36,5 %	43,3 %	41,8 %	42,5 %	38,9 %
	<i>Seuil</i>	61 mJ	46 mJ	36 mJ	32 mJ	45 mJ	46 mJ
R 85 %	<i>Pente</i>	41,0 %	42,6 %	50,0 %	48,2 %	47,5 %	44,5 %
	<i>Seuil</i>	65 mJ	56 mJ	43 mJ	39 mJ	52 mJ	55 mJ
R 75 %	<i>Pente</i>	44,6 %	47,0 %	<b>55,1 %</b>	53,4 %	51,5 %	48,0 %
	<i>Seuil</i>	80 mJ	71 mJ	65 mJ	55 mJ	71 mJ	71 mJ
R 40 %	<i>Pente</i>	39,6 %	41,5 %	48,8 %	47,2 %	39,2 %	24,8 %
	<i>Seuil</i>	161 mJ	149 mJ	153 mJ	120 mJ	142 mJ	135 mJ

Tableau IV-13 : Pente d'efficacité et seuil de fonctionnement de l'oscillateur à Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'épaisseur 2 mm à 77 K pour différents coupleurs et différentes températures du fluide de refroidissement des diodes laser.

La valeur du seuil de fonctionnement laser diminue lorsque la réflectivité du coupleur augmente car les pertes internes de la cavité sont alors plus faibles et l'énergie de pompe  $E_{P,seuil}$  nécessaire pour atteindre la condition de démarrage des oscillations laser en 600 μs est également plus faible.

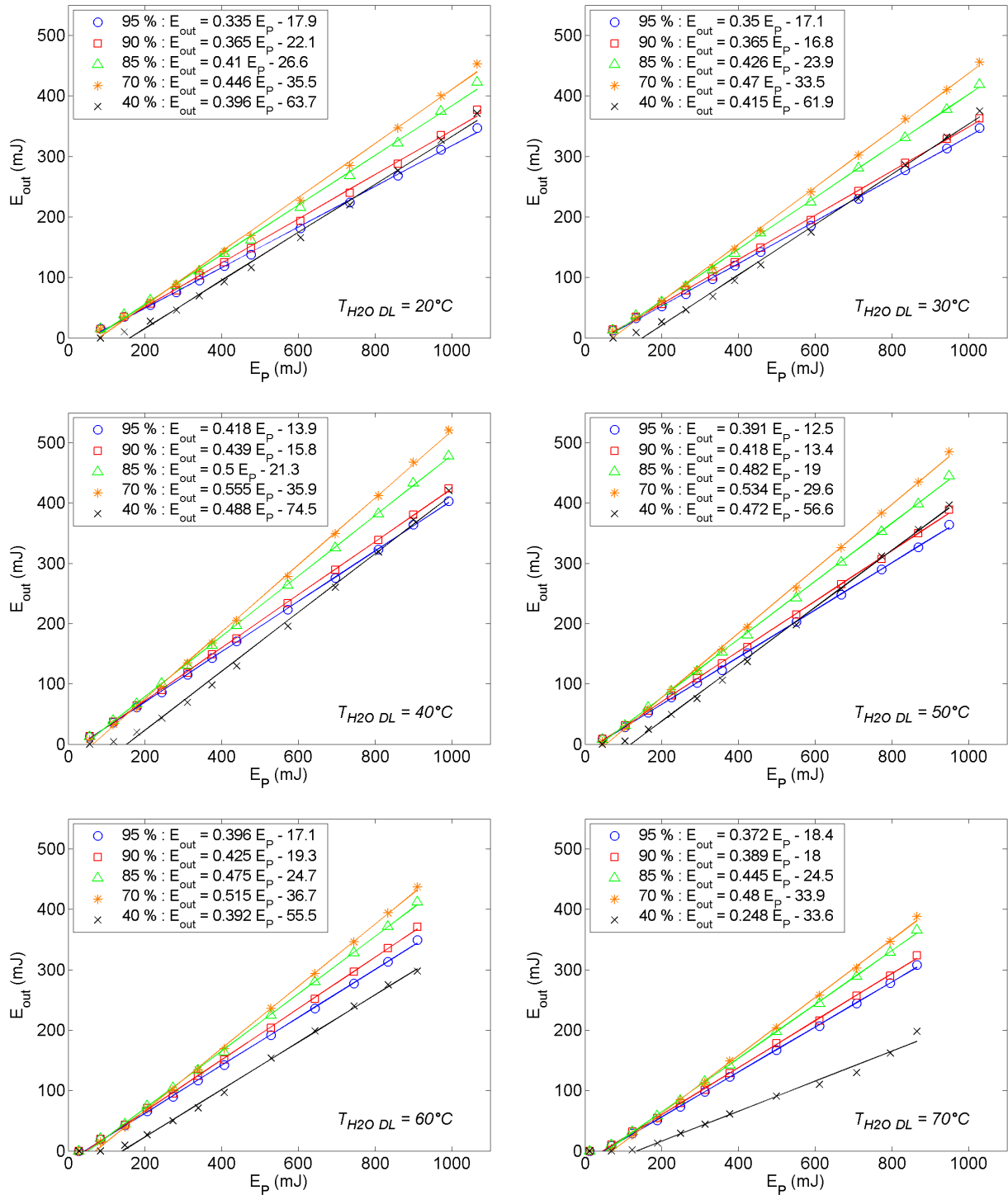


Figure IV-63 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 2 mm en fonction de l'énergie de pompe pour des coupleurs de réflectivité 95 %, 95 %, 90 %, 85 %, 75 % et 40 % et des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C, 50°C, 60°C et 70°C. La température de porte échantillon est de 77 K.

Les valeurs des pentes d'efficacité laser du Tableau IV-13 nous permettent de déterminer la température du fluide de refroidissement des diodes laser et donc la longueur d'onde de pompe la mieux adaptée au pompage de la céramique d' $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 2 mm à la température de l'azote liquide. Nous pouvons voir qu'une température de diodes laser de 40°C conduit aux pentes d'efficacité laser les plus importantes. De même, nous

pouvons déterminer le coupleur permettant d'atteindre la pente d'efficacité la plus importante qui est de 75 % quelque soit la valeur de  $T_{H2O DL}$ . Pour  $T_{H2O DL} = 40^{\circ}C$  ( $\lambda_p = 941,8 \text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ ) et  $R = 75 \%$ , nous obtenons une pente d'efficacité de 55,1 %.

Sur la Figure IV-64 nous avons tracé l'énergie en sortie d'oscillateur pour une énergie de pompe de 800 mJ en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité.

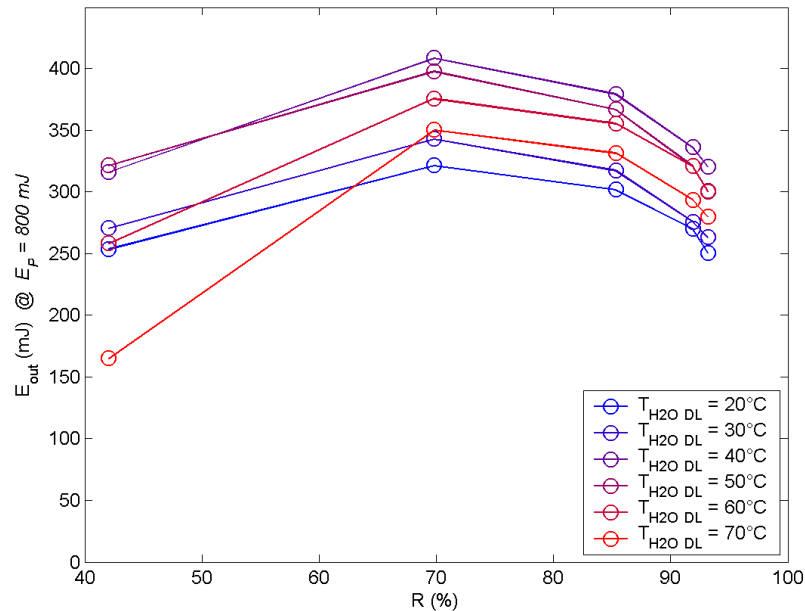


Figure IV-64 : Énergie en sortie d'oscillateur à  $Yb:Y_2O_3$  d'épaisseur 2,0 mm pour une énergie de pompe de 800 mJ en fonction de la réflectivité du coupleur de sortie de la cavité, pour des températures de fluide de refroidissement des diodes laser de 20°C, 30°C, 40°C, 50°C, 60°C et 70°C. La température de porte échantillon est de 77 K.

Sur cette figure, nous pouvons voir que le couple  $T_{H2O DL} = 40^{\circ}C$  ( $\lambda_p = 941,8 \text{ nm}$  @  $I_{DL} = 90 \text{ A}$ ) et  $R = 75 \%$ , nous permet également d'obtenir les rendements les plus élevés. Pour une énergie de pompe de 800 mJ, nous avons obtenu une énergie en sortie d'oscillateur de 409 mJ, soit un rendement optique – optique de plus de 51 %. Finalement, pour une intensité de courant de 100 A, nous avons obtenu une énergie maximale en sortie de l'oscillateur de 521 mJ pour une énergie de pompe de 992 mJ, soit un rendement optique – optique de 52,5 %.

Nous avons démontré expérimentalement que les performances de l'oscillateur sont améliorées de manière très significative lorsque la température du milieu amplificateur diminue. Ainsi, pour les trois sesquioxydes de terres rares étudiés, d'une part la pente d'efficacité laser est plus importante à basse température, et d'autre part, le seuil de démarrage des oscillations laser dans la cavité est beaucoup plus faible. Les rendements obtenus sont alors d'autant plus importants que la température est basse et passent, pour  $Yb:Y_2O_3$  et  $Yb:Lu_2O_3$ , d'environ 20 % à plus de 40 % lorsque la température chute de la température ambiante à la température de l'azote liquide. Les résultats obtenus avec  $Yb:Sc_2O_3$  sont relativement modeste (seulement 25 % de rendement à 80 K) en raison de la mauvaise qualité du traitement hautement réfléchif déposé sur la face arrière du disque de céramique.

Le matériau donnant les meilleurs résultats se révèle être le sesquioxyde d'yttrium qui, après optimisation de différents paramètres de l'oscillateur, nous a permis d'obtenir des rendements optique – optique supérieurs à 50 %.

Finalement, nous avons confirmé de manière expérimentale que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium refroidis à des températures cryogéniques constituent d'excellents candidats pour la réalisation de lasers fortement énergétiques et de haute puissance moyenne.

Ces résultats expérimentaux ont été présentés lors du congrès *IEEE Lasers and Electro Optics Society 2006* [Réf. 83].



---

# **Conclusion Générale et Perspectives**

---



Ces travaux de thèse ont porté sur l'étude de systèmes laser dopés à l'ion ytterbium pour la génération d'impulsion de forte énergie et de haute puissance moyenne, dans la perspective d'un « driver » laser permettant d'envisager la production d'énergie par fusion par confinement inertiel.

## ***Rappel des principaux résultats***

Dans le premier chapitre de ce mémoire de thèse, nous avons montré que l'ion ytterbium présente de nombreux avantages pour la réalisation de lasers de haute puissance moyenne. En effet, sa structure électronique très simple, seulement composée de deux niveaux énergétiques, permet de s'affranchir des phénomènes d'absorption à partir de l'état excité ainsi que des processus de transfert d'énergie par relaxation croisée. De ce fait, l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  permet d'obtenir d'excellents rendements de pompage. De plus, la durée de vie de l'état excité est longue, de l'ordre de la milliseconde, et ne se réduit pas drastiquement même pour des taux de dopage très élevés. Ainsi, les matériaux laser dopé ytterbium sont capables de stocker de grandes quantités d'énergie. Enfin, le défaut quantique est faible et les pertes d'énergie de pompe sous forme de chaleur au sein du milieu laser sont fortement réduites. Nous disposons donc d'un matériau laser capable de stocker de grandes quantités d'énergie tout en limitant la charge thermique ce qui est parfaitement adapté à la génération d'impulsions énergétiques à des cadences élevées.

Nous avons également déterminé les propriétés que doit posséder une matrice hôte afin de faciliter l'extraction de l'énergie thermique accumulée durant la phase de pompage et ainsi de réduire les effets thermiques néfastes à une bonne qualité de faisceau. Nous avons alors proposé deux facteurs de mérite  $R_p$  et  $R_f$  traduisant respectivement la résistance aux chocs thermiques, et la sensibilité à l'effet de lentille thermique des matrices hôtes de l'ion ytterbium. Grâce à ces deux paramètres, nous avons établi une figure de mérite qui constitue une aide précieuse pour le choix d'une matrice laser pour des applications de haute puissance moyenne. D'après cette figure de mérite, les grenats et surtout les sesquioxides de terres rares apparaissent comme les matrices les plus prometteuses. De plus, ces matrices sont d'ores et déjà disponibles en grandes dimensions sous forme de céramiques transparentes. Nous avons également exposé un modèle qualitatif permettant de décrire l'influence de la température sur la conductivité thermique et nous avons montré que les basses températures permettent d'augmenter de façon spectaculaire la conductivité des cristaux et des céramiques. De même, nous avons montré que les basses températures permettent d'améliorer les autres propriétés thermomécaniques des matrices laser et d'exalter les facteurs de mérites  $R_p$  et  $R_f$ .

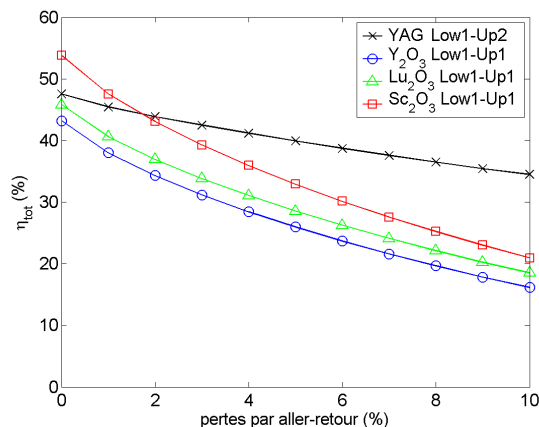
Dans le premier chapitre, nous avons également étudié quelques points de l'architecture d'un laser de forte énergie et de haute puissance moyenne. Nous sommes alors arrivés à la conclusion que des amplificateurs à disques minces pompés longitudinalement par des diodes laser et refroidis par la face arrière constituent une excellente solution pour permettre une bonne gestion des effets thermiques.

Ayant déterminé les matériaux amplificateurs ainsi que les concepts d'architecture adaptés à la haute puissance moyenne, il s'agit alors de disposer d'un outil permettant d'évaluer ces matrices laser du point de vue de leurs performances laser une fois mises en œuvre sous forme d'amplificateurs laser. Dans cet objectif, nous avons développé un modèle numérique d'amplificateur multi passages à base d'ytterbium pompé par diodes laser. Ce



modèle nous a permis d'optimiser plusieurs paramètres de l'amplificateur (longueur du matériau laser, durée de l'impulsion de pompe, nombre de passages) afin de maximiser son rendement de stockage et d'extraction de l'énergie de pompe. Nous disposons alors d'un moyen d'évaluer et de comparer différentes matrices laser dopées ytterbium de manière objective.

Nous avons alors comparé les performances calculées pour le YAG et les sesquioxydes de terres rares  $Y_2O_3$ ,  $Lu_2O_3$  et  $Sc_2O_3$  dopés à l'ytterbium. En ce qui concerne la phase de pompage,  $Y_2O_3$  et  $Lu_2O_3$  permettent d'atteindre des rendements de stockage d'énergie légèrement moins importants que le YAG, alors que  $Sc_2O_3$  s'avère être le meilleur des quatre matériaux étudiés. En ce qui concerne la phase d'amplification, les sesquioxydes, qui présentent des sections efficaces d'émission plus faibles, donnent des rendements d'extraction d'énergie globalement plus faibles que le YAG. Plus précisément, les sesquioxydes de terres rares sont nettement plus sensibles aux pertes de l'amplificateur que le YAG et leurs rendements d'extraction d'énergie chutent de manière bien plus significative lorsque celles-ci augmentent. En résumé, nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ion ytterbium sont de très bons matériaux pour la réalisation d'amplificateurs laser de forte énergie. En effet, ils permettent d'atteindre des rendements d'amplification élevés, comparables à ceux du YAG dopé ytterbium et même supérieurs à ces derniers en ce qui concerne  $Yb:Sc_2O_3$  lorsque l'amplificateur présente un niveau de pertes relativement faible comme nous pouvons le voir sur la figure suivante.



*Rendements d'amplification pour le YAG et les sesquioxydes de terres rares dopés à 10 at.% d'ytterbium en fonction des pertes de l'amplificateur. L'intensité de pompe est de  $20 \text{ kW.cm}^{-2}$ .*

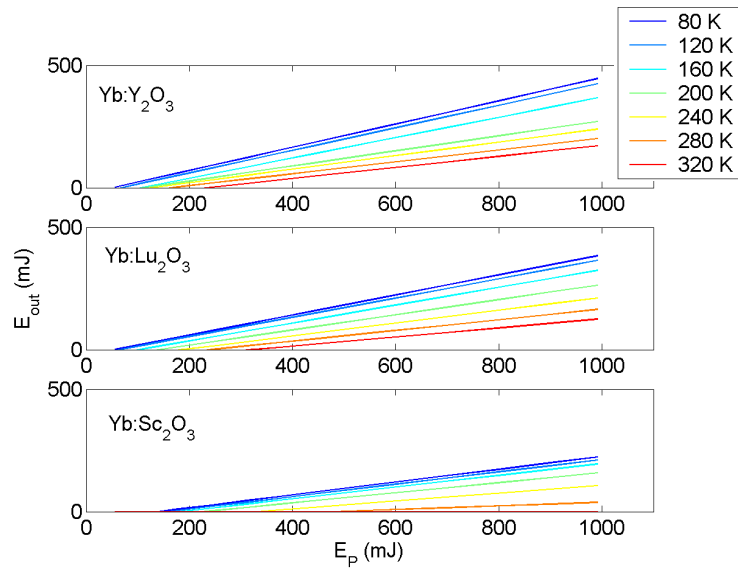
Dans le troisième chapitre de ce manuscrit, nous avons étudié différentes conséquences de la réabsorption dans les systèmes quasi-trois-niveaux, et notamment le comportement spectral particulier des matériaux dopés ytterbium. Nous avons montré que ces matériaux possèdent un profil spectral de gain dont la forme et l'amplitude dépendent de la valeur du taux d'excitation. De ce fait, dans un oscillateur laser continu ou relaxé, la position du maximum du profil spectral du gain et par là même la longueur d'onde émise dépend des pertes de la cavité. En particulier, nous avons démontré expérimentalement que plus la réflectivité du coupleur de sortie de cavité est élevée, plus le spectre d'émission de l'oscillateur se décale vers les grandes longueurs d'onde où la réabsorption est moins importante. Nous avons ensuite établi un modèle d'oscillateur quasi-trois-niveaux résolu en temps et en spectre qui nous a permis d'étudier plus finement le comportement spectral de ce type d'oscillateur. Nous avons ainsi retrouvé que les pertes internes de la cavité influent directement sur le spectre

d'émission de l'oscillateur. Lorsque ces pertes sont faibles, le taux d'excitation au sein du milieu laser est maintenu à un niveau bas, la réabsorption est importante et le laser émet à des longueurs d'onde où la section efficace d'absorption est faible. A contrario, lorsque les pertes sont importantes, l'effet de la réabsorption devient négligeable et l'émission laser se produit à des longueurs d'onde où la section efficace d'émission est élevée. Il existe un niveau de pertes intermédiaire pour lequel une compétition peut avoir lieu entre deux transitions laser de l'ion ytterbium : Up1-Low3 et Up1-Low4. Plus précisément, nous avons montré que les oscillations laser débutent pour la transition Up1-Low3 puis se décalent vers la transition Up1-Low4. Ce comportement a été confirmé expérimentalement par la réalisation d'un oscillateur relaxé à base d'Yb:YAG dont le niveau de pertes internes peut être ajusté. Nous avons non seulement montré l'existence de ces trois modes de fonctionnement spectral de l'oscillateur, mais aussi que, dans le cas d'un niveau de pertes intermédiaire, l'émission du laser débute pour la transition Up1-Low3 puis se décale vers la transition Up1-Low4.

Nous avons également étudié l'influence de la température sur le comportement, notamment spectral, d'un oscillateur quasi-trois-niveaux et montré qu'une augmentation de la température entraîne un décalage du spectre émis par l'oscillateur vers les grandes longueurs d'onde, un allongement du temps de création des oscillations laser ainsi qu'une chute de l'énergie émise par l'oscillateur. Nous avons ensuite présenté une validation expérimentale de ces comportements en mettant en œuvre un oscillateur dont le milieu amplificateur est constitué d'un cristal de Yb:YAG et dont la température peut être réglée. Nous avons ainsi démontré que, à la fois en régime relaxé et en régime déclenché, une augmentation de la température du cristal provoque d'une part une chute du rendement optique – optique du laser, et d'autre part un décalage de son spectre d'émission vers les longueurs d'onde élevées. Nous avons en particulier remarqué que l'utilisation de matériaux dopés à l'ytterbium à des températures cryogéniques constitue une solution séduisante pour bénéficier des avantages de cet ion actif (faible défaut quantique, stockage d'énergie importante) tout en s'affranchissant des effets néfastes de la réabsorption.

Finalement, nous avons présenté une évaluation et une comparaison expérimentale des nouveaux matériaux laser que constituent les céramiques transparentes de sesquioxydes de terres rares dopées à l'ion ytterbium. Lors d'une première série d'expérience à température ambiante, nous avons montré que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium permettent d'obtenir des rendements optique – optique comparables en cavité relaxée. En effet, nous avons respectivement obtenu des rendements maximums de 25,2 %, 22,0 % et 20,6 % pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Toutefois, les résultats obtenus avec les céramiques de sesquioxyde de scandium se sont révélés difficilement exploitables à cause d'un défaut du traitement optique.

Lors d'une seconde série d'expérience en cryostat, nous avons démontré expérimentalement que les performances de l'oscillateur sont améliorées de manière très significative lorsque la température du milieu amplificateur diminue. Ainsi, pour les trois sesquioxydes de terres rares étudiés, d'une part la pente d'efficacité laser est plus importante à basse température, et d'autre part, le seuil de démarrage des oscillations laser dans la cavité est beaucoup plus faible. Les rendements obtenus sont alors d'autant plus importants que la température est basse et passent pour Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> d'environ 20 % à plus de 40 % lorsque la température chute de la température ambiante à la température de l'azote liquide. Les résultats obtenus avec Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sont relativement modeste (seulement 25 % de rendement à 80 K) en raison de la mauvaise qualité du traitement hautement réfléchissant déposé sur la face arrière du disque de céramique. Ces résultats sont rassemblés sur la figure ci-dessous.



*Énergie en sortie des oscillateurs à  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  et  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  en fonction de l'énergie de pompe pour différentes températures comprises entre 80 K et 320 K.*

Le matériau donnant les meilleurs résultats se révèle être le sesquioxyde d'yttrium qui, après optimisation de différents paramètres de l'oscillateur, nous a permis d'obtenir des rendements optique – optique supérieurs à 50 %.

Finalement, nous avons confirmé de manière expérimentale que les sesquioxydes de terres rares dopés à l'ytterbium refroidis à des températures cryogéniques constituent d'excellents candidats pour la réalisation de lasers fortement énergétiques et de haute puissance moyenne.

## **Perspectives**

Nous allons maintenant proposer quelques directions de recherche qu'il serait intéressant d'explorer dans le but de compléter les travaux qui ont été réalisés durant ces trois années de thèse.

Tout d'abord, une amélioration du traitement hautement réfléchissant des céramiques de sesquioxyde de scandium nous permettrait de procéder à une évaluation pertinente de ce matériau et de disposer d'éléments permettant de conclure sur ses potentialités.

Il serait également très instructif de disposer de mesures des spectres d'émission et d'absorption de  $\text{Yb:Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$  et  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  à différentes températures. La mesure des spectres d'absorption à basse température peut s'effectuer sur les échantillons non traités placés dans une enceinte cryogénique, elle-même insérée dans un spectrophotomètre à double faisceau. Compte tenu du caractère quasi-trois-niveaux de l'ion ytterbium, la mesure des spectres d'émission doit s'effectuer sur des matériaux pulvérulents afin de limiter au maximum la réabsorption. Ces poudres, placées entre deux lames de verre dans le cryostat et pompées par une diode laser dans la bande de transfert de charge permettraient de connaître l'évolution du spectre d'émission des sesquioxydes de terres rares en fonction de la température. Ces spectres constitueraient alors de bons paramètres d'entrée pour les modèles d'amplificateurs que nous avons présentés dans ce manuscrit.

Ces deux séries d'expérience (nouvelle évaluation de  $\text{Yb:Sc}_2\text{O}_3$  et mesure des spectres d'émission et d'absorption des sesquioxydes de terres rares à basses températures) doivent être réalisées par le Département Lasers de Puissance du CEA – CESTA dans les mois à venir.

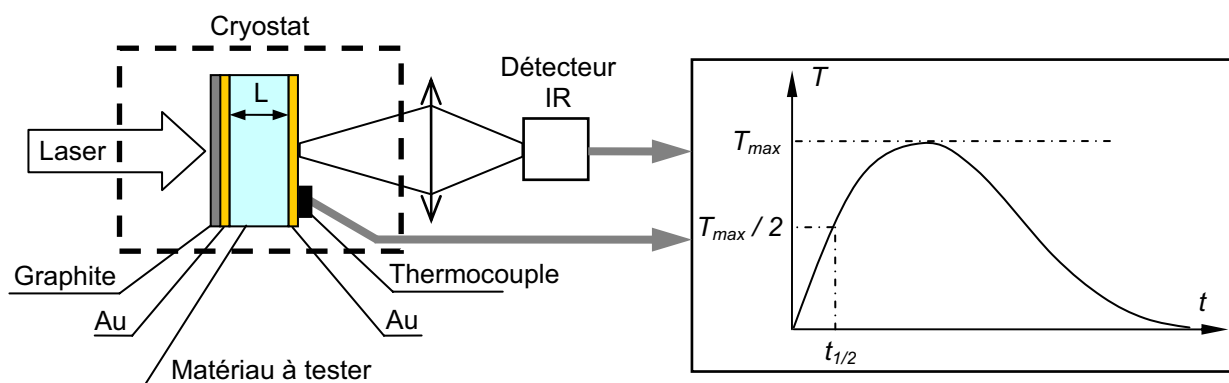
Par ailleurs, l'évaluation expérimentale des sesquioxydes de terres rares à laquelle nous avons procédé s'est limitée à l'étude d'un oscillateur en mode relaxé. Afin de valider notre modèle d'amplificateur quasi-trois-niveaux, nous pouvons d'ores et déjà envisager la mise en œuvre d'un amplificateur multi passages.

Dans un premier temps, une manipulation de type pompe – sonde serait une bonne solution pour valider notre modélisation du pompage d'un amplificateur quasi-trois-niveaux. L'utilisation d'une source laser accordable nous permettrait de mesurer le profil spectral du gain d'un amplificateur en régime de petit signal en fonction de divers paramètres comme l'intensité, la durée ou le spectre des impulsions de pompe, ou encore l'épaisseur du matériau amplificateur. Cette sonde accordable pourrait être un oscillateur à  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  déclenché ou simplement commuté par le gain, pompé par un laser commercial de type  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  pompé par lampes flash et doublé en fréquence ; la sélection spectrale se faisant par l'intermédiaire d'un élément disperser (prisme équilatéral, réseau, prisme de Pellin – Broca ... etc.) ou d'un filtre spectral (filtre interférentiel, filtre de Lyot ... etc.) intra cavité.

Pour l'étude expérimentale de l'extraction d'énergie du milieu laser, un amplificateur régénératif injecté par le faisceau issu du laser  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  permettrait de maîtriser et d'optimiser le nombre de passages effectués par l'onde laser à amplifier dans le matériau amplificateur. Nous pourrions ainsi disposer d'une évaluation plus complète des sesquioxydes de terres rares dopés ytterbium qui nous permettrait de réaliser de bonnes extrapolations afin de proposer un premier dimensionnement d'architecture pour un driver laser pour la FCI [Réf. 84]-[Réf. 86].

Les données thermomécaniques des sesquioxydes de terres rares demeurent très peu répandus dans la littérature et nous pouvons noter une dispersion relativement importante entre les quelques valeurs disponibles. Une conductivité thermique élevée s'avérant être la propriété la plus importante afin de permettre une bonne évacuation de l'énergie thermique dissipée dans les amplificateurs, il apparaît essentiel de disposer d'une méthode pour effectuer cette mesure à différentes températures.

La méthode flash permet de mesurer à la fois la diffusivité thermique et la capacité calorifique d'un solide. Le principe de cette mesure est détaillé sur la figure ci-dessous.



*Principe de la méthode flash pour la mesure de la conductivité thermique*

Une fine couche d'or est déposée sur les deux faces de l'échantillon à mesurer et une couche de graphite vient recouvrir l'une de ces deux faces. Le faisceau laser vient éclairer la couche de graphite qui absorbe l'énergie lumineuse et la convertit en énergie thermique. La couche d'or réfléchit le rayonnement d'origine thermique émis par le graphite et seuls les processus de conduction permettent à l'énergie thermique de se propager vers l'autre face de l'échantillon. La mesure de l'évolution temporelle de la température de la face arrière de l'échantillon, par l'intermédiaire soit d'un thermocouple soit d'un détecteur optique infrarouge, donne alors accès aux valeurs de la diffusivité thermique  $a$  et de la capacité calorifique  $C_p$  [Réf. 87].

$$a = \frac{1,38}{\pi^2} \frac{L^2}{t_{1/2}} \quad \text{et} \quad C_p \propto T_{\max}^3$$

Alors que la mesure de la diffusivité thermique est directe, la mesure de la capacité calorifique nécessite un étalonnage du banc de mesure grâce à un échantillon dont les propriétés thermiques sont connues. La conductivité thermique  $\kappa$  se déduit alors simplement grâce à l'équation suivante :

$$\kappa = \rho a C_p$$

où  $\rho$  désigne la masse volumique de l'échantillon.

---

---

# **Annexe : Calcul des sections efficaces**

---

---



Pour comparer différents matériaux lasers d'un point de vue spectroscopique, il est important de déterminer les sections efficaces d'absorption et d'émission qui traduisent respectivement la probabilité d'absorption et d'émission d'un photon.

### Transitions entre deux niveaux non dégénérés

Considérons N systèmes composés de deux niveaux d'énergie non dégénérés. Entre ces deux niveaux, différents types de transitions optiques peuvent intervenir. Elles sont schématisées par la Figure 1.

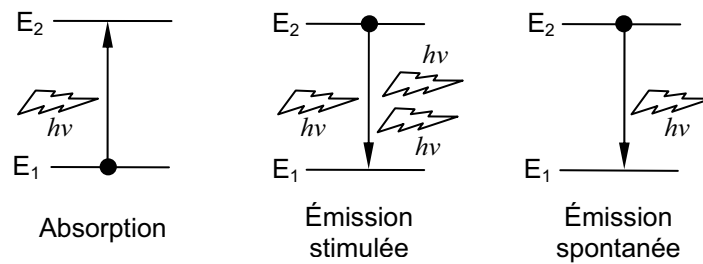


Figure 1 : transitions optiques dans un milieu laser.

L'absorption se produit lorsque le système, initialement dans son état fondamental d'énergie  $E_1$ , interagit avec un photon de fréquence  $\nu = (E_2 - E_1) / h$  pour être excité dans le niveau d'énergie  $E_2$ . La population des systèmes dans le niveau 2 évolue selon la relation :

$$\left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{abs} = B_{12} \rho(\nu) n_1(t) \quad (\text{Équation 1})$$

où  $B_{12}$  est le coefficient d'Einstein pour l'absorption qui s'exprime en  $cm^3 \cdot s^{-2} \cdot J^{-1}$ , et  $\rho(\nu)$  est la densité spectrale d'énergie de l'onde incidente. Le produit  $B_{12} \rho(\nu)$  peut être interprété comme la probabilité par unité de fréquence qu'une transition du niveau 1 vers le niveau 2 soit induite par l'onde incidente.

La transition réciproque à l'absorption est appelée émission stimulée. Un système dans l'état excité peut retomber dans son état fondamental par interaction avec un photon de fréquence adaptée. C'est ce phénomène qui est l'origine de l'effet laser. Si l'on reprend le formalisme précédent, l'évolution de la population liée à cette transition est décrite par :

$$\left( \frac{dn_2}{dt} \right)_{st} = -B_{21} \rho(\nu) n_2(t) \quad (\text{Équation 2})$$

où  $B_{21}$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée qui s'exprime en  $cm^3 \cdot s^{-2} \cdot J^{-1}$ . Le produit  $B_{21} \rho(\nu)$  peut être interprété comme la probabilité par unité de fréquence qu'une transition du niveau 2 vers le niveau 1 soit induite par l'onde incidente. Une relation très simple relie ces deux coefficients :

$$B_{12} = B_{21} \quad (\text{Équation 3})$$

Le dernier processus possible est la désexcitation spontanée d'un système de son état excité vers son état fondamental par émission d'un photon. Cette émission spontanée dépeuple le niveau 2 selon la relation :



$$\left(\frac{dn_2}{dt}\right)_{sp} = -A_{21}n_2(t) = -\frac{1}{\tau_{21}}n_2(t) \quad (\text{Équation 4})$$

où  $A_{21}$  est le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée, qui s'exprime en  $s^{-1}$ , peut être interprété comme une probabilité de transition par unité de temps.  $\tau_{21}$  est appelé temps de vie radiatif du niveau excité.  $A_{21}$  est relié aux deux autres coefficients d'Einstein par la relation :

$$A_{21} = B_{12} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} n^3 \quad (\text{Équation 5})$$

où  $c$  désigne la vitesse de la lumière dans le vide et  $n$  est l'indice son indice optique.

Si l'on considère les  $N = n_1 + n_2$  systèmes, l'évolution de la population  $n_2$  des systèmes dans l'état excité s'écrit, si l'on tient compte des trois processus décrits :

$$\frac{dn_2}{dt} = B_{12}\rho(\nu)n_1(t) - B_{21}\rho(\nu)n_2(t) - A_{21}n_2(t) \quad (\text{Équation 6})$$

### Transitions entre deux niveaux dégénérés

Considérons maintenant un ensemble de  $n = n_i + n_j$  systèmes comportant deux niveaux  $i$  et  $j$  de dégénérescences respectives  $g_i$  et  $g_j$ . L'évolution de la population des systèmes dans l'état excité s'écrit alors :

$$\frac{dn_j}{dt} = -\sum_{k=1}^{g_i} \sum_{l=1}^{g_j} [B_{kl}(n_l - n_k)\rho(\nu) + A_{lk}n_l] \quad (\text{Équation 7})$$

sachant que  $n_k = n_i / g_i$  et que  $n_l = n_j / g_j$ , l'Équation 7 devient :

$$\frac{dn_j}{dt} = -\left[ B_{ij} \left( \frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right) \rho(\nu) + A_{ji} n_j \right] \quad (\text{Équation 8})$$

avec :

$$B_{ij} = -\sum_{k=1}^{g_i} \sum_{l=1}^{g_j} B_{kl} \quad (\text{Équation 9})$$

et

$$A_{ij} = \frac{1}{g_j} \sum_{k=1}^{g_i} \sum_{l=1}^{g_j} A_{lk} \quad (\text{Équation 10})$$

Soit  $g(\nu, \nu_{ij})$  le profil spectral de la raie d'absorption et  $g(\nu, \nu_{ji})$  le profil spectral de la raie d'émission tous deux centrés sur la fréquence  $\nu_{ij} = \nu_{ji} = (E_j - E_i) / h$  associée aux transitions entre les niveaux  $i$  et  $j$ . Il est alors possible de définir la section efficace d'absorption selon :

$$\sigma_{ij} = \frac{h\nu}{c} n \frac{B_{ij}}{g_i} g(\nu, \nu_{ij}) \quad (\text{Équation 11})$$

De la même manière, la section efficace d'émission stimulée est donnée par la relation :

$$\sigma_{ji} = \frac{h\nu}{c} n \frac{B_{ji}}{g_j} g(\nu, \nu_{ij}) \quad (\text{Équation 12})$$

Comme  $B_{ij} = B_{ji}$ , ces deux sections efficaces sont reliées par :

$$g_j \sigma_{ji}(\nu) = g_i \sigma_{ij}(\nu) \quad (\text{Équation 13})$$

La combinaison des Équations 5, 8 et 13 donne :

$$\sigma_{ji} = \frac{c^2}{8\pi^2 n^2 \nu^2} A_{ji} g(\nu, \nu_{ij}) \quad (\text{Équation 14})$$

Par ailleurs, l'intensité de fluorescence observée sous excitation faible est donnée par :

$$I_{ji}(\nu) = G A_{ji} h\nu n_j g(\nu, \nu_{ij}) \quad (\text{Équation 15})$$

où  $G$  est un facteur de calibration représentant la fraction de fluorescence collectée par le système de détection.

La combinaison des Équations 14 et 15 conduit à :

$$I_{ji}(\nu) = G \frac{8\pi n^2}{c^2} h\nu^3 \sigma_{ji}(\nu) n_j \quad (\text{Équation 16})$$

### Transitions optiques de l'ytterbium

La structure électronique de l'ytterbium est composée de deux niveaux doublement dégénérés. Considérons un milieu contenant  $N_{tot} = N_{low} + N_{up}$  ions  $\text{Yb}^{3+}$  placés dans un flux  $\phi$  de photons à la fréquence  $\nu$ . L'évolution de la population  $N_{up}$  de ces ions dans l'état excité s'écrit, en généralisant l'Équation 8 :

$$\frac{dN_{up}}{dt} = - \sum_{i=1}^{g_{low}} \sum_{j=1}^{g_{up}} \left[ B_{ij} \left( \frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right) \rho(\nu) + A_{ji} n_j \right] \quad (\text{Équation 17})$$

où  $g_{low} = 4$  et  $g_{up} = 3$ . Nous supposons de plus que les multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  sont à l'équilibre thermique. Les populations des niveaux  $i$  et  $j$  sont donc décrites par une distribution de Boltzmann :

$$\begin{cases} f_i = \frac{n_i}{N_{low}} = g_i \frac{\exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}{Z_{low}} \\ f_j = \frac{n_j}{N_{up}} = g_j \frac{\exp\left(-\frac{E_j - E_{ZL}}{kT}\right)}{Z_{up}} \end{cases} \quad (\text{Équation 18})$$

où  $E_{ZL}$  désigne l'énergie du premier sous niveau Stark du multiplet  ${}^2F_{5/2}$ , et  $Z_{low}$  et  $Z_{up}$  sont respectivement les fonctions de partition des multiplets  ${}^2F_{7/2}$  et  ${}^2F_{5/2}$  :

$$\begin{cases} Z_{low} = \sum_i g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \\ Z_{up} = \sum_j g_j \exp\left(-\frac{E_j - E_{ZL}}{kT}\right) \end{cases} \quad (\text{Équation 19})$$

Comme nous l'avons fait précédemment pour les transitions entre deux états non dégénérés, nous pouvons définir des sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée  $\sigma_{abs}$  et  $\sigma_{em}$  :

$$\sigma_{abs}(\nu) = \sum_{i=1}^{g_{low}} \sum_{j=1}^{g_{up}} f_i \sigma_{ij}(\nu) \quad (\text{Équation 20})$$

$$\sigma_{em}(\nu) = \sum_{i=1}^{g_{low}} \sum_{j=1}^{g_{up}} f_j \sigma_{ji}(\nu) \quad (\text{Équation 21})$$

Pour ce qui concerne l'émission spontanée, la probabilité de transition totale vaut :

$$A_{up-low} = \sum_{i=1}^{g_{low}} \sum_{j=1}^{g_{up}} f_j A_{ji} \quad (\text{Équation 22})$$

---

---

# **Communications scientifiques**

---

---



## CONFERENCES

*O. Casagrande, G. Bourdet, Le choix des matériaux pour un laser à solide intense pompé par diodes, Présentation orale au Séminaire Lasers Intenses, Saclay (France), Novembre 2004.*

*O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, Evaluation of pulsed diode end-pumped Ytterbium doped sesquioxide: comparison of  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  and  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  », Poster présenté au congrès Advanced Solid State Photonics, Vienne (Autriche), Février 2005.*

*B. Le Garrec, O. Casagrande, Dimensionnement et principe d'un laser pour l'IFE, Poster présenté au 1er forum de l'Institut Lasers et Plasmas, Autrans (France), Mars 2005.*

*O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, Evaluation des performances des sesquioxides dopés ytterbium en pompage diodes : comparaison de  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  et  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ , Présentation orale au congrès OPTRO, Paris (France), Mai 2005.*

*B. Le Garrec, O. Casagrande, Solid state laser design for inertial confinement fusion : trends toward power production, Poster présenté au congrès Inertial Fusion Science and Applications, Biarritz (France), Septembre 2005.*

*A. Mussot, O. Casagrande, A. Jolly, Thermal wavelength shifts with Q-Switched diode-pumped Yb:KGW, Présentation orale au congrès IEEE Lasers and Electro Optics Society, Sydney (Australie), Octobre 2005.*

*G.L. Bourdet, H. Yu, O. Casagrande, Z. Zhao, J.C. Chanteloup, A. Fülöp, Comparison of laser and electro-optic crystals for high average power diode pumped solid state laser, Conférence invitée au congrès 3<sup>rd</sup> Asian Conference on Crystal Growth and Crystal Technology, Beijing (Chine), Octobre 2005.*

*N. Deguil-Robin, A. Mussot, O. Casagrande, A. Jolly, Compact diode pumped Yb:YAG slab lasers at room and cryogenic temperatures, Poster présenté au congrès Northern Optics, Bergen (Norvège), Juin 2006.*

*B. Le Garrec, O. Casagrande, G.L. Bourdet, Investigation of cryogenically cooled ytterbium doped sesquioxide ceramics for fusion driver, Conférence invitée au congrès 2nd Asian International Laser Ceramic Symposium, Tokyo (Japon), Novembre 2005.*

*O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, Cryogenic ytterbium doped sesquioxide ceramic lasers, Présentation orale au congrès IEEE Lasers and Electro Optics Society, Montréal (Canada), Novembre 2006.*

## ARTICLES

*G.L. Bourdet, O. Casagrande, Theoretical comparison of ytterbium doped sesquioxides under pulsed diode pumping, Optics Communications, Vol. 244 (2005).*

*O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, Evaluation of pulsed diode end-pumped Ytterbium doped sesquioxides: comparison of  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$  and  $\text{Lu}_2\text{O}_3$ , Trends in Optics and Photonics, Vol. 98 (2005).*

*B. Le Garrec, O. Casagrande, Solid state laser design for inertial confinement fusion: trends toward power production, Journal de Physique IV (2006).*

*O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, Time and Spectrum Resolved Model for Quasi-Three-Level Gain-Switched Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 43, n° 2 (2007).*

*G.L. Bourdet, O. Casagrande, Effect of the diode wavelength broadening on diode end-pumped solid state amplifier, à paraître dans Applied Optics Vol. 46 (2007).*



---

---

# Références

---

---





- Réf. 1 A.L. Schawlow, C.H. Townes, *Infrared and optical masers*, *Phys. Rev.* 112(6), p. 1940 (1958)
- Réf. 2 T.H. Maiman, *Stimulated optical radiation in ruby*, *Nature* 187, p. 493-494 (1960)
- Réf. 3 M.J. Weber, *CRC Handbook of laser science and technology*, CRC Press, Inc., (1982)
- Réf. 4 A.A. Kaminskii, *Laser Crystals, ch. 1: Brief review of the development of laser crystal physics*, Springer Verlag, (1981)
- Réf. 5 W.P. Risk, *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(7), p. 1412-1423 (1988)
- Réf. 6 T.Y. Fan, *Optimizing the efficiency and stored energy in quasi-three-level lasers*, *IEEE J. Quant. Elec.*, 28(12), p. 2692-2697 (1992)
- Réf. 7 C.D. Nabors, *Q-switched operation of quasi-three-level lasers*, *IEEE J. Quant. Elec.*, 30(12), p. 2896-2901 (1994)
- Réf. 8 J.P. Bailon, J.M. Dorlot, *Des matériaux*, Presses internationales polytechniques, 3<sup>ème</sup> édition, (2000)
- Réf. 9 W. Koehler, *Solid-State laser engineering, ch. 7 : Thermo-optic effects and heat removal*, 5<sup>ème</sup> édition, Springer Verlag, (1999)
- Réf. 10 W.F. Krupke, M.D. Shinn, J.E. Marion, J.A. Caird, S.E. Stokowski, *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1), p. 102-113 (1986)
- Réf. 11 A.A. Griffith, *Philos. Trans. R. Soc. London sect. A*. 221, 163 (1920)
- Réf. 12 R. Gaumé, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie – Paris VI*, (2002)
- Réf. 13 J-F. Bisson, J. Lu, K. Takaichi, Y. Feng, M. Tokurakawa, A. Shirakawa, A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani, K. Ueda, *Nanotechnology is stirring up solid-state laser fabrication technology*, *Recent Res. Devel. App. Phys.*, 7, p. 475-496, (2004)
- Réf. 14 J. Petit, *Thèse de doctorat de l'université Pierre et Marie Curie – Paris VI*, (2006)
- Réf. 15 K. Petermann, G. Huber, L. Fornasiero, S. Kuch, E. Mix, V. Peters, S.A. Basun, *Rare-earth-doped sesquioxides*, *J. Lumin.*, 87-89, p. 973-975, (2000)
- Réf. 16 L. Fornasiero, E. Mix, V. Peters, K. Petermann, G. Huber, *New oxide crystals for solid state lasers*, *Cryst. Res. Technol.*, 34(2), p 255-260, (1999)
- Réf. 17 V. Peters, A. Bolz, K. Petermann, G. Huber, *Growth of high melting sesquioxides by the heat exchanger method*, *J. Cryst. Growth*, 237-239, p. 879-883, (2002)

- Réf. 18 K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J.J. Romero, S. Kutovoi, J. Speiser, A. Giesen, *Highly Yb-doped oxides for thin-disk lasers*, *J. Cryst. Growth*, 275, p. 135-140, (2005)
- Réf. 19 Y. Rabinovitch, *Thèse de doctorat de l'Ecole Centrale de Paris*, (2002)
- Réf. 20 J. Lu, M. Prabhu, J. Xu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *Highly efficient 2% Nd:yttrium aluminum garnet ceramic laser*, *App. Phys. Lett.*, 77(23), (2000)
- Réf. 21 J. Lu, T. Murai, K. Takaichi, T. Uematsu, K. Misawa, M. Prabhu, J. Xu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, A. Kudryashov, *72 W Nd:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> ceramic laser*, *App. Phys. Lett.*, 78(23), (2001)
- Réf. 22 A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida, *Fabrication and Optical Properties of High-Performance Polycrystalline Nd:YAG Ceramics for Solid-State Lasers*, *J. Am. Ceram. Soc.*, 78, p1033-1040, (1995)
- Réf. 23 A. Ikesue, K. Kamata, K. Yoshida, *Effects of Neodymium Concentration on Optical Characteristics of Polycrystalline Nd:YAG Laser Materials*, *J. Am. Ceram. Soc.*, 79, p1921-1926, (1996)
- Réf. 24 A. Ikesue, K. Yoshida, T. Yamamoto, I. Yamaga, *Optical Scattering Centers in Polycrystalline Nd:YAG Laser*, *J. Am. Ceram. Soc.*, 80, p1517-1522, (1997)
- Réf. 25 A. Dupont, *Thèse de doctorat de l'université Bordeaux I*, (2002)
- Réf. 26 J. Kong, D.Y. Tang, J. Lu, K. Ueda, *Spectral characteristics of a Yb doped Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser*, *App. Phys. B*, 79, p. 449-455, (2004)
- Réf. 27 K. Takaichi, H. Yagi, A. Shirakawa, K. Ueda, S. Hosokawa, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Yb<sup>3+</sup> ceramics – a novel gain material for high-power solid-state-lasers*, *Phys. Stat. Sol.*, 202(1), p. R1-R3, (2005)
- Réf. 28 J. Kong, J. Lu, K. Takaichi, T. Uematsu, K. Ueda, D.Y. Tang, D.Y. Shen, H. Yagi, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *diode-pumped Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser*, *App. Phys. Lett.*, 82(16), (2003)
- Réf. 29 J. Lu, J-F. Bisson, K. Takaichi, T. Uematsu, A. Shirakawa, M. Musha, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *Yb<sup>3+</sup>:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser*, *App. Phys. Lett.*, 83(6), (2003)
- Réf. 30 K. Takaichi, H. Yagi, J. Lu, J-F. Bisson, A. Shirakawa, K. Ueda, T. Yanagitani, A.A. Kaminskii, *Highly efficient continuous-wave operation at 1030 and 1075 nm wavelength of LD-pumped Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic lasers*, *App. Phys. Lett.*, 84(3), (2004)
- Réf. 31 J. Kong, D.Y. Tang, B. Zhao, J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, *9.2W diode-end-pumped Yb:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ceramic laser*, *App. Phys. Lett.*, 86, (2005)

- Réf. 32 A. Shirakawa, K. Takaichi, H. Yagi, J-F. Bisson, J. Lu, M. Musha, K. Ueda, Diode-pumped mode-locked  $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$  ceramic laser, *Opt. Exp.*, 11(22), p 2911-2915, (2003)
- Réf. 33 J. Kong, D.Y. Tang, J. Lu, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, Passively mode-locked  $\text{Yb}:\text{Y}_2\text{O}_3$  ceramic laser with a GaAs-saturable absorber mirror, *Opt. Com.*, 237, p. 165-168, (2004)
- Réf. 34 [www.konoshima.co.jp/en/](http://www.konoshima.co.jp/en/)
- Réf. 35 [www.baikowski.com](http://www.baikowski.com)
- Réf. 36 J-F. Bisson, J. Lu, K. Takaichi, Y. Feng, M. Tokurakawa, A. Shirakawa, A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani, K. Ueda, Nanotechnology is stirring up solid-state laser fabrication technology, *Recent Res. Devel. App. Phys.*, 7, p. 475-496, (2004)
- Réf. 37 F.A. Lindemann, *Phys. Z.*, 11, p. 609, (1910)
- Réf. 38 R. Gaumé, B Viana, D. Vivien, J-P. Roger, D. Fournier, A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals, *App. Phys. Lett.*, 83(7), (2003)
- Réf. 39 P.G. Klemens, Thermal resistance due to point defects at high temperature, *Phys. Rev.* 119(2), p. 507-509, (1960)
- Réf. 40 P.G. Klemens, Thermal conductivity and lattice vibration modes, *Sol. State Phys.* 7, p. 1-98, (1958)
- Réf. 41 P.H. Klein, W.J. Croft, Thermal conductivity, Diffusivity, and Expansion of  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , and  $\text{LaF}_3$  in the range 77°-300°K, *J. App. Phys.*, 38(4), p 1603-1607, (1967)
- Réf. 42 G.A. Slack, D.W. Oliver, Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions, *Phys. Rev. B*, 4(2), p 592-609, (1971)
- Réf. 43 C. Kittel, *Physique de l'état solide*, ch. 5 : Phonos II – Propriétés thermiques, 5e édition, Dunod université, 1983
- Réf. 44 J.M. Ziman, *Electrons and phonons*, Oxford, 1960
- Réf. 45 R. Berman, Heat conductivity of non-metallic crystals, *Contemp. Phys.* 14, p101, (1973)
- Réf. 46 R. Peierls, *Ann. der Physik*, 3, p 1097, (1929)
- Réf. 47 W.J. de Haas, T. Biermasz, *Physica* 2, p 673, (1935)
- Réf. 48 W.J. de Haas, T. Biermasz, *Physica* 4, p 752, (1937)
- Réf. 49 W.J. de Haas, T. Biermasz, *Physica* 5, p 47, 320, 619, (1938)
- Réf. 50 R. Berman, *Proc. Roy. Soc. (London) A* 208, p 90, (1951)

- Réf. 51 P.D. Thacher, *Phys. Rev.* 156, p 975, (1967)
- Réf. 52 J-F. Bisson, J. Lu, K. Takaichi, Y. Feng, M. Tokurakawa, A. Shirakawa, A. Kaminskii, H. Yagi, T. Yanagitani, K. Ueda, *Nanotechnology is stirring up solid-state laser fabrication technology*, *Recent Res. Devel. Applied Phys.*, 7, p. 475-496, (2004)
- Réf. 53 H. Yagi, T. Yanagitani, T. Numazawa, K. Ueda, *The physical properties of transparent  $Y_3Al_5O_{12}$  Elastic modulus at high temperature and thermal conductivity at low temperature*, à paraître dans *Ceram. Inter.* (2006)
- Réf. 54 B.M. Walsh, J.M. McMahon, W.C. Edwards, N.P. Barnes, R.W. Equall, R.L. Hutcheson, *Spectroscopic characterization of Nd:Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> : application toward a differential absorption lidar system for remote sensing of ozone*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12), p. 2893-2903 (2002)
- Réf. 55 D.C. Brown, *Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers*, *J. Quant. Elec.*, 33(5), p 861-873, (1997)
- Réf. 56 R. Wynne, J.L. Daneu, T.Y. Fan, *Thermal coefficients of the expansion and refractive index in YAG*, *App. Opt.*, 38(15), p 3282-3284, (1999)
- Réf. 57 O. Casagrande, G. Bourdet, *Le choix des matériaux pour un laser à solide intense pompé par diodes*, *Séminaire Lasers Intenses, Saclay (France)*, (2004)
- Réf. 58 Y. Jeong, J. Sahu, D. Payne, J. Nilsson, *Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous wave output power*.
- Réf. 59 J. Limpert, N. Deguil-robin, S. Petit, I. Manek-Hönninger, F. Salin, P. Rigail, C. Hönninger, E. Mottay, *High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses*, *App. Phys. B*, 81, p. 19-21, (2005)
- Réf. 60 A. Yoshikawa, G. Boulon, L. Laversenne, H. Canibano, K. Lebbou, A. Collombet, Y. Guyot, T. Fukuda, *Growth and spectroscopic analysis of Yb<sup>3+</sup>-doped Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> fiber single crystal*, *J. App. Phys.*, 94(9), p 5479-5488, (2003)
- Réf. 61 C. Stewen, K. Contag, L. Larionov, A. Giesen, H. Hügel, *J. Sel. Top. Quant. Elec.*, 6(4), p 650 657, (2000)
- Réf. 62 G.L. Bourdet, H. Yu, J-C. Chanteloup, A. Fülöp, C. Dambrine, S. Ferré, S. Le Moal, A. Pichot, G. Le Touzé, Z. Zhao, *Progress in the LUCIA project*, *Proc. SPIE*, 5958, *Lasers and applications*, (2005)
- Réf. 63 J-C. Chanteloup, G.L. Bourdet, A. Fülöp, Y. Julien, A. Migus, *The LUCIA project : toward 100 Joules nanosecond pulses kW averaged power based on ytterbium diode pumped solid state laser*, *CLEO Europe*, (2003)

- Réf. 64 S.A. Payne, C. Bibeau, R.J. Beach, A. Bayramian, J-C. Chanteloup, C.A. Ebbbers, M.A. Emanuel, H. Nakana, C.D. Orth, J.E. Rothenberg, K.I. Schaffers, L.G. Seppala, J.A. Skidmore, S.B. Sutton, L.E. Zapata, H.T. Powell, *Journal of Fusion Energy*, 17(3), p 213-217, (1998)
- Réf. 65 C.M. Bibeau, R.J. Beach, A.J. Bayramian, J-C. Chanteloup, C.A. Ebbbers, M.A. Emanuel, C.D. Orth, J.E. Rothenberg, K.I. Schaffers, J.A. Skidmore, S.B. Sutton, L.E. Zapata, S.A. Payne, H.T. Powell, *Mercury and beyond: diode-pumped solid state lasers for inertial fusion energy*, *Proceedings of SPIE*, 3886, *High-Power Lasers in Energy Engineering*, p. 57-68, (2000)
- Réf. 66 A.J. Bayramian, P. Armstrong, R.J. Beach, C. Bibeau, R. Campbell, C.A. Ebbbers, B.L. Freitas, T. Ladran, J. Menapace, S.A. Payne, N. Peterson, K.I. Schaffers, C. Stolz, S. Telford, J.B. Tassano, E. Utterback, *System operations of mercury: a diode-pumped solid-state laser*, *CLEO Europe (2005)*
- Réf. 67 C. Bibeau, A. Bayramian, P. Armstrong, E. Ault, R. Beach, M. Benapfl, R. Campbell, J. Dawson, C. Ebbbers, B. Freitas, R. Kent, Z. Liao, T. Ladran, J. Menapace, B. Molander, E. Moses, S. Oberhelman, S. Payne, N. Peterson, K. Schaffers, C. Stolz, S. Sutton, J. Tassano, S. Telford, E. Utterback, M. Randles, B. Chai, Y. Fei, *The mercury laser system - An average power, gas-cooled, Yb:S-FAP based system with frequency conversion and wavefront correction*, *J. Phys. IV, France*, 133, p. 797-803, (2006)
- Réf. 68 T. Kawashima, T. Ikegawa, J. Kawanaka, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, Y. Izawa, O. Matsumoto, R. Yasuhara, T. Kurita, T. Sekine, M. Miyamoto, H. Kan, H. Furukawa, S. Motokoshi, T. Kanabe, *The HALNA project: Diode-pumped solid-state laser for inertial fusion energy*, *J. Phys. IV, France*, 133, p 615-620, (2006)
- Réf. 69 O. Matsumoto, R. Yasuhara, T. Kurita, T. Ikegawa, T. Sekine, T. Kawashima, J. Kawanaka, T. Norimatsu, N. Miyanaga, Y. Izawa, M. Nakatsuka, M. Miyamoto, H. Kan, H. Furukawa, S. Motokoshi, *Development of thermally controlled HALNA DPSSL for inertial fusion energy*, *Proceedings of SPIE*, 6101, *Laser Beam Control and Applications*, (2006)
- Réf. 70 S. Tokita, J. Kawanaka, M. Fujita, T. Kawashima, Y. Izawa, *Sapphire-conductive end-cooling of high power cryogenic Yb:YAG lasers*, *App. Phys. B*, 80, p. 635-638, (2005)
- Réf. 71 Y. Tzuk, A. Tal, S. Goldring, Y. Glick, E. Lebiush, G. Kaufman, R. Lavi, *Diamond cooling of High-power diode-pumped solid-state lasers*, *J. Quant. Elec.*, 40(3), p.262-269, (2004)
- Réf. 72 H. Yu, G.L. Bourdet, *Thickness optimization of the composite gain medium for the oscillator and amplifier of the LUCIA laser*, *App. Opt.*, 44(33), p. 7161-7169, (2005)
- Réf. 73 J.G. Endriz, M. Vakili, G.S. Browder, M. DeVito, J.M. Haden, G.L. Hardnagel, W.E. Plano, M. Sakamoto, D.F. Welch, S. Willing, D.P. Worland, H.C. Yao, *High power diode laser arrays*, *J. Quant. Elec.*, 28, p. 952, (1992)

- Réf. 74 O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, *Evaluation of pulsed diode end-pumped Ytterbium doped sesquioxide: comparison of Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*, *Advanced Solid State Photonics*, Vienne (Autriche), (2005)
- Réf. 75 O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, *Evaluation des performances des sesquioxydes dopés ytterbium en pompage diodes : comparaison de Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*, *OPTRO*, Paris (France), (2005)
- Réf. 76 G.L. Bourdet, O. Casagrande, *Theoretical comparison of ytterbium doped sesquioxides under pulsed diode pumping*, *Opt. Com.*, 244, p. 327-332 (2005)
- Réf. 77 O. Casagrande, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, *Evaluation of pulsed diode end-pumped Ytterbium doped sesquioxides: comparison of Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*, *TOPS*, 98, p (2005)
- Réf. 78 W. Koechner, *Solid-State laser engineering, ch. 1.2: Interaction of radiation with matter*, 5<sup>eme</sup> edition, Springer Verlag, (1999)
- Réf. 79 A. Siegmann, *Lasers, ch.13: Oscillation dynamics and oscillation threshold*, University Science Books (1986)
- Réf. 80 H. Kogelnik, T. Li, *Laser beams and resonators*, *App. Opt.*, 5(10), p. 1550-1567 (1966)
- Réf. 81 O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, *Time and Spectrum Resolved Model for Quasi-Three-Level Gain-Switched Lasers*, *IEEE J. of Quant. Elec.*, à paraître
- Réf. 82 R.C. Jones, *A new calculus for the treatment of optical systems*, *J. Opt. Soc. Am.*, 31, p. 488-493 (1941)
- Réf. 83 O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G.L. Bourdet, *Cryogenic ytterbium doped sesquioxide ceramic lasers*, *IEEE LEOS*, Montréal (Canada), (2006)
- Réf. 84 B. Le Garrec, O. Casagrande, *Dimensionnement et principe d'un laser pour l'IFE*, Poster présenté au 1<sup>er</sup> forum de l'Institut Lasers et Plasmas, Autrans (France), (2005)
- Réf. 85 B. Le Garrec, O. Casagrande, *Solid state laser design for inertial confinement fusion : trends toward power production*, *IFSA*, Biarritz (France), (2005)
- Réf. 86 B. Le Garrec, O. Casagrande, *Solid state laser design for inertial confinement fusion: trends toward power production*, *J. de Physique IV*, 133, p. 829-831 (2006)
- Réf. 87 B. Hay, J-R. Filtz, J-C. Batsale, *Mesure de la diffusivité thermique par la méthode flash*, *Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures et Contrôle*, R2 - 955
- Réf. 88 J. Dong, M. Bass, Y. Mao, P. Deng, F. Gan, *Dependence of the Yb<sup>3+</sup> emission cross section and lifetime on temperature and concentration in yttrium aluminum garnet*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(9), p. 1975-1979 (2003)

*Réf. 89 D. J. Ripin, J. R. Ochoa, R.L. Aggarwal, T.Y. Fan, 165-W cryogenically cooled Yb:YAG laser, Opt. Lett., 29(18), p. 2154-2156 (2004)*