



Sources laser solides pompées par diode, émettant autour de 1000 et 500 nm à base de cristaux dopés ytterbium et de semiconducteurs.

Jacquemet Mathieu

► To cite this version:

Jacquemet Mathieu. Sources laser solides pompées par diode, émettant autour de 1000 et 500 nm à base de cristaux dopés ytterbium et de semiconducteurs.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00011531v1

HAL Id: tel-00011531

<https://theses.hal.science/tel-00011531v1>

Submitted on 2 Feb 2006 (v1), last revised 16 Feb 2006 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° d'ordre : 8119

UNIVERSITÉ PARIS-Sud XI
UFR Scientifique d'Orsay

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences Physiques de l'Université Paris-Sud XI

Spécialité : Optique & Lasers

Par :

Mathieu JACQUEMET

**SOURCES LASER SOLIDES POMPÉES PAR
DIODE, ÉMETTANT AUTOUR DE 1000 ET 500 nm,
À BASE DE CRISTAUX DOPÉS YTTERBIUM ET DE
SEMICONDUCTEURS.**

Soutenue le Jeudi 8 Décembre 2005 devant le jury composé de :

M. François BALEMBOIS	Directeur de thèse
M. Georges BOULON	Rapporteur
M. Bernard CRETIN	
M. Patrick JUNCAR	
M. Arnold MIGUS	
M. François SALIN	Rapporteur

Table des matières :

Introduction générale :	11
A- Chapitre A : Intérêts et problématiques d'un laser à 501,7 nm.	15
A-I Intérêts d'une source monofréquence à 500 nm :	16
A-I.1 Pourquoi l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) ?	16
A-I.2 La spectroscopie de l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) :	18
A-I.2.a Généralités :	18
A-I.2.b Spectroscopie laser d'absorption saturée :	19
A-I.3 Asservissement de lasers en fréquence-référence de fréquence :	20
A-I.4 Mesures absolues de fréquences-étalon de fréquences :	21
A-I.5 Applications des lasers asservis :	23
A-I.6 Intérêts des lasers solides pompés par diode laser :	24
A-I.7 Puissances et types de lasers utilisés pour les applications sur $^{127}\text{I}_2$:	25
A-II État de l'art des lasers solides bleu-vert [450-550 nm] pompés par diode :	27
A-II.1 Lasers émettant directement dans le bleu-vert :	27
A-II.1.a Les diodes laser visibles :	27
A-II.1.b Lasers à cristaux massifs et fibres :	28
Cristaux dopés Praséodyme directement pompés par diode :	28
Lasers à "upconversion" :	29
A-II.2 Lasers solides infrarouge et processus non linéaires :	32
A-II.2.a Cristaux massifs émettant dans l'IR et doublés en fréquence :	32
Le cristal de Ti:Sa :	32
Les cristaux dopés au Nd :	32
Les cristaux et fibres dopés Yb :	33
A-II.2.b Cristaux massifs lasers aux propriétés d'auto-doublement de fréquence :	33
A-II.2.c Semiconducteurs doublés en fréquence :	34
Diodes laser infrarouge doublées en fréquence :	35
Lasers à semiconducteurs pompés optiquement (OPSL) :	35
A-II.3 Conclusion :	36
A-III Quelles solutions retenues pour atteindre 500 nm ?	39
A-III.1 Les solutions adaptables à 500 nm :	39
A-III.1.a Avec des cristaux massifs :	39
A-III.1.b Avec des cristaux auto-doubleurs :	41
A-III.1.c Avec des diodes infrarouges doublées en fréquence :	42
A-III.1.d Avec des semiconducteurs pompés optiquement :	42
A-III.1.e Conclusion :	42
A-III.2 Lasers à base de cristaux massifs dopés ytterbium :	44
A-III.2.a Quelques considérations pratiques :	44

A-III.2.b Comment obtenir une émission monofréquence ?	45
Lasers à résonateurs linéaires :	45
Lasers à résonateurs en anneau :	46
A-III.2.c Conclusion :	48
A-III.3 Lasers à base de semiconducteurs pompés optiquement :	48
A-III.3.a Présentation générale :	48
A-III.3.b Comment obtenir une émission monofréquence ?	53
A-III.3.c Conclusion :	54
A-III.4 Conclusion sur les solutions retenues :	54
A-IV Quels choix pour le doublement de fréquence ?	55
A-IV.1 Quelques points théoriques :	55
A-IV.2 Les cristaux non linéaires utilisables à 1000 nm :	57
A-IV.2.a Les cristaux non linéaires massifs.	57
A-IV.2.b Les cristaux non linéaires périodiquement polarisés.	59
A-IV.2.c Conclusion :	60
A-IV.3 Estimation des rendements et des puissances doublées :	61
A-IV.4 Quelle architecture choisir ?	62
A-IV.4.a Le doublement en simple passage extracavité :	62
A-IV.4.b Le doublement en cavité externe résonante :	63
A-IV.4.c Le doublement de fréquence intracavité :	64
A-IV.5 Conclusion et choix :	65
A-V Conclusion du chapitre A :	67
Bibliographie Chapitre A :	69
B- Chapitre B : Lasers à base de cristaux dopé ytterbium.	81
B-I Introduction aux lasers dopés ytterbium :	81
B-I.1 Différents types de cristaux dopés ytterbium pour différentes applications :	82
B-I.1.a D'où viennent leurs propriétés laser ?	82
B-I.1.b Différentes utilisations :	83
B-I.1.c Synthèse :	87
B-I.2 Spectroscopie :	89
B-I.2.a Répartition énergétique des niveaux et peuplement thermique :	89
B-I.2.b Les sections efficaces "effectives" dans l'ytterbium :	91
B-I.2.c Un petit mot sur la transition à 980 nm - la "Zero-Line" :	92
B-I.2.d Temps de vie et désexcitations non radiatives :	92
B-II Équations de base pour un laser ytterbium en régime continu et pompé par diode : ...	93
B-II.1 Schéma de niveaux et notations utilisées :	93
B-II.2 Profils transverses des faisceaux de pompe et laser :	94
B-II.2.a Profil du faisceau laser :	94

B-II.2.b Profils des faisceaux de pompe :	95
B-II.3 Expression des populations en régime stationnaire :	97
B-II.4 Le taux d'inversion de population :	97
B-II.5 Equation d'évolution de l'intensité de pompe :	100
B-II.5.a L'absorption sans effet laser :	100
B-II.5.b L'absorption en présence d'effet laser :	101
B-II.5.c Illustration expérimentale :	101
B-II.6 Gain linéique et évolution de l'intensité laser :	103
B-II.6.a Gain linéique et intensité de pompe minimum pour la transparence laser :	103
B-II.6.b Évolution de l'intensité laser :	105
B-II.7 Conclusion :	106
B-III Figures de mérite et choix des meilleurs candidats :.....	108
B-III.1 Critères de choix :	108
B-III.2 Figure de mérite pour une émission à 1003 nm :	109
B-III.3 Choix des couples source de pompe-cristal utilisés :	111
B-III.3.a Les diodes de pompe :	111
B-III.3.b Les cristaux retenus :	113
B-III.4 Conclusion :	117
B-IV Réalisations Expérimentales :.....	118
B-IV.1 Remise en forme du faisceau de pompe à 980 nm :	118
B-IV.2 Système hors d'axe à 980 nm et double-passage de la pompe :	121
B-IV.3 Comment forcer l'oscillation laser à 1003 nm ?	125
B-IV.4 Anneau monomode longitudinal à 1003/501 nm avec Yb:YSO :	129
B-IV.4.a Meilleures performances à 1003,4 nm et premiers résultats à 501 nm :	129
B-IV.4.b Cavitité et résultats obtenus à 501,7 nm :	134
B-IV.5 Anneau monomode longitudinal à 1003/501 nm et 514 nm avec Yb:KYW :	136
B-IV.5.a Cavitité et résultats obtenus à 1003,4 nm et 501,7 nm :	136
B-IV.5.b Cavitité et résultats obtenus à 514 nm :	138
B-IV.6 Expériences préliminaires en pompage à 930 nm avec Yb:KYW :	139
B-IV.6.a La diode fibrée 5W-Ø 100 µm :	140
B-IV.6.b Résultats en cavitité linéaire à 1003,4 nm :	141
B-IV.6.c Cavitité en anneau bidirectionnelle à 1020 nm :	143
B-IV.7 Conclusion et discussion :	145
B-V Simulations numériques :.....	146
B-V.1 Présentation du programme de simulations :	147
B-V.1.a Hypothèses de calculs utilisées :	148
B-V.1.b Calcul du gain laser net G :	151
B-V.1.c Structure générale du module de calcul du gain :	152
B-V.2 Validation du programme :	154
B-V.2.a L'absorption sans effet laser :	156
B-V.2.b Pompage hors d'axe à 980 nm - Cavitité en anneau à 1003 nm :	157
B-V.2.c Pompage longitudinal à 931 nm - Cavitité linéaire à 1003 nm :	158

B-V.2.d Conclusion :	159
B-V.3 Améliorations pour le pompage à 930 nm :	160
B-V.3.a Que disent les simulations avec nos paramètres expérimentaux ?	160
B-V.3.b Optimisation du cristal pour le banc de pompe expérimental :	161
B-V.3.c Améliorations sur la taille de pompe pour le cristal de 1mm dopé à 10% :	163
B-V.3.d Synthèse avec la diode fibrée :	163
B-V.3.e Utilisation d'une diode de pompe de type évasée :	166
B-V.3.f Conclusion :	168
B-VI Synthèse et conclusion du chapitre B :	169
Bibliographie Chapitre B :	171
C- Chapitre C : Lasers à base de semiconducteurs.	180
C-I Quelques éléments théoriques :	181
C-I.1 Détails des structures utilisées :	182
C-I.1.a Le miroir de Bragg :	183
C-I.1.b Géométrie de la zone active - Structures résonantes et antirésonantes :	184
C-I.2 Principes de fonctionnement de la zone active :	185
C-II Limitations thermiques et solution utilisée :	190
C-II.1 Effet de la température sur le fonctionnement laser :	190
C-II.1.a Le gain des puits quantiques :	190
C-II.1.b Modèle simple du fonctionnement laser :	191
C-II.1.c Prise en compte de la température dans le modèle :	193
C-II.1.d Illustration des effets thermiques sur les performances des OPSL :	195
C-II.2 Différentes solutions pour améliorer l'évacuation thermique :	198
C-II.2.a Diminution de la charge thermique déposée (pompage dans les puits) :	198
C-II.2.b Diminution de la résistance thermique du $\frac{1}{2}$ VCSEL :	199
C-II.2.c Solution retenue par le LPN :	201
C-II.3 Validations expérimentales :	203
C-II.3.a Mesures directes de l'élévation de température :	203
C-II.3.b Caractérisation laser :	204
C-III Réalisations expérimentales en régime monofréquence :	208
C-III.1 Dans l'infrarouge :	208
C-III.2 Dans le visible :	212
C-IV Synthèse et conclusion du chapitre C :	215
Bibliographie Chapitre C :	217

Conclusions générales, comparaisons et perspectives :	221
Annexes	229
Annexe 1 : Procédure de réglages du banc de pompe.	231
Annexe 2 : Procédure de réglages de la cavité en anneau.	233
Annexe 3 : Température et performances des lasers Yb.	237
Annexe 4 : Possibilités de calculs du programme.	240
Publications et communications relatives à ces travaux de thèse :	243

Introduction générale :

Introduction générale :

C'est à partir des années 1950 que le Comité International des Poids et Mesures (CIPM) étudie la possibilité de définir et de mettre en pratique le mètre à partir de sources lumineuses. En 1975, quinze ans après l'apparition du premier laser, et alors qu'il devient la source d'applications de plus en plus nombreuses, la Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM) recommande, pour la vitesse de la lumière dans le vide c_0 , une valeur résultant des mesures de longueurs d'ondes λ et de fréquences ν du rayonnement d'un même laser ($c_0 = \lambda \cdot \nu$) par rapport à des étalons primaires. Cette valeur est fixée, d'après les résultats de maintes expériences reproduisant le principe utilisé par Evenson *et al.* [Evenson, 72] à $c_0 = 299\,792\,458$ [m.s⁻¹]. En 1983, lors de la 17^{ième} CGPM, le mètre est redéfini comme étant la distance parcourue par la lumière, dans le vide, en 1/299 792 458^{ième} de seconde. Il est alors demandé au CIPM d'établir des instructions pour sa mise en pratique. Dès lors, l'emploi de longueurs d'ondes spécifiques issues de différents lasers devient l'une des deux méthodes officielles pour définir et réaliser le mètre. Ceci nécessite d'utiliser des lasers à des fréquences précisément connues et invariables. Le CIPM élabore alors une liste de transitions optiques de molécules absorbantes (longueur d'onde et fréquence associée) sur lesquelles sont stabilisées ces sources lasers spécifiques, et ce dans des conditions d'utilisation bien définies [CIPM, 03]. Les fréquences de ces transitions sont mesurées avec grande précision par rapport à la fréquence micro-onde d'une horloge atomique à Césium, étalon primaire de temps-fréquences. Bien sûr, les sources laser utilisées doivent nécessairement être très pures spectralement. Cette liste est en perpétuelle évolution suivant les progrès technologiques et les précisions obtenues. L'une des molécules absorbantes les plus citées pour la mise en pratique du mètre est la molécule d'iode ¹²⁷I₂ pour son spectre extrêmement riche, notamment dans le domaine visible et proche infrarouge. Outre son spectre d'absorption très riche, son plus grand avantage est que bon nombre de ses résonances, dans le domaine visible, coïncident avec des raies de lasers à gaz existant depuis longtemps, tels que le laser He-Ne à 543, 612, 633 et 640 nm ou les lasers à argon ionisé à 501 nm et 514 nm. Les lasers à He-Ne sont les premiers lasers à gaz, apparus en 1961, dont les développements ont été très rapides. Ces développements et la concordance des transitions entre l'iode moléculaire et les lasers à He-Ne a eu pour effet un usage très répandu de ce couple pour la spectroscopie de l'iode, la mesure absolue de fréquences optiques ou encore la mise en pratique du mètre.

La recherche de précisions toujours meilleures conduit à utiliser des transitions de l'iode vers les plus basses longueurs d'ondes du spectre visible. En effet, la largeur naturelle des transitions de l'iode diminue avec la longueur d'onde. La limite de dissociation de l'iode moléculaire correspond à une longueur d'onde d'environ 500 nm, les résonances de l'iode proches de 500 nm ont donc les largeurs naturelles les plus faibles. Développer des lasers autour de 500 nm est donc un enjeu important pour développer des sources asservies avec des stabilités et des précisions toujours de plus en plus grandes. Dans cette optique, face aux lasers à gaz existants, les lasers utilisant un milieu amplificateur solide présentent de nombreux avantages en termes de stabilité, de compacité, de rendement ou encore de simplicité d'utilisation.

Le but de cette thèse est de développer un laser de type solide, pompé par diode laser (pour des raisons évidentes de compacité, de rendement ou encore de coût) émettant quelques dizaines de mW d'un rayonnement monomode longitudinal (monofréquence) dans le bleu-vert autour de 501,7 nm. Des puissances de l'ordre de 50 mW sont en effet nécessaires pour les applications visées de spectroscopie et de métrologie.

Le premier chapitre (chapitre A) de cette thèse sera l'occasion de montrer quels sont les intérêts des sources lasers autour de 500 nm et particulièrement les avantages apportés par les lasers de type solide. Après un état de l'art des sources laser solides existantes entre 450 et 550 nm environ, nous montrerons quels types de milieux amplificateurs solides peuvent être utilisés pour développer des sources laser à 1 μm pompées par diode. Les milieux amplificateurs retenus pour ces travaux sont soit des cristaux dopés par l'ion ytterbium, soit des structures semiconductrices à puits quantiques (VECSEL pompés optiquement). Nous préciserons ensuite comment mettre en œuvre une conversion non linéaire simple et efficace pour atteindre le visible. La solution retenue sera un doublement de fréquence intracavité.

Dans un deuxième temps (chapitre B), nous présenterons la mise en œuvre expérimentale et les résultats obtenus avec des lasers utilisant des cristaux massifs dopés par l'ion ytterbium, en pompage par diode laser. Ce deuxième chapitre sera aussi l'occasion de développer la théorie des lasers à base de cristaux dopés ytterbium pompés par diode. Nous utiliserons deux cristaux différents, un tugstate commercial, et l'autre, un cristal non commercial faisant partie de la famille des silicates. Dans ce cadre, nous avons travaillé en collaboration avec le CEA-LETI qui nous a fourni les échantillons du cristal non commercial. Les performances laser dans l'infrarouge et dans le visible à 501,7 nm en régime continu monomode longitudinal seront présentées pour un pompage à 980 nm. Les premiers résultats dans l'infrarouge en pompage par diode fibrée à 930 nm seront aussi présentés. Enfin, un programme de simulations développé pendant ces travaux sera présenté et validé pour étudier les améliorations à apporter dans le cas du pompage par diode fibrée à 930 nm.

Dans un troisième et dernier chapitre (chapitre C), nous présenterons les premiers résultats d'une solution alternative à base de matériaux semiconducteurs à puits quantiques pompés optiquement, dont l'émission infrarouge est doublée intracavité. Cette partie du travail s'est faite en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis (LPN) et le Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²) qui ont défini et réalisé les structures semiconductrices utilisées. Dans un premier temps, nous introduirons les différents concepts théoriques et techniques nécessaires à la compréhension du fonctionnement de ce type de laser. Nous verrons que la gestion de l'évacuation de la chaleur générée dans ces structures est un point crucial pour extraire des puissances de plusieurs centaines de mW. En particulier, nous montrerons que la technique de report, développée au LPN, sur un substrat de forte conductivité thermique permet d'améliorer fortement les performances laser dans l'infrarouge. Les premiers résultats obtenus en régime monomode longitudinal dans l'infrarouge, puis dans le visible par doublement de fréquence, seront enfin présentés.

Chapitre A :

Intérêts et problématiques d'un laser à 501,7 nm.

A- Chapitre A : Intérêts et problématiques d'un laser à 501,7 nm.

Ce premier chapitre va nous servir à poser les briques de base utiles à la compréhension des travaux menés au cours de cette thèse. On essaiera en particulier de montrer au lecteur les choix auxquels nous avons été confrontés et les solutions que nous avons retenues.

Nous commencerons par exposer les principales applications et les intérêts d'un laser émettant un rayonnement monofréquence (monomode longitudinal) dans le bleu-vert, et principalement autour de 501,7 nm. Cette longueur d'onde particulière n'a bien évidemment pas été choisie par hasard mais est issue des besoins d'un certain nombre de chercheurs dans des domaines différents, bien que connexes, que sont la spectroscopie de l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) et la métrologie des longueurs.

Les mesures spectroscopiques à haute résolution des interactions hyperfines dans les molécules d'iode sont précieuses pour étudier la structure électronique de ces molécules. Elles permettent en outre de déterminer la largeur de raie des transitions hyperfines qui sont ensuite appliquées à la stabilisation de lasers en fréquence et, par là même, au développement d'étalons secondaires de fréquences optiques. Pour cela, on asservit la fréquence d'émission d'un laser sur une transition d'absorption des molécules, placées dans une cuve contrôlée en pression et en température. Une fois la fréquence du laser stabilisée, sa valeur est mesurée par comparaison avec une référence absolue de fréquence, telle qu'une horloge atomique à Césium (^{133}Cs) définissant la seconde. La fréquence du laser stabilisé, et donc la fréquence de la transition utilisée, sont alors connues avec une grande précision. En utilisant des transitions ayant des largeurs de raie les plus faibles possibles, on obtient ainsi des références de fréquence secondaires¹ de grande précision ($\Delta\nu/\nu$) et de grande stabilité. Nous montrerons de plus quels avantages les lasers utilisant un milieu amplificateur solide pompé par diode laser peuvent apporter pour ces applications.

Nous dresserons ensuite, dans une deuxième partie, un état de l'art aussi complet que possible des sources émettant dans le bleu-vert entre, approximativement, 450 et 550 nm.

Ceci nous conduira à présenter ensuite les diverses solutions possibles pour une émission spécifique à 500 nm. Nous expliciterons alors nos choix quant aux types de milieux amplificateurs utilisés lors de cette thèse, à savoir des cristaux massifs dopés par l'ion ytterbium et des structures semiconductrices à puits quantiques, émettant tout deux à 1 μm . Pour chacune des solutions, nous essayerons de faire ressortir clairement au lecteur les différentes problématiques auxquelles nous avons été confrontés. Enfin, en tenant compte du cahier des charges que nous nous sommes fixés, et des différentes possibilités architecturales pour convertir le rayonnement infrarouge en rayonnement visible par processus non linéaire, nous expliciterons notre choix du doublement de fréquence intracavité.

¹ Puisque la valeur absolue de fréquence est donnée par l'horloge atomique.

A-I Intérêts d'une source monofréquence à 500 nm :

A-I.1 Pourquoi l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) ?

L'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) possède un spectre d'absorption très riche dans le domaine visible et proche infrarouge entre 500 et 900 nm. Ce spectre est constitué de dizaines de milliers de transitions rovibroniques, c'est-à-dire de rotation-vibration, entre l'état électronique fondamental $X(^1\Sigma_{0+g})$ et l'état excité $B(^3\Pi_{0+u})$ (Figure A-1). A cause du moment de spin nucléaire non nul de la molécule d'iode, les interactions électromagnétiques, entre les charges nucléaires et le nuage électronique, créent une sous-structure hyperfine complexe pour chacune des transitions rovibroniques. Cette structure hyperfine est, de manière générale, la plus petite échelle d'énergie des molécules. Les largeurs de ces transitions hyperfines sont de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de kHz. En comparaison, les transitions rovibroniques des molécules libres de l'iode à l'équilibre sont élargies par effet Doppler avec une largeur $\Delta\omega_D/2\pi \approx 460$ MHz à 500 nm et à 15°C. Les transitions hyperfines d'une transition rovibronique sont donc "noyées" dans un spectre élargi par effet Doppler.

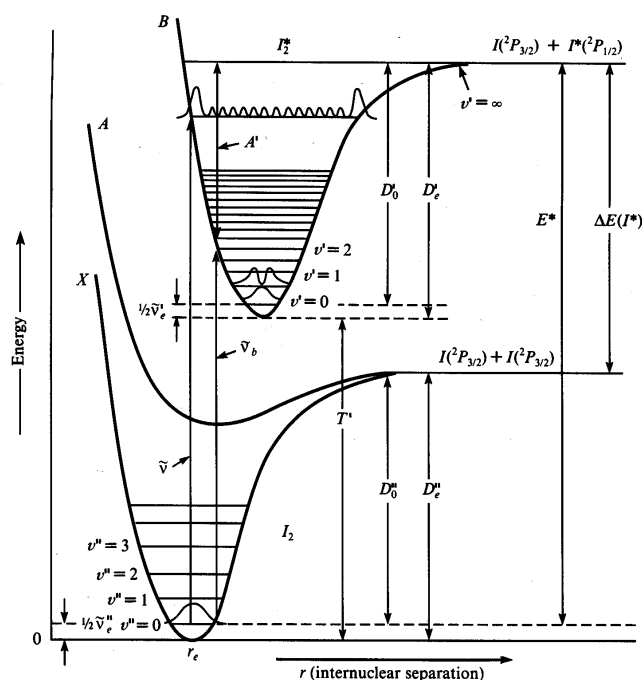


Figure A-1 : Niveaux électroniques de la molécule d'iode

[\[http://www.tau.ac.il/~phchlab/experiments/iodine_spectroscopy/#Introduction\]](http://www.tau.ac.il/~phchlab/experiments/iodine_spectroscopy/#Introduction).

Cependant, plusieurs techniques permettent de s'affranchir de l'élargissement Doppler et sont appliquées pour la spectroscopie à haute résolution et la stabilisation de lasers en fréquence. Elles sont très largement appliquées à l'iode moléculaire à l'état gazeux dans des cuves scellées. En effet, les propriétés de l'iode sont tout à fait adaptées à ce genre de techniques. L'iode moléculaire est une molécule lourde, sa vitesse est alors relativement faible à température ambiante ce qui limite l'élargissement Doppler [Hall, 99]. Sa pression de vapeur est facilement et précisément contrôlée par le doigt froid de la cuve d'absorption.

Enfin, les déplacements et élargissements de ses transitions par la pression sont relativement faibles. Tout ceci en fait une molécule tout à fait adaptée pour la métrologie et très utilisée.

Plusieurs de ces transitions sont ainsi recommandées par le Comité International des Poids et Mesures (C.I.P.M.) pour la mise en pratique du mètre [CIPM, 03]. Plus précisément, sur les dix-sept longueurs d'ondes de lasers asservis en fréquence sur des molécules absorbantes, recommandées par le C.I.P.M pour la mise en pratique du mètre en 2002, sept de ces longueurs d'ondes font référence à une stabilisation sur l'iode, notamment à 514 nm avec un laser à argon ionisé et à 532 nm avec un laser Nd:YAG doublé en fréquence.

Le choix des transitions de l'iode pour la stabilisation de lasers en fréquence et la mise en pratique du mètre étaient dictés, jusqu'à il y a quelques années, par l'existence de sources lasers ayant des propriétés acceptables aux bonnes longueurs d'ondes. Le laser He-Ne stabilisé sur l'iode à 633 nm a ainsi longtemps été la source la plus recommandée par le C.I.P.M [Yoon, 01]. Mais, avec les rapides progrès dans les domaines des diodes laser, des matériaux laser (notamment avec les cristaux dopés Néodyme et Ytterbium) et de l'optique non-linéaire, de nombreuses sources tout solide à des longueurs d'ondes couvrant une large gamme, du visible au proche infrarouge, ont fait leur apparition. Cette souplesse sur la source laser permet alors de tester et de choisir les transitions de l'iode les plus prometteuses.

D'autre part, les transitions de l'iode voient leur largeur naturelle décroître avec la longueur d'onde. Plus on s'approche de sa limite de dissociation, correspondant à une longueur d'onde de 499,5 nm, et plus la largeur naturelle des transitions diminue. Ainsi, la largeur d'une raie à 532 nm a été mesurée autour de 230 kHz, alors que les largeurs des transitions inférieures à 510 nm ont été mesurées à moins de 100 kHz avec notamment une largeur de 43 kHz à 508 nm [Cheng, 02]. En 1973, J.-C. Keller et al. mesurent, par déclin de fluorescence, la durée de vie du niveau excité $^3\Pi_{0+u}, \nu' = 62, J' = 27$ correspondant à la transition à 501,7 nm. Ils obtiennent une valeur de $14 \pm 3 \mu s$ ce qui donne une largeur naturelle théorique du niveau de $\Delta\nu = (2.\pi.\tau)^{-1} = 11,4 \pm 2,4 kHz$ [Keller, 73]. Cette faible valeur confère à ces transitions particulières un fort intérêt. Ainsi, des mesures de largeur de raie, utilisant un laser à argon ionisé, ont été effectuées au Laboratoire de Physique des Lasers (L.P.L.) à cette longueur d'onde, tout d'abord sur jet moléculaire, puis en cellule. Des largeurs de l'ordre de 30 kHz ont ainsi été obtenues [Du Burck, 04].

Des lasers à argon ionisés ont donc déjà été stabilisés sur des transitions de l'iode à 514,6 nm [Goncharov, 04] ou à 501,7 nm [Du Burck, 04]. Les lasers solides à base d'oscillateurs Nd:YAG doublés en fréquence à 532 nm et stabilisés sont aussi largement répandus et comparés entre eux [Picard, 03]. Sur quatre lasers asservis par rapport à la même transition, la dispersion des fréquences mesurées est de 3,5 kHz avec une reproductibilité moyenne de 400 Hz chacun.

En asservissant un laser sur ce type de transitions, dont la fréquence est mesurée de façon absolue, on peut ainsi développer des étalons secondaires de fréquences optiques utilisés pour la mise en pratique du mètre, mais aussi pour de nombreuses applications. Comme nous l'avons vu, les longueurs d'ondes les plus intéressantes se situent dans la gamme 501-514 nm puisqu'on y trouve les largeurs naturelles les plus faibles, avec un avantage tout particulier à cibler les longueurs d'ondes les plus basses. Notons que si la fréquence du laser stabilisé sur une raie moléculaire n'est pas mesurée, on a alors une référence de fréquences optiques.

A-1.2 La spectroscopie de l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) :

A-1.2.a Généralités :

Afin de scruter précisément les transitions hyperfines, il est donc nécessaire d'avoir à sa disposition des sources de lumière émettant dans la gamme de longueurs d'ondes des raies étudiées et dont la largeur de raie doit être plus petite que la largeur de la transition. Ces sources doivent être cohérentes, stables en fréquence et de faible largeur spectrale, donc monomodes longitudinales (ou monofréquences). La lumière issue d'un laser est alors l'outil adéquat. Associé à des systèmes de mesures et de détection performants, le laser permet de sonder précisément ces transitions hyperfines.

C'est l'apparition de techniques de spectroscopie sub-Doppler (s'affranchissant de l'effet Doppler) à la fin des années 1960 qui a permis d'avoir accès à ces structures énergétiques ultimes des molécules [Bordé, 81]. Pour une transition rovibronique donnée, les structures hyperfines de $^{127}\text{I}_2$ s'étendent sur une largeur de l'ordre de la largeur Doppler. La figure A-2 montre une raie élargie par effet et contenant plusieurs transitions hyperfines.

Avant la spectroscopie sub-Doppler, les spectroscopistes ne pouvaient alors détecter que des élargissements ou des asymétries de ces raies rovibroniques. Les nouvelles techniques sub-Doppler ont alors excité l'intérêt des spectroscopistes pour les transitions hyperfines. Des techniques de plus en plus précises avec des résolutions de plus en plus grandes sont peu à peu apparues. L'amélioration des techniques expérimentales et des mesures a alors fortement stimulé l'intérêt des chercheurs pour la compréhension théorique des interactions hyperfines à travers des calculs d'Hamiltoniens de plus en plus complets. Ces Hamiltoniens hyperfins ont ensuite été confrontés aux mesures expérimentales les plus précises. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, ces développements expérimentaux et théoriques ont, de plus, été motivés par l'utilisation métrologique des transitions hyperfines de $^{127}\text{I}_2$ à travers le développement de lasers asservis sur ce type de raies.

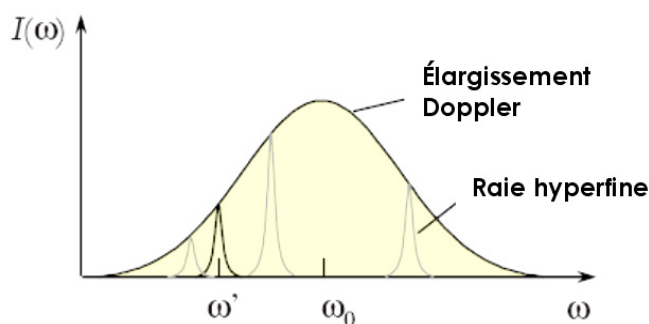


Figure A-2 : Transitions hyperfines dans une raie rovibronique élargie par effet Doppler. Pour les transitions B-X de l'iode moléculaire, une raie élargie par effet Doppler est composée de 15 ou 21 transitions hyperfines.

Le principe de base pour s'affranchir de l'effet Doppler est de sélectionner les atomes appartenant à la même classe de vitesses. Cette condition est réalisée soit par sélection mécanique (excitation transverse à un jet moléculaire, par exemple) soit par des méthodes non-linéaires (spectroscopie d'absorption saturée).

Les techniques de spectroscopie laser sub-Doppler sont donc largement utilisées et en particulier la méthode de spectroscopie non-linéaire d'absorption saturée. De nombreuses

techniques de spectroscopie, s'affranchissant de l'effet Doppler ou non, existent bien sûr suivant le type de molécules à étudier, le type de structure ou la précision voulue, mais il ne s'agit pas ici d'en faire une liste complète. Le lecteur pourra se référer à [Hollas, 82] et [Demtröder, 81]. Attardons-nous juste un instant sur une description simple de la spectroscopie laser d'absorption saturée, à travers un exemple type de montage.

A-1.2.b Spectroscopie laser d'absorption saturée :

Cette méthode exploite l'effet de "Lamb dip" prédit par Lamb en 1964 dans le cadre de la théorie du Maser optique [Lamb, 64]. Ce phénomène apparaît, dans les lasers à gaz monomodes en cavité linéaire (onde stationnaire), sous forme d'une perte de puissance lorsque la fréquence du mode de cavité devient égale à la fréquence de la classe d'atomes de vitesse axiale nulle. Ce phénomène correspond à du "hole burning" spectral, c'est-à-dire à une "surconsommation" de l'inversion de population d'une classe d'atomes particulière (correspondant donc à une fréquence particulière). Un trou est alors creusé dans le profil spectral de l'inversion de population (i.e. le profil de gain), d'où le terme anglo-saxon "hole burning".

On utilise un laser monomode longitudinal, accordable et modulé en fréquence, une cellule contenant le gaz à analyser, des détecteurs (photodiodes) et un système électronique de détection et de traitement des données. Le laser bénéficie d'abord d'une pré-stabilisation à court terme ($\Delta t \ll 1$ s), souvent sur une cavité Fabry-Perot externe. De manière générale, le faisceau issu du laser est séparé en deux. L'un des faisceaux est plus puissant et joue le rôle de faisceau pompe ou saturant. Le second, moins puissant, sert à sonder les molécules, c'est le faisceau sonde. Un exemple de montage est donné sur la figure A-3.

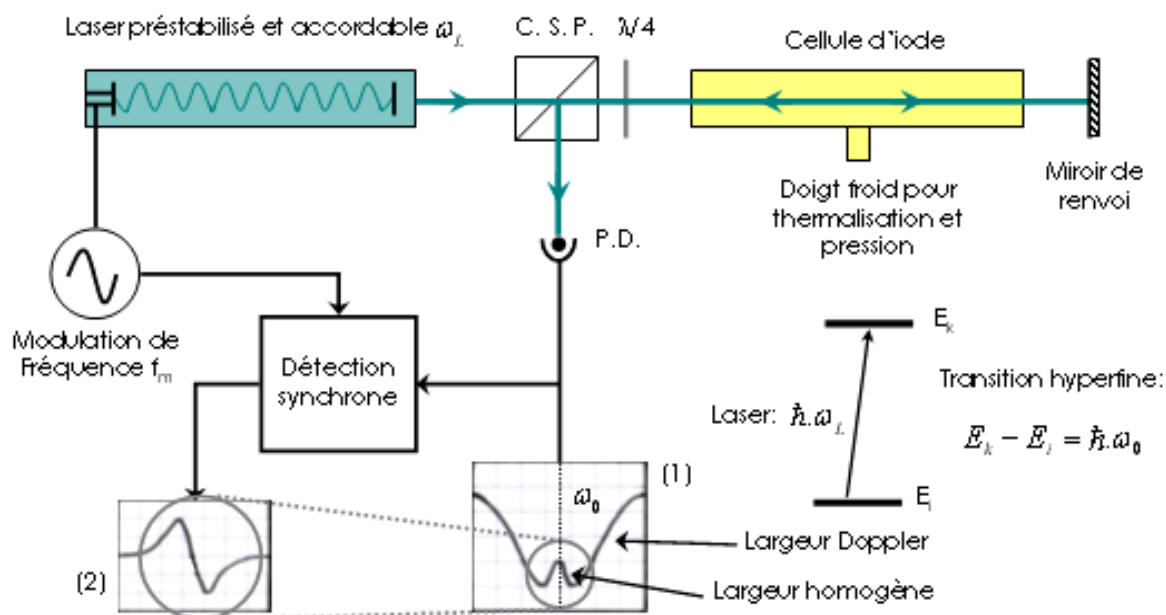


Figure A-3 : Exemple de montage de spectroscopie d'absorption saturée utilisant des faisceaux sonde et saturant contrapropagatifs (C. S. P. Cube séparateur de polarisation - P.D. Photodétecteur).

Le faisceau laser est envoyé dans la cellule d'iode. Lors du premier passage, il joue le rôle de faisceau pompe (saturant) et sélectionne les molécules de classe de vitesses

$V_z = \frac{c(\omega_L - \omega_0)}{\omega_0}$ dans le profil Doppler. Le faisceau pompe sature l'absorption de l'iode à la

fréquence ω_L . Le faisceau transmis puis réfléchi par le miroir de renvoi joue, lui, le rôle de faisceau sonde. Il est possible de rajouter un atténuateur entre la cellule et le miroir de renvoi pour ajuster la puissance du faisceau sonde. Le faisceau sonde est absorbé de façon non saturée par les molécules d'iode. Le faisceau sonde va donc sélectionner les molécules de classe de vitesses $-V_z$. Le signal du faisceau sonde transmis est observé avec le photodétecteur. En balayant la fréquence du laser, la condition de résonance (obtenue lorsque les deux ondes pompe et sonde excitent la même classe d'atome) est vérifiée pour $\omega_L = \omega_0$ et $V_z = 0$. A cette fréquence, le faisceau sonde interagit avec moins de molécules d'iode, puisque l'absorption des molécules de classe $V_z = 0$ a été saturée par le faisceau pompe. Le signal d'absorption détecté est donc moins creusé à $\omega_L = \omega_0$ (signal (1) figure A-3). Le signal est détecté de façon synchrone pour obtenir la signature d'une transition (signal (2) figure A-3). Le trou creusé dans la raie Doppler a une largeur à mi-hauteur approximativement égale à la largeur homogène de la transition hyperfine excitée.

Les techniques sont sans cesse en évolution pour s'affranchir de tous les bruits de fréquences et perturbations possibles, surtout pour la mesure de raies peu intenses. Actuellement, de nombreuses expériences utilisent des montages de spectroscopie par modulation de fréquence du laser à une fréquence élevée comparée à la largeur de la transition [Bjorklund, 80].

D'autres types de mesures sont complémentaires aux mesures de spectroscopie d'absorption saturée. La spectroscopie Raman stimulée, par exemple, permet de mesurer des écarts d'énergie entre niveaux hyperfins, ce qui donne des informations complémentaires sur la structure hyperfine de l'iode [Wallerand, 99].

La spectroscopie laser à haute résolution permet donc de sonder de façon très précise et sensible les transitions optiques des molécules ou autres ions ou atomes. Les transitions hyperfines de faibles largeurs spectrales peuvent ensuite être appliquées à l'asservissement et la stabilisation de lasers en fréquence. Ces lasers stabilisés deviennent de potentiels étalons secondaires de fréquences (ou de longueurs d'ondes).

A-1.3 Asservissement de lasers en fréquence-référence de fréquence :

Pour développer une référence de fréquences optiques, on utilise un montage de spectroscopie d'absorption saturée, dont le signal détecté et traité est utilisé pour asservir la fréquence du laser. Un schéma de principe est représenté sur la figure A-4 suivante.

La référence de fréquence utilisée pour l'asservissement est une transition optique d'un atome, d'un ion ou d'une molécule, puisque ces propriétés physiques sont invariantes dans le temps à pression et température données.

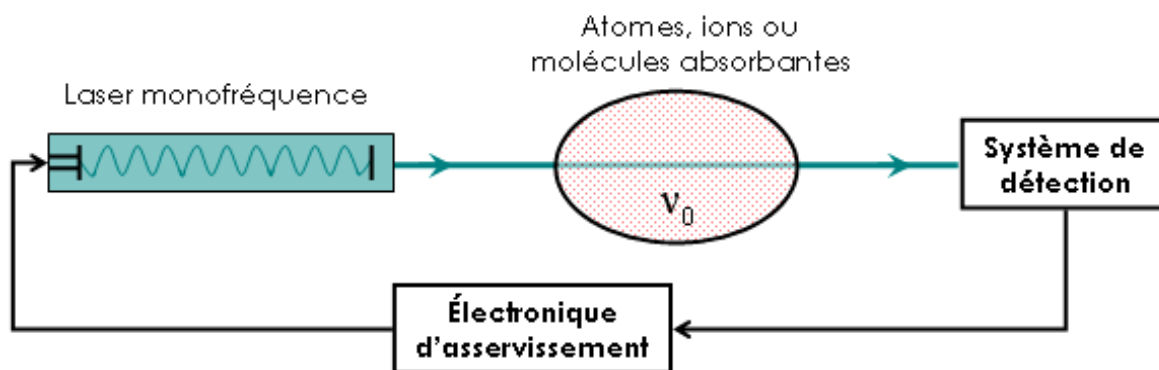


Figure A-4 : Schéma de principe d'un étalon de fréquences optiques. La fréquence du laser asservi correspond à la fréquence ν_0 de la transition des molécules absorbantes utilisées comme référence.

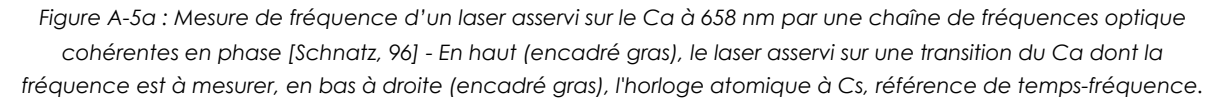
Les absorbants peuvent être contenus dans une cuve (comme souvent pour l'iode moléculaire), dans un jet, stockés dans un piège électromagnétique (ions) ou relâchés d'un piège magnéto-optique. Comme pour la spectroscopie d'absorption, si la fréquence du laser est accordée sur une résonance atomique ou moléculaire, une partie de la puissance est transférée du laser à l'absorbant et une raie d'absorption est détectée. Le système de détection convertit le signal d'absorption en un signal d'erreur utilisé par le système d'asservissement pour asservir la fréquence du laser au centre de la raie d'absorption.

Les raies de référence avec un facteur de qualité $Q = \nu / \delta\nu$ important ($\delta\nu$ est la largeur de la transition à la fréquence ν), ainsi qu'avec la plus faible dépendance possible de leur fréquence avec des champs extérieurs ou avec les collisions sont les plus avantageuses.

Historiquement, seuls quelques lasers à gaz (He-Ne, argon, ou CO₂) étaient disponibles, et donc utilisés, pour les applications d'étalons de fréquence. Seules les transitions d'absorption de molécules coïncidant avec le spectre d'émission de ces sources pouvaient alors être sélectionnées comme raies de référence pour la stabilisation. Ces raies étaient fournies par le spectre dense de la molécule d'iode dans le visible et le proche infrarouge et par les raies des composés CH₄, CO₂, SF₆ ou OsO₄ dans l'infrarouge. Les développements dans les domaines des diodes lasers, des matériaux laser et non linéaire ont contribué l'apparition de sources accordables à de nombreuses longueurs d'ondes permettant un choix plus souple de transitions de référence. Les nombreux progrès et développements dans le domaine des lasers solides pompés par diode couplés à la génération d'harmoniques par optique non linéaire y ont notamment fortement contribué [Picard, 03], [Hall, 99], tout comme nous le verrons pour la mesure absolue de fréquences.

A-1.4 Mesures absolues de fréquences-étalon de fréquences :

La fréquence d'une transition détectée dans les mesures spectroscopiques ou utilisée comme référence dans un laser asservi est mesurée par rapport à une référence absolue. Cette référence de fréquence est prise par rapport à une horloge à fontaine atomique de ¹³³Cs, étalon primaire de temps-fréquence. A partir de cette référence à 9,192 GHz, de nombreux étages de conversions de fréquences étaient jusqu'alors nécessaires pour atteindre le domaine optique [Schnatz, 96], comme on peut le voir sur la figure A-5a.



² Le taux de répétition est fixé par la longueur de l'oscillateur.

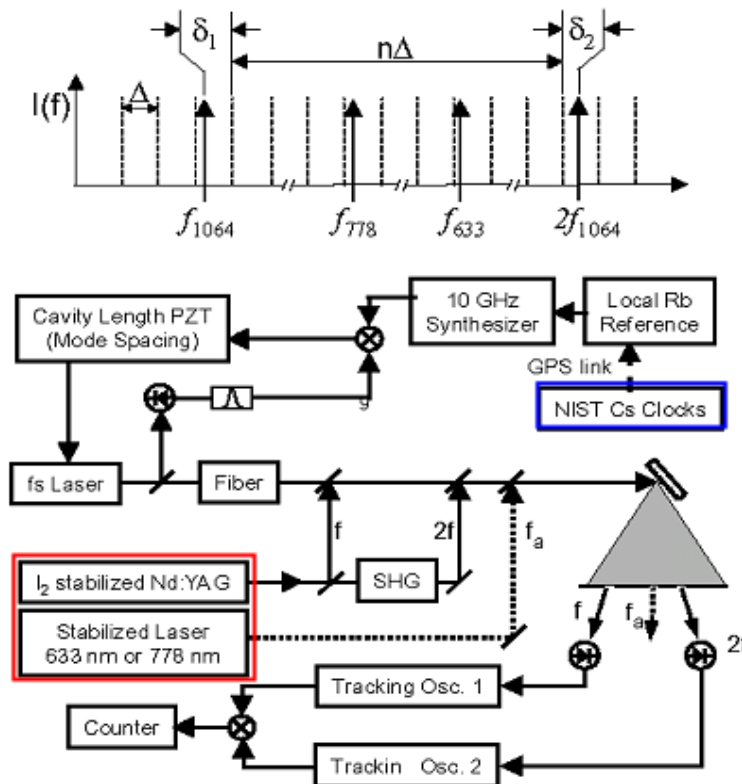


Figure A-5b : Chaînes de mesures de fréquences de lasers stabilisés à 532, et 633 ou 778 nm par peigne de fréquences d'un oscillateur femtoseconde [Diddams, 00] - A gauche(encadré gras) les lasers dont les fréquences sont à mesurer, à droite (encadré gras) l'horloge atomique à Cs de référence.

On peut citer, par exemple, la chaîne de fréquences du Laboratoire de Physique des Lasers (L.P.L.) de Villetaneuse (Université Paris 13), qui prend comme référence la fontaine atomique du B.N.M.-S.Y.R.T.E. basée à l'Observatoire de Paris. Le signal de référence primaire est transporté de l'Observatoire de Paris vers le L.P.L., via une liaison par fibre optique de 43 km, où il est utilisé comme référence pour calibrer le peigne de fréquence synthétisé par un oscillateur saphir dopé au titane (Ti:Sa) [Amy-Klein, 04].

A-I.5 Applications des lasers asservis :

Les lasers asservis en fréquence trouvent de nombreuses applications dans tous les domaines qui requièrent une grande précision de mesure. Donnons-en ici quelques exemples généraux qui ne sont pas forcément spécifiques aux transitions à 500 nm.

Dans des domaines fondamentaux, ils sont l'outil adéquat pour la mesure de constantes fondamentales, tels que la constante de Rydberg ou la constante de Boltzmann k_B , et le test de leur variation dans le temps. La constante de Rydberg et le test de sa variation, par exemple, peuvent être déterminée par la spectroscopie hyperfine de l'hydrogène révélant les transitions de Balmer dans le visible. De tels travaux sont en cours par exemple au L.P.L. de Villetaneuse. Ils sont aussi utilisés pour des tests de physique fondamentale, par exemple la validation du modèle de l'Electrodynamique Quantique ou encore des tests du modèle standard. Ces lasers sont aussi l'instrument de base pour les mesures du champ de gravité terrestre que ce soit sur des interféromètres spatiaux, tels que la mission LISA de l'Agence Spatiale Européenne, ou terrestres avec l'interféromètre VIRGO.

Concernant l'iode et sa spectroscopie ultra précise, un laser asservi avec une faible largeur de raie (< 1 kHz) pourrait permettre de mesurer avec précision le doublet de recul de l'iode, apparaissant dans les expériences de spectroscopie d'absorption saturée. Dans ces expériences, la transition entre le niveau fondamental et le niveau excité satisfait à la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Il apparaît alors deux fréquences de résonances décalées de $2\delta\nu$, avec $\delta\nu = \hbar\omega_0^2/2Mc^2 \approx 3\text{kHz}$ (où ω_0 est la pulsation de la transition considérée et M la masse de la molécule d'iode). Ce décalage en fréquence de $\pm\delta\nu$ par rapport à la fréquence fondamentale correspond à l'effet de recul de la molécule, soit en absorption, soit en émission [Camy, 85]. Il serait intéressant de pouvoir résoudre ce doublet de recul avec un laser asservi ayant une largeur de raie inférieure au décalage.

Outre leur intérêt pour ce type de recherches fondamentales, de telles sources intéressent aussi les industriels des télécommunications optiques (lasers asservis autour de $1,5\text{ }\mu\text{m}$) ou encore les spécialistes du système de positionnement terrestre G.P.S. (Global Positionning System).

A-I.6 Intérêts des lasers solides pompés par diode laser :

Comme nous l'avons vu, les intérêts des lasers monofréquences autour de 500 nm sont nombreux et en particulier pour le développement d'étalons secondaires de fréquences optiques. Ce type d'étalons peut être utilisé pour de nombreuses applications. Néanmoins, il doit y avoir une certaine adéquation entre l'outil (ici la source laser asservie et stabilisée), l'application et l'utilisateur. Ainsi, l'utilisateur n'est en général pas un spécialiste des lasers et demande donc une prise en main et une utilisation des plus simples ainsi qu'un entretien minimum. L'encombrement et la robustesse seront aussi deux points très importants dans le cas d'une source transportable par exemple, et encore plus pour une source spatialisable ! Enfin, il est évident que la consommation électrique doit être réduite au maximum tout en gardant des puissances de sortie de plusieurs dizaines de mW.

Jusqu'à présent, autour de 500 nm ($501\text{--}515\text{ nm}$), seuls les lasers à argon ionisés pouvaient être utilisés, puisque ce sont quasiment les seules³ sources émettant en régime continu à ces longueurs d'ondes. Ils ont ainsi permis d'étudier les transitions prometteuses de l'iode et de faire de nombreuses mesures de fréquences et de largeurs de raies. Néanmoins, comme le soulignent F. Du Burck et ses collègues du L.P.L. [Du Burck, 04], c'est le manque de stabilité intrinsèque des lasers à gaz qui limite la précision et la stabilité des sources asservies sur l'iode à 500 nm . La raie d'émission du laser à argon étant beaucoup plus faible à 501 nm qu'à 514 nm (rapport des puissances monofréquences $\approx 17\%$), après stabilisations, il reste peu de puissance disponible à 501 nm , ce qui donne des rapports signal/bruit faibles limitant la précision des mesures.

L'utilisation de lasers solides pompés par diode permet un gain de stabilité, d'encombrement et une réduction de la puissance électrique consommée. Comme nous l'avons brièvement vu précédemment, de tels lasers sont déjà utilisés à 532 nm avec des lasers monolithiques Nd:YAG doublés en fréquence.

³ Je ne parlais pas ici des lasers à colorants qui, bien que pouvant émettre à ces longueurs d'ondes, ne sont pas adaptés au problème ici posé, de sources compactes, stables et faciles d'utilisation et d'entretien.

A travers ces quelques considérations, on voit tout l'intérêt que peuvent apporter les lasers solides pompés par diode. Le premier⁴ intérêt des lasers solides est le faible encombrement du milieu amplificateur, comparé aux tubes de gaz de longueurs supérieures à la dizaine de centimètres. Si on considère tout d'abord les cristaux massifs, les tailles caractéristiques s'étalent de la centaine de micromètres pour la technologie du disque mince (dites du "thin-disk") [Brauch, 95] au centimètre pour des barreaux de Nd:YAG⁵. Les fibres optiques dopées sont, en générale, longues, mais sont souples, ce qui laisse plus de liberté quant à leur agencement. Un autre type de milieu amplificateur de type solide sont les structures semi-conductrices à puits quantiques et émission par la surface, souvent appelées VECSEL pour "Vertical External-Cavity Surface-Emitting Lasers". L'épaisseur de la structure, composée de puits quantiques et d'un miroir de Bragg, est alors de quelques micromètres [Troppe, 04].

Le deuxième intérêt des lasers solides est la possibilité de pomper ces milieux amplificateurs par des diodes laser. Cela permet un gain de place, mais surtout une meilleure conversion des photons de pompe vers les photons lasers, à travers un très bon recouvrement spectral et un recouvrement spatial optimum des faisceaux en pompage longitudinal. En outre, les diodes lasers ont des rendements électrique-optique excellents (>40%), de longues durées de vie et sont des composants robustes.

Les lasers solides présentent aussi des rendements de conversion élevés. Alors que les lasers à argon offrent des puissances optiques de l'ordre du watt pour une consommation électrique de l'ordre de 10 kW (rendement électrique-optique 0,01%), les lasers solides peuvent avoir des rendements optique-optique jusqu'à 50% soit une conversion électrique-optique de l'ordre de 20% en pompage par diode laser.

Enfin, ce qui est l'intérêt particulier des sources solides pour les applications visées, c'est leur propriété intrinsèque de stabilité comparée aux lasers à gaz. Ainsi, les lasers solides pompés par diode sont des sources compactes, stables, efficaces, simples d'utilisation et d'entretien et de longue durée de vie. De plus, ce type de laser ne nécessite pas forcément de système de refroidissement à eau ou à air comme c'est le cas pour les lasers à argon ionisé.

A-I.7 Puissances et types de lasers utilisés pour les applications sur $^{127}\text{I}_2$:

Afin de ne pas engendrer d'élargissements de raie supplémentaires dus à des puissances trop élevées, l'intensité du faisceau pompe doit être inférieure à l'intensité de saturation des transitions de l'iode, qui est de l'ordre de 15 W.cm^{-2} . En considérant un faisceau gaussien d'un mm de diamètre dans la cellule d'iode, une puissance de 10 mW correspond à une intensité de $2,5 \text{ W.cm}^{-2}$.

Au début des expériences de spectroscopie d'absorption saturée, les puissances nécessaires étaient de l'ordre de quelques mW, pour une taille de faisceau dans la cellule de 0,34 mm [Levenson, 72]. Avec les progrès technologiques, surtout en terme de détection, les faisceaux utilisés actuellement ont des diamètres de l'ordre de un à plusieurs centimètres tout en gardant des puissances de quelques mW. En outre, les pressions du gaz dans la cellule

⁴ Si tant est qu'un classement des avantages des lasers solides pompés par diode, par rapport à d'autres types de sources lasers, puisse être établi !

⁵ Ceci est vrai en pompage par diode, alors qu'en pompage par lampes flash, les barreaux peuvent atteindre plusieurs cm de long.

sont en général inférieures au Pascal pour limiter l'élargissement supplémentaire des transitions par collisions des molécules d'iode.

Actuellement, ce sont des lasers à argon ionisé qui sont utilisés pour étudier la spectroscopie de l'iode autour de 501,7 nm et de 514 nm [Bordé, 81]. Les lasers à argon peuvent émettre sur plusieurs raies discrètes, mais les puissances délivrées à chaque longueur d'onde dépendent bien sûr du gain de l'argon ionisé à la transition correspondante. Notamment, la raie à 501 nm est beaucoup plus faible que la raie à 514 nm. Par exemple, un laser argon émettant 1,5 W à 514 nm ne fournira qu'une cinquantaine de mW à 501 nm.

Les lasers à base de saphir dopé au titane (Ti:Sa) doublés en fréquence sont aussi utilisés dans la gamme 500-532 nm [Cheng, 02], mais ce type de laser solide doit être pompé par un laser argon multi-raies ou par un Nd:YAG doublé en fréquence à 532 nm et n'apporte pas d'avantages en terme de compacité et de simplicité. Autour de 532 nm, des lasers solides monolithiques à base de Nd:YAG doublés en fréquence sont très utilisés du fait de leur grande stabilité intrinsèque [Hong, 02]. C'est d'ailleurs ce type de source qui a permis d'obtenir la meilleure stabilité en fréquence pour un asservissement sur l'iode moléculaire [Hall, 99].

Les puissances utiles (après asservissements et stabilisation) sont de l'ordre de quelques mW, disons typiquement 10 mW, mais il est nécessaire de disposer de puissances supérieures avant asservissement, typiquement 50 mW. Cette dernière valeur dépend néanmoins de la stabilité intrinsèque de la source de départ non stabilisée. Une source peu stable au départ devra être plus puissante pour fournir une puissance utile correcte après asservissements et stabilisation.

A-II État de l'art des lasers solides bleu-vert [450-550 nm] pompés par diode :

Dans cette partie, nous allons dresser un état de l'art, aussi complet que possible, des lasers solides pompés par diode et émettant dans le spectre bleu-vert entre 450 et 550 nm. Nous aurons ainsi une idée globale des solutions possibles pour émettre dans cette gamme de longueurs d'ondes. Nous verrons dans la partie suivante lesquelles de ces solutions peuvent être appliquées spécifiquement à 501,7 nm.

Dans un premier temps, nous présentons ce qui se veut être la solution la plus simple de mise en oeuvre, à savoir les lasers émettant directement dans le bleu-vert, parmi lesquels les diodes lasers visibles ou les lasers solides pompés par diode émettant directement dans le visible. Nous terminerons par toute la diversité des lasers infrarouge dont le rayonnement est converti vers le visible par des processus non linéaires, tels que le doublement de fréquence ou la somme de fréquences. Les milieux amplificateurs peuvent alors être des semiconducteurs, des cristaux massifs ou des fibres.

A-II.1 Lasers émettant directement dans le bleu-vert :

A-II.1.a Les diodes laser visibles :

Le développement de diodes lasers émettant directement dans le bleu-vert est un énorme et attrayant challenge technologique, puisque ces produits visent à terme des marchés à gros volumes tels que le stockage de l'information (notamment avec les lecteurs/graveurs DVD) ou les imprimantes laser à haute résolution. Les matériaux semiconducteurs émettant à ces longueurs d'ondes sont de deux types. Du fait de leurs accords de mailles, les composés à base de ZnSe peuvent être épitaxiés sur des substrats de GaAs et les composés GaN dont la croissance peut être effectuée sur substrats SiC (figure A-6).

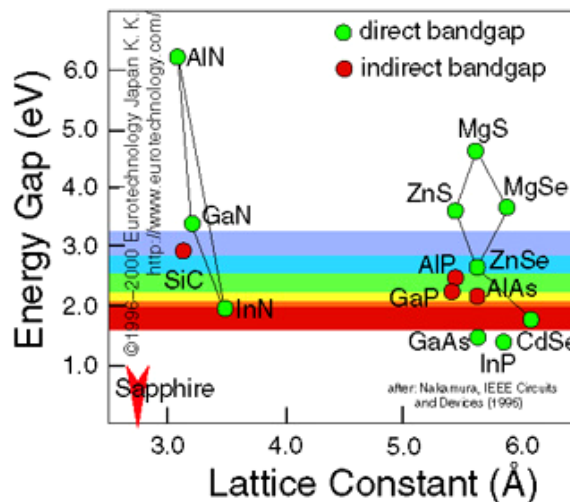


Figure A-6 : Énergie de gap (en eV) et paramètre de maille (Å) pour divers composés semiconducteurs binaires III-V (type GaAs) et II-VI (type ZnSe).

Les premières diodes laser bleues, apparues en 1991, fonctionnaient uniquement à basse température autour de 77 K et en régime impulsionnel. En utilisant des composés ZnCdSe plusieurs centaines de mW ont par exemple été obtenus autour de 500 nm à 77 K, mais les

structures ne fonctionnaient à température ambiante uniquement avec des seuils très élevés et avec de très courtes durée de vie [Jeon, 91]. A température ambiante, les puissances sont bien moindres, autour de 1 à 2 mW et la durée de vie ne dépasse pas la centaine d'heures [Taniguchi, 96].

Pour les matériaux à base de GaN, peu à peu, avec les développements en physique des semiconducteurs et dans les techniques de croissance et de dopage, l'émission laser à température ambiante a été possible. La saga des diodes laser bleues à base de InGaN a notamment été contée par Shuji Nakamura, leur "inventeur" dans [Nakamura, 00]. Des produits commerciaux émettant plusieurs dizaines de mW sont actuellement sur le marché, développés par la société Nichia, mais seulement autour de 400-415 nm. Nichia propose aussi des échantillons à plus hautes longueurs d'ondes (≈ 475 nm) émettant quelques mW (<http://www.nichia.com/fr/product/laser-main.html>).

Ces diodes peuvent aussi être montées en cavité externe pour rendre leur rayonnement monomode longitudinal. Ainsi, il est possible d'obtenir plus de 20 mW d'une émission monomode longitudinale à 410 nm à partir d'une diode GaN [Hildebrandt, 03]. Cependant, il semble qu'actuellement, les longueurs d'ondes maximales accessibles à température ambiante se situent autour de 475 nm.

A-II.1.b Lasers à cristaux massifs et fibres :

Il existe peu de milieux amplificateurs solides qui puissent être pompés par diode et qui présentent des transitions d'émission laser dans le bleu-vert. Il en existe néanmoins de deux types, les lasers utilisant des cristaux dopés au praséodyme (Pr) directement pompés dans le bleu-violet et les lasers dits "à upconversion" pompés dans l'infrarouge proche et utilisant souvent des cristaux ou des fibres codopés par deux ions actifs différents.

Cristaux dopés Praséodyme directement pompés par diode :

Dans la série des lasers classiques avec des transitions à trois ou quatre niveaux selon un schéma de pompage "direct"⁶, le cristal de LiYF_4 (YLF) dopé au praséodyme $\text{Pr}^{3+}:\text{YLF}$, peut être pompé par diode autour de 444 nm et émettre à plusieurs longueurs d'ondes du spectre visible dans le bleu, le vert, l'orange ou le rouge, selon un schéma à quasi-trois niveaux. La figure A-7 (d'après [Richter, 04]) montre le schéma des niveaux d'énergie mis en jeu. Jusqu'à présent, l'émission dans le bleu n'a pas encore été démontrée à cause de contraintes techniques.

La faible puissance des diodes bleues et leur faible variation de longueur d'onde par la température ($\approx 0,07 \text{ nm.K}^{-1}$) ne permettent pas d'atteindre les densités de puissances de pompe nécessaires pour obtenir du gain dans le bleu, mais sont tout de même suffisantes pour que l'émission laser dans le rouge soit possible. De cette manière, près de 2 mW de rouge à 640 nm ont été obtenus avec une diode de pompe émettant 25 mW à 442 nm en utilisant un cristal de 7 mm de long [Richter, 04].

⁶ Pour lequel un photon de pompe peut générer un photon laser.

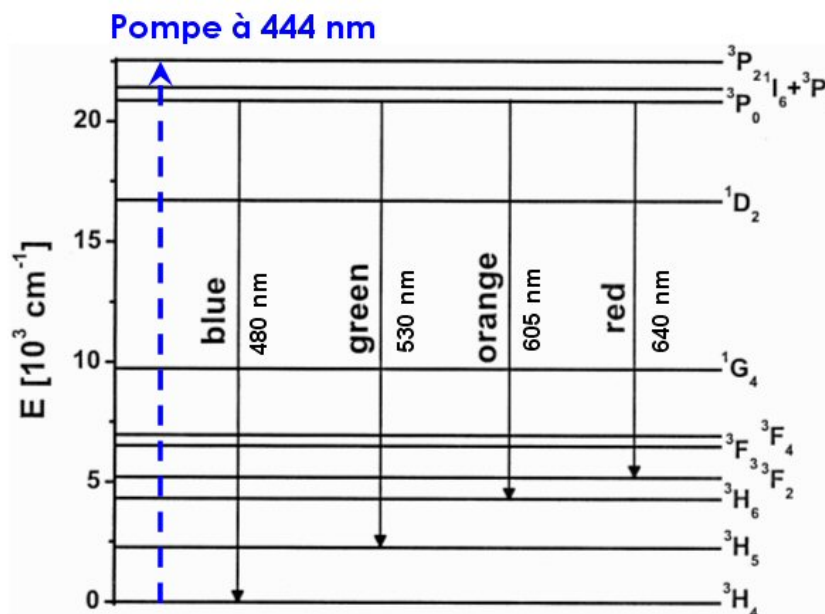


Figure A-7 : Schéma d'énergie du Pr:YLF dans le domaine visible.

Pour une émission dans le rouge, le laser fonctionne selon un schéma à 4 niveaux, alors que l'émission dans le bleu fonctionnerait selon un schéma à 3 niveaux. Or, pour atteindre les longueurs d'ondes bleues et vertes, il est nécessaire de saturer l'absorption du cristal et de dépeupler au maximum les niveaux de plus basses énergies⁷. Comme le précisent les auteurs, les résultats obtenus sont encore non optimisés puisque la longueur d'onde d'émission de la diode de pompe (442 nm) n'est pas tout à fait accordée sur le maximum d'absorption du Pr:YLF (444 nm). L'absorption ne peut pas alors être saturée suffisamment pour obtenir du gain aux faibles longueurs d'ondes et l'émission laser a alors lieu dans le rouge. Même si ces résultats ne rentrent pas dans la gamme de longueurs d'ondes répertoriées dans cet état de l'art, ils valent bien d'être notés puisqu'une optimisation des composants (longueur d'onde, puissance de la diode de pompe et dopage du cristal laser) permettrait sans doute d'obtenir une émission dans le vert (530 nm) ou dans le bleu (490 nm). De plus, il semble que ce soit le premier laser solide continu visible pompé par une diode bleue.

Lasers à "upconversion" :

Dans la plupart des lasers, la longueur d'onde d'émission laser est plus grande que la longueur d'onde de pompage utilisée pour créer l'inversion de population. C'est le cas de tous les lasers qui utilisent un processus de pompage "direct" dans lequel un photon de pompe peut générer un photon laser, comme dans le paragraphe précédent. Mais d'autres schémas de pompage existent (figure A-8) dans lesquels deux ou plus de deux photons de pompe sont utilisés pour amener un ion actif dans un niveau excité, tel que l'émission laser se fasse à une longueur d'onde plus petite que la longueur d'onde de pompe (i.e. l'énergie d'un photon laser est supérieure à l'énergie d'un photon de pompe).

⁷ Nous reviendrons sur ces considérations dans la partie B dédiée aux cristaux dopés ytterbium.

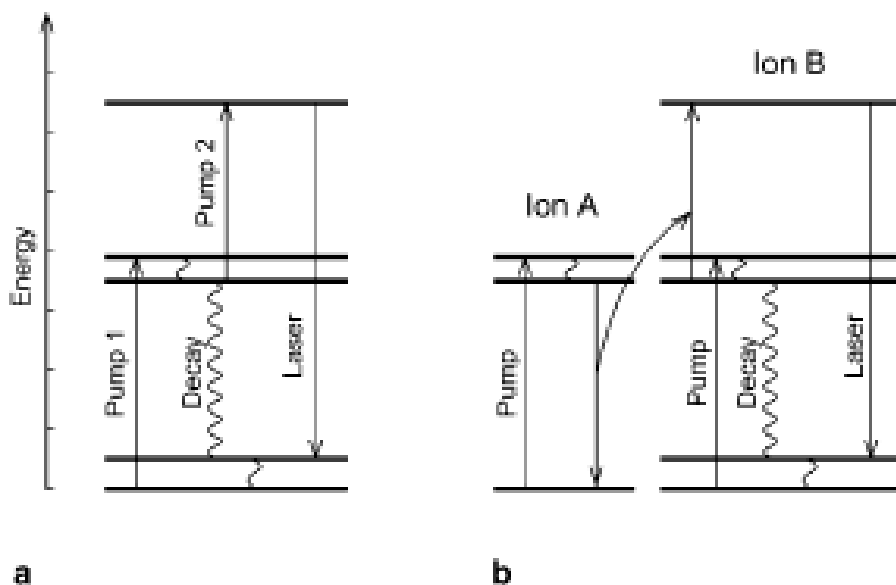


Figure A-8 : Processus d'upconversion : a) absorption par les états excités dans un ion dopant seul - b) transfert d'énergie d'un ion codopant A vers l'ion actif B et absorption par les états excités.

C'est le cas des lasers dits à "upconversion" (conversion vers les états excités) qui, par des phénomènes de transferts d'énergie entre ions actifs voisins et/ou d'absorption par les états excités (ESA pour "Excited State Absorption") produisent une émission dans le spectre visible à partir d'une excitation dans le domaine infrarouge. Les processus d'upconversion peuvent avoir lieu dans des cristaux dopés par un seul type d'ions, mais nécessitent généralement d'être refroidis à des températures cryogéniques pour être efficaces et/ou d'utiliser deux longueurs d'ondes de pompe (figure A-8-a). En effet, le temps de vie des niveaux augmente quand la température diminue, l'absorption d'un photon de pompe par un ion déjà sur un niveau excité est alors plus probable à basse température. De plus, la quasi-totalité des résultats reportés dans la littérature sont obtenus en utilisant des sources de pompe fournissant un faisceau gaussien TEM₀₀ et non pas en utilisant des diodes laser. Citons juste le cas du YAG dopé au thulium (Tm³⁺:YAG) ou du YLF (LiYF₄) dopé par des ions erbium (Er³⁺:YLF) opérant à des températures de quelques dizaines de Kelvin. Pour le Tm:YAG, le pompage était réalisé par deux lasers émettant à deux longueurs d'ondes (un oscillateur Ti:Sa à 785 nm et un laser à colorant à 638 nm) pour réaliser correctement les transferts d'énergie [Scott, 93]. L'émission avait alors lieu à 486 nm mais les puissances reportées sont de quelques μ W pour plusieurs centaines de mW de pompe. Le cristal de Er:YLF, lui, a permis d'obtenir plusieurs centaines de mW à 550 nm à une température de 50 K [McFarlane, 91].

Quelques publications présentent quand même des résultats à température ambiante en utilisant des cristaux massifs dopés par un seul type d'ions et pompés par diode laser. Un cristal de Er³⁺:LiLuF₄ a été utilisé pour émettre à 552 nm et à température ambiante [Heumann, 02]. Un schéma de pompage multipassages est utilisé pour augmenter la densité de puissance de pompe. Des puissances de l'ordre de 200 mW ont été obtenues en pompage par un laser à saphir dopé au titane. La puissance laser chute à 8 mW en pompage par diode du fait du moins bon recouvrement spectral et de la divergence plus importante d'une telle source, ce qui diminue fortement la densité de puissance de pompe moyenne.

Les mêmes types de processus apparaissent de manière plus efficace en co-dopant les matériaux avec deux types d'ions (figure A-8-b). L'un des ions, le co-dopant, est utilisé pour absorber les photons de pompe. L'énergie acquise par ces ions est ensuite transférée vers les ions actifs ayant des propriétés laser et présentant aussi de l'absorption par les états excités. Pour que ces processus soient efficaces, il faut de grandes densités de puissances de pompes et des matériaux ayant de nombreux niveaux métastables, pour multiplier les interactions possibles. Ainsi, la plupart des solutions démontrées utilisent des fibres dopées plutôt que des cristaux massifs, puisque de grandes densités de puissances sur de grandes longueurs d'interaction sont alors obtenues. Citons quand même les résultats obtenus avec des cristaux massifs Yb-Tm:BaY₂F₈ en pompage par diode [Thrash, 94]. L'oscillation laser a été observée en régime impulsif à 456 et 512 nm en utilisant deux diodes de pompes de 100 mW chacune à 960 nm avec un seuil d'oscillation laser à 190 mW.

Dans la plupart des cas, les fibres utilisées sont des fibres en verres de fluorure et particulièrement les fibres de fluorozirconates ZBLAN (fluorures de zirconium, de baryum, de lanthane, d'aluminium et de sodium) ayant de nombreux niveaux métastables. Ce type de fibre présente notamment des énergies des modes fondamentaux de vibrations du réseau (phonons) de l'ordre de 580 cm⁻¹, contre 1100 cm⁻¹ dans la silice. Ces phonons permettent en particulier de coupler non radiativement les niveaux d'énergie métastables entre eux, c'est-à-dire qu'ils permettent à un ion sur un niveau excité de "descendre" sur un niveau moins excité. On comprend donc que plus cette énergie de phonons est petite et plus les transferts entre niveaux métastables pourront être nombreux et divers [Monerie, 02].

On peut noter en particulier les résultats obtenus à l'Université de Jena (Allemagne) dans des fibres de ZBLAN co-dopées par de l'Ytterbium et du Praséodyme [Zellmer, 99]. Une puissance de 165 mW a été obtenue dans le bleu à 491 nm pour une puissance de pompe de 1,6 W incidente à 850 nm. Néanmoins, la source de pompe utilisée ici est un laser à saphir dopé au titane (Ti:Sa) produisant un faisceau de pompe idéal (limité par la diffraction - $M^2=1$) qui peut être facilement couplé dans la fibre. Les tests en pompage par diode ont permis d'obtenir 8 mW de bleu pour 200 mW de puissance de pompe. Le même genre de fibre a été utilisé pour émettre soit dans le bleu (490 nm), soit dans le vert (520 nm), soit dans le rouge (630 nm) suivant la longueur de la fibre ou la puissance de pompe [Xie, 95]. Plus récemment, on trouve aussi des résultats intéressants avec des fibres de ZBLAN dopées par des ions thulium. Le pompage se fait autour de 1,1 µm par l'intermédiaire d'un laser à fibre dopée ytterbium délivrant 15W en régime continu. Pour 3W de puissance de pompe absorbée, les auteurs rapportent un maximum de 240 mW de bleu à 480 nm [Faucher, 04].

De tels systèmes laser peuvent donc se révéler performants si le faisceau de pompe peut être efficacement couplé dans la fibre. Toutefois, ces matériaux n'émettent pas dans le domaine de longueurs d'ondes qui nous intéresse (500-514 nm). Les fibres utilisant un dopage au thulium ou un codopage ytterbium/thulium émettent à 455 nm ou 480 nm, le dopage praséodyme ou ytterbium/ praséodyme donnent lieu à une émission à 490 nm ou supérieure à 520 nm, et le dopage erbium, ainsi que le dopage par des ions Holmium (Ho³⁺), produisent une émission dans le vert autour de 550 nm [Risk, 03]. Enfin, leur efficacité plutôt faible en pompage par diode laser rend difficile une émission monomode longitudinale, nécessitant l'insertion d'éléments introduisant des pertes.

A-II.2 Lasers solides infrarouge et processus non linéaires :

A-II.2.a Cristaux massifs émettant dans l'IR et doublés en fréquence :

De très nombreuses sources à base de cristaux massifs émettant dans le proche infrarouge et doublées en fréquence existent. Cette solution est d'ailleurs largement la plus répandue pour le développement des lasers commerciaux. Nous n'allons pas pouvoir ici faire une revue complète de toutes les solutions utilisées et de toutes longueurs d'ondes obtenues. Nous allons présenter ici les trois grandes familles permettant d'atteindre la plage de longueurs d'ondes visibles 450-550 nm. Nous avons tout d'abord l'inévitable cristal de saphir dopé au titane (Ti:Sa), puis la famille des cristaux dopés par l'ion néodyme avec notamment les Nd:YAG et Nd:YVO₄ (ou encore le Nd:GdVO₄) et enfin les cristaux dopés par l'ion ytterbium.

Le cristal de Ti:Sa :

Le cristal de Ti:Sa (Ti³⁺:Al₂O₃) est largement utilisé dans de nombreux domaines requérant soit une grande gamme d'accordabilité, soit la génération d'impulsion ultracourtes, puisque son spectre d'émission s'étale d'environ 700 nm à plus de 1000 nm. L'association d'un laser à argon ionisé pompant un oscillateur Ti:Sa est très largement répandue dans de nombreux laboratoires. Avec l'arrivée sur le marché de lasers pompés par diode émettant à 532 nm (Nd:YAG doublé en fréquence par exemple), le cristal de Ti:Sa devient un matériau que l'on peut pomper (indirectement) par diode laser permettant le développement de sources plus compactes et plus économiques. Le maximum du spectre d'émission du Ti:Sa se situant autour de 800 nm, nombre de publications relatent le doublement de fréquence de ces laser pour atteindre 400 nm, puis utilisent la génération de troisième harmonique pour atteindre le domaine UV [Sayama, 97]. Le même principe de doublement de fréquence peut facilement être appliqué autour de 1 µm pour obtenir une émission autour de 500 nm, comme dans l'expérience de spectroscopie de l'iode de Cheng et al. [Cheng, 02]. Son principal inconvénient est qu'il doit être pompé soit par un laser à Argon (encombrant, grand consommateur d'énergie, ...), soit par un laser commercial de type Nd:YAG doublé en fréquence à 532 nm qui reste coûteux face à une diode laser.

Les cristaux dopés au Nd :

Les cristaux dopés par des ions néodyme (Nd³⁺) sont très utilisés en pompage par diode depuis le début des années 1980 et l'apparition des diodes lasers autour de 808 nm. Leurs principales raies d'émissions se situent autour de 1300 nm, 1050-1060 nm et 910-940 nm. Ainsi, l'émission dans le bleu-vert est obtenue par doublement de fréquence des raies à 1064 nm ou 946 nm du Nd:YAG par exemple. De tels lasers peuvent fournir plus de 3W watts à 532 nm à partir de 14W de puissance de pompe à 808 nm [Martin, 96]⁸, alors que l'émission dans le bleu à 473 nm par doublement de la raie à 946 nm donne lieu à des puissances de 2,8 W pour 21 W de puissance de pompe [Czeranowsky, 03]. La différence de rendement peut s'expliquer par le caractère 3 niveaux de la raie à 946 nm face à un laser plus efficace à 4

⁸ Notons tout de même que de tels lasers existent commercialement et peuvent fournir des puissances bien plus élevées grâce à d'importants développements technologiques (Coherent Verdi 18W).

niveaux pour la transition à 1064 nm. Néanmoins, la plupart des cristaux dopés par l'ion néodyme présentent des raies d'émission plutôt étroites et à des longueurs d'ondes similaires.

Il est par contre possible de générer d'autres longueurs d'ondes visibles par mélange des fréquences de deux lasers dopés Nd émettant à deux longueurs d'ondes. En effectuant la somme de fréquence d'un laser bi-longueurs d'ondes utilisant un cristal de Nd:GdVO₄ émettant à 912 nm et un cristal de Nd:YVO₄ émettant à 1064 nm dans un cristal non linéaire de BiBO, 300 mW de bleu à 491 nm ont été obtenus pour 10W de pompe à 808 nm [Hérault, 05].

Les cristaux et fibres dopés Yb :

Les cristaux dopés par l'ion ytterbium (Yb³⁺), présentent eux des spectres d'émission de forme assez variable mais toujours dans la gamme 980-1080 nm environ. Ils sont généralement pompés par diode laser autour de 980 nm ou autour de 940 nm. Leurs propriétés spectroscopiques varient en fonction de la matrice cristalline hôte dans laquelle les ions ytterbium sont insérés. Ce sont des lasers efficaces dans l'infrarouge comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit, permettant, par doublement de fréquence, d'atteindre le bleu-vert. Ainsi une centaine de mW ont été obtenus avec un cristal de Yb:S-FAP [Peach, 96], appartenant à la famille des fluoroapatites, et choisi pour le projet Mercury de fusion inertielle aux États-Unis. En utilisant un cristal fin de Yb:YAG, 520 mW de vert à 526 nm ont été obtenu par doublement de fréquence intracavité dans un cristal de LBO [Saikawa, 02]. La puissance de pompe était alors de 10 W à 940 nm. Néanmoins, peu de publications relatent jusqu'à présent ce genre de développements dans des cristaux massifs.

Les fibres dopées ytterbium peuvent aussi être utilisées pour ce genre d'applications. Néanmoins, les spectres d'émission présentent un pic à 980 nm, un creux autour de 1000 nm puis une "bosse" autour de 1030 nm. Ces fibres peuvent alors émettre autour de 1030 nm, et jusqu'à 1100 nm, ou à 980 nm. La raie à 980 nm est utilisée pour atteindre les longueurs d'ondes spécifiques autour de 488 nm pour les applications biologiques. En doublant l'émission à 980 nm d'un laser à fibre dopée ytterbium préalablement amplifiée, une vingtaine de mW à 488 nm ont par exemple été obtenus [Soh, 04]. Dans ce cas, l'efficacité de conversion optique totale reste modeste puisqu'une puissance de pompe totale de 16 W à 915 nm est alors utilisée. Cette faible efficacité n'est pas due au matériau laser ytterbium utilisé, mais plutôt à un schéma de doublement de fréquence en simple passage peu efficace et à une largeur de raie du laser infrarouge supérieur à l'acceptance spectrale du cristal de ppKTP utilisé pour le doublement de fréquence.

Un peu plus récemment, plus de 80 mW à 489 nm ont été produits à partir d'un laser à fibre monomode dopée ytterbium émettant 2W à 980 nm et doublé en fréquence dans un guide d'onde de ppLN [Bouchier, 05].

A-II.2.b Cristaux massifs lasers aux propriétés d'auto-doublement de fréquence :

Outre leurs propriétés laser, certains matériaux possèdent des propriétés non linéaires. Ils peuvent alors doubler en fréquence le rayonnement qu'ils émettent, ce sont des "auto-doubleurs" de fréquence. Ils combinent ainsi les deux fonctions à la fois : l'amplification optique par émission stimulée et la conversion de fréquence. C'est le cas de cristaux dont la matrice hôte a, intrinsèquement, des propriétés non linéaires, et qui peuvent être dopés par

un ion actif. On trouve par exemple le Nd:GdCOB [Lucas-Leclín, 00] qui a permis d'obtenir une puissance de 115 mW à 545 nm à partir de 2W de puissance de pompe produits par une diode à 810 nm.

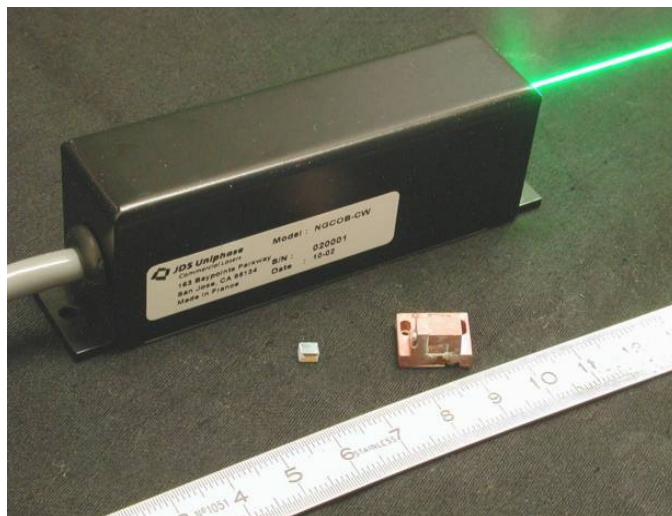


Figure A-9 : Laser MicroCOB utilisant un cristal autodoubleur de fréquence (Nd:GdCOB).

Il est aussi à la base d'un laser prototype, le MicroCOB (figure A-9), à partir de travaux menés en collaboration par l'équipe ELSA du LCFIO, le Laboratoire de Chimie Appliquée à l'Etat Solide (LCAES) de l'école Chimie-Paris, le CEA-LETI, St-Gobain Recherche et la société JDS Uniphase-Nanolase.

Parmi les cristaux auto-doubleurs dopés ytterbium et avec la même puissance de pompe de 2W en diode laser à 980 nm, le Yb:YAB ($\text{Yb}^{3+}:\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$) se révèle efficace avec 145 mW émis à 530 nm [Wang, 00]. Pour une puissance de pompe plus élevée, de 12 W, 1,1W ont aussi été produit à 530 nm en opération multimode longitudinale [Dekker, 01].

Un autre matériau dopé ytterbium présentant des qualités d'autodoublement de fréquence est le Yb:MgO:LiNbO₃. Lorsqu'il n'est pas dopé par des ions ytterbium, ce cristal a des propriétés non linéaires et est largement utilisé pour le développement d'oscillateurs paramétriques optiques dans le domaine infrarouge surtout dans sa version périodiquement polarisé (ppLN) [Bosenberg, 96]. L'addition de MgO permet de diminuer le seuil de dommage photo-réfractif. En dopant le MgO:LiNbO₃ avec des ions ytterbium, ce cristal acquiert des propriétés lasers qui s'ajoutent à ses propriétés non-linéaires (ainsi qu'à ses propriétés électro-optiques, acousto-optiques, piezo-électriques et pyro-électriques). En utilisant un pompage par laser Ti:Sa, une trentaine de mW ont été obtenus à 530 nm par autodoublement de fréquence [Montoya, 99].

A-II.2.c Semiconducteurs doublés en fréquence :

La dernière classe de lasers solides pompés par diode et utilisant des processus de conversion non linéaires pour émettre dans le visible est la famille des lasers à semiconducteurs. Ils peuvent être de deux types : soit des diodes lasers infrarouge doublées en fréquence, soit des structures semiconductrices à puits quantiques pompés optiquement et doublées en fréquence.

Diodes laser infrarouge doublées en fréquence :

Bien que le faisceau émis classiquement par une diode laser soit de mauvaise qualité spatiale, la mise en cavité étendue de diode laser rend l'oscillation du mode transverse TEM₀₀ possible en régime monomode longitudinal [Harvey, 91]. En appliquant ce principe à une diode laser émettant dans le proche infrarouge et en doublant la fréquence du rayonnement monomode longitudinal résultant, près de 23 mW ont été obtenus à 540 nm à partir d'une diode émettant 50 mW [Hayasaka, 04]. La faiblesse de la puissance émise par la diode en cavité étendue rend nécessaire l'utilisation d'un doublement de fréquence dans une cavité externe résonnante⁹ pour augmenter l'efficacité de conversion. Pour améliorer encore les performances obtenues, il est aussi possible d'amplifier le faisceau monomode longitudinal, issu de la diode en cavité étendue, dans un amplificateur semiconducteur avant la conversion non linéaire ou d'utiliser une diode laser plus puissante de type évasée ("tapered") [Bhawalkar, 99] [Le Targat, 05].

Lasers à semiconducteurs pompés optiquement (OPSL) :

Ces structures ressemblent fortement aux lasers de type de VCSEL ("Vertical Cavity Surface Emitting Laser" : Laser à cavité verticale et émission par la surface) qui utilisent un milieu à gain à base de puits quantiques semiconducteurs, des miroirs de Bragg pour former la cavité et un pompage électrique. Ici, ce sont des structures composées d'un miroir de Bragg et du milieu à gain (plusieurs puits quantiques en AlGaAs-InGaAs¹⁰) mises en cavité externe et pompées par diode laser, généralement autour de 800 nm. On les trouve souvent sous les dénominations de "OPS Lasers" (Optically Pumped Semiconductor Lasers), "OP-VECSEL" (Optically Pumped-Vertical-External Cavity Surface-Emitting Lasers) ou "semiconductor disk Lasers". Le choix de la gamme de longueurs d'ondes d'émission laser se fait par la composition et l'ingénierie de la structure à gain à puits quantiques. En effet, l'épaisseur des puits quantiques et les proportions relatives entre l'indium, le gallium et l'arsenic composant ces puits permettent de contrôler la longueur d'onde centrale d'émission laser. L'épaisseur des couches de AlAs-GaAs formant les miroirs de Bragg contrôle, quant à elle, la longueur d'onde centrale de réflectivité du miroir. De tels lasers peuvent donc émettre autour de 1 µm et être aisément doublés en fréquence par insertion d'un cristal non linéaire dans la cavité. Les travaux sur ce type de sources sont très nombreux actuellement du fait de leur relative simplicité, de l'arrivée à maturité des structures à puits quantiques et de leur souplesse en termes de choix des longueurs d'ondes laser et de la source de pompe.

De nombreux travaux font états de sources bleues [Raymond, 99], vertes [Lutgen, 05], orange [Gerster, 03] ou rouges [Hastie, 04] ayant de multiples applications biologiques, médicales ou industrielles. Les sources bleues et vertes utilisent les mêmes types de structures VCSELs à base de InGaAs-AlGaAs, alors que la source orange utilise des puits quantiques en GaAsSb pour une émission autour de 1,2 µm. Ces trois solutions utilisent un pompage autour de 800 nm et le rayonnement infrarouge est doublé en fréquence intracavité. La source rouge récemment présentée par l'université de Strathclyde utilise d'autres combinaisons de semiconducteurs (GaInP/AlGaInP), émettant directement dans le rouge autour de 670 nm,

⁹ Que nous expliciterons par la suite.

¹⁰ Pour une émission autour de 1 µm.

et est pompée à 532 nm par un laser commercial¹¹. La figure A-10 montre une photographie d'un laser à semiconducteurs pompé optiquement et doublé intracavité pour une émission à 430 nm (<http://www.sandia.gov/1100/X1118VECSELblue.htm>).

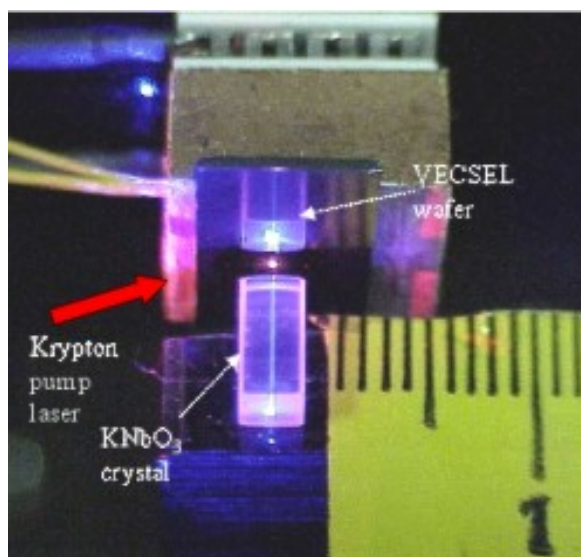


Figure A-10 : VECSEL pompé optiquement à 670 nm par un laser Krypton et doublé intracavité par un cristal non linéaire de KNbO_3 pour émettre à 430 nm.

Dans la gamme de longueurs d'ondes qui nous intéresse (450-550 nm), plusieurs centaines de mW peuvent être produits. Dans le bleu à 488 nm, 500 mW ont été obtenus par doublement de fréquence d'une structure émettant dans l'infrarouge et pompée par une diode à 808 nm émettant 5W [Ostroumov, 03]. Plus récemment, la société Osram a publié 700 mW de vert à 520 nm, à partir de 6,5 W de puissance de pompe, toujours sur le même principe du doublement de fréquence intracavité d'une structure à puits quantiques semiconducteurs [Lutgen, 05]. Enfin, le record de puissance dans le bleu est détenu par la société Cohérent avec 15W émis à 488 nm pour 55W de puissance de pompe à 808 nm [Chilla, 04]. Sans conversion non linéaire, ce sont 30W à 980 nm qui sont produits pour 75W de pompe et une structure VECSEL thermalisée à 6,5°C. Ces performances ont pu être obtenues en améliorant l'évacuation thermique de la structure VECSEL par élimination du substrat en GaAs et ajout d'un substrat en diamant ayant une très bonne conductivité thermique.

A-II.3 Conclusion :

Nous avons donc vu à travers ce rapide état de l'art que nombreuses sont les solutions potentielles pour développer des sources lasers visibles émettant dans le bleu-vert. Suivant les technologies utilisées, la plage de longueurs d'ondes accessibles varie beaucoup, tout comme les puissances obtenues ou la complexité de mise en œuvre. Certaines solutions se révèlent efficaces mais laissent peu de souplesse en terme d'accordabilité en longueurs d'ondes (Lasers Néodyme doublés en fréquence, par exemple) comparé à des solutions moins efficaces et moins matures mais plus souples, tels que les lasers à semiconducteurs pompés optiquement. D'autres pourront être très simples de mise en œuvre mais seront limitées par la maturité des composants utilisés (diodes bleues ou laser dopé Praséodyme

¹¹ Un laser Nd:YVO_4 pompé par diode à 808 nm et doublé intracavité.

pompé par diode bleue). Certaines technologies sont plus abouties et beaucoup mieux maîtrisées (lasers solides doublés en fréquence, par exemple), elles seront ainsi avantagées par rapport à d'autres technologies (lasers à upconversion ou diodes bleues, par exemple). Enfin, certaines solutions demandent encore des développements technologiques intenses et ne sont accessibles qu'à des laboratoires spécialisés, les diodes laser émettant dans le bleu en sont le meilleur exemple. Le tableau A-1 (page suivante) résume les points forts et les points faibles de chaque type d'architecture en vue d'une émission monofréquence à 500 nm.

D'après les quelques caractéristiques récapitulées dans le tableau A-1, on voit que les solutions que nous pourrions adapter à notre problème seront basées sur des lasers émettant dans le proche infrarouge (1000 nm), dont le rayonnement devra être rendu monomode longitudinal, et doublé en fréquence autour de 500 nm.

Dans la partie suivante, nous allons déterminer nos choix quant aux solutions envisageables, et développées par la suite, pour une émission monomode longitudinale autour de 1 μm qui sera ensuite doublée en fréquence.

Type de source solide	λ visible	Pompage par diode efficace	Emission monomode longitudinale	Complexité technologique	disponibilité des composants	Puissances max. (ODG ¹²)
Diodes Lasers bleues	475 nm	XXXXXXXXXXXXX	Possible	Oui	Moyenne	20 mW
<u>Emission visible directe :</u>						
Pr³⁺:YLF	640 nm	Non	Possible	Non (sauf la diode)	Moyenne	1 mW
Lasers à Upconversion (fibres)	490 nm 520 nm	Moyen (problème de couplage)	Possible	Non	Moyenne	10 mW
<u>infrarouge + processus non linéaires :</u>						
Cristaux massifs	487/500/526	Oui	Oui	Non	Bonne	> 1 W
Auto-doubleurs	530 nm	Oui	Possible	Non	Moyenne	> 100 mW
Diode IR doublée	540 nm	XXXXXXXXXX	Possible	Oui	Moyenne	> 100 mW
Semiconducteurs	488/520 nm	Oui	Oui	Oui	Moyenne	500 mW

Tableau A-1 : Comparaison de quelques caractéristiques des sources solides répertoriées à température ambiante.

¹² Ordre de Grandeur

A-III Quelles solutions retenues pour atteindre 500 nm ?

Comme nous venons de le voir, il existe de nombreuses solutions pour développer des lasers solides dans le bleu-vert utilisant des techniques pouvant être bien différentes. Nous allons ici nous attacher à déterminer lesquelles de ces solutions peuvent être adaptées à 500 nm. Nous abordons ici le problème d'un point de vue pratique et technique¹³ sans, pour l'instant, développer la physique des architectures que nous retiendrons.

Dans un premier temps, toutes les solutions adaptables à la longueur d'onde spécifique de 501,7 nm vont être imaginées. Nous argumenterons ainsi les choix que nous avons fait utilisant des cristaux massifs dopés par l'ion ytterbium et des semiconducteurs pompés optiquement, tout deux doublés en fréquence intracavité. Les deux solutions retenues seront enfin présentées avec un peu plus de détails, notamment concernant l'obtention de l'émission monomode longitudinale.

A-III.1 Les solutions adaptables à 500 nm :

Les technologies et les matériaux mis en jeu dans le développement de lasers bleu-vert à base de diodes laser bleues ou à émission directe ($\text{Pr}^{3+}:\text{YLF}$ pompé par une diode bleue ou lasers à "upconversion") ne sont pas assez abouties et répandues. De plus, ces trois solutions ne permettent pas, à l'heure actuelle, d'obtenir un effet laser autour de 500 nm. Enfin, les puissances obtenues restent inférieures à la cinquantaine de mW que nous visons. Nous allons donc nous tourner vers des sources lasers solides émettant dans le proche infrarouge et doublées en fréquence.

A-III.1.a Avec des cristaux massifs :

Les seuls ions actifs permettant une émission laser autour de 1 μm , pour ensuite être doublée en fréquence, sont les cristaux dopés par l'ion néodyme, les cristaux dopés par l'ion ytterbium et le cristal de $\text{Ti}:\text{Sa}$. Néanmoins, les cristaux dopés au néodyme ne présentent pas de raies d'émissions à des longueurs d'ondes aussi basses que 1000 nm, mais émettent généralement autour de 1064 nm, plus haut vers 1300 nm, ou plus bas vers 946 nm, pour un pompage autour de 808 nm.

Seuls les cristaux dopés ytterbium et le $\text{Ti}:\text{Sa}$ peuvent donc émettre à 1000 nm pour être doublés en fréquence à 500 nm.

Le principal désavantage du cristal de $\text{Ti}:\text{Sa}$ face aux matériaux dopés ytterbium est qu'il ne peut pas être pompé directement par diode laser, mais nécessite un étage de conversion supplémentaire pour pouvoir être pompé dans le vert par une source solide elle-même pompées par diode. Pour atteindre la longueur d'onde voulue de 501,7 nm, la chaîne laser à mettre en œuvre avec un cristal de $\text{Ti}:\text{Sa}$ serait la suivante. Une diode laser de forte puissance (au moins 15W) à 808 nm pomperait un cristal de $\text{Nd}:\text{YAG}$ (ou de $\text{Nd}:\text{YVO}_4$) dont le rayonnement à 1064 nm serait doublée en fréquence intracavité dans un cristal de KTP pour fournir au moins 3W dans le vert [Martin, 96] [Chen, 98]. Ce faisceau vert à 532 nm serait ensuite utilisé pour pomper le cristal de saphir dopé au titane, dont l'émission devra être

¹³ Sans toutefois rentrer dans les détails de chaque solution évoquée.

rendue monomode longitudinale autour de 1003 nm, pour être enfin doublée en fréquence dans un second cristal non linéaire. Bien sûr, des lasers émettant plusieurs watts dans le vert sont maintenant commerciaux, mais à des coûts bien supérieurs à celui d'une diode laser de puissance utilisée pour pomper un cristal dopé ytterbium. De plus, les longueurs d'ondes autour de 1000 nm se situent sur le bord du spectre d'émission et présentent donc des gains et des puissances plus faibles. C'est le contraire pour de nombreux cristaux dopés ytterbium dont les spectres d'émission s'étalent de 980 à 1080 nm. Après avoir sélectionné le cristal dopé ytterbium adéquat, il n'est pas difficile d'imaginer pomper ce matériau avec une diode laser à 980 nm, ou autour de 930-940 nm, pour qu'il émette efficacement à 1003 nm. Le rayonnement pourrait être rendu monomode longitudinal en utilisant, par exemple, une cavité en anneau et être doublé en fréquence à l'intérieur de la cavité laser ou à l'extérieur suivant les puissances infrarouges disponibles.

Le résultat que nous pouvons déduire des deux paragraphes précédents est le suivant :

Le Ti:Sa est perdant face aux cristaux dopés ytterbium en termes de simplicité et de coût avec, à son actif, une diode de forte puissance, deux cristaux laser, deux cristaux non linéaires contre une diode, un cristal laser et un cristal non linéaire pour la solution cristal dopé ytterbium¹⁴ !!

Il reste néanmoins une solution alternative aux matériaux dopés ytterbium et utilisant des cristaux dopés par l'ion néodyme. C'est une solution élégante que l'on peut qualifier de "scioux" mais qui reste coûteuse. Elle consiste à effectuer la somme des fréquences émises par deux lasers néodyme émettant un rayonnement monomode longitudinal pour atteindre le bleu-vert à 500 nm. La transition laser qui est peut-être la plus connue et la plus utilisée est la raie à 1064 nm du Nd:YAG (entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{11/2}$). En appliquant la formule liant les longueurs d'ondes fondamentales et générées dans les processus non linéaires : $\frac{1}{\lambda_3} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}$

et en cherchant à générer $\lambda_3=501$ nm à partir de $\lambda_1=1064$ nm, il vient $\lambda_2=946,8$ nm. Cette longueur d'onde correspond à la transition du Nd:YAG entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{9/2}$. Ces deux lasers émettant un rayonnement monomode longitudinal (à 1064 et 946 nm) sont commerciaux, par exemple disponibles chez Innolight GmbH (www.innolight.de), et bénéficient de l'architecture NPRO ("Non Planar Ring Oscillator" : oscillateur en anneau non planaire) permettant le développement de sources compactes monomodes longitudinales très stables. Néanmoins, le chercheur rêveur retrouve vite les dures lois de la réalité économique lorsqu'il se demande combien coûtent de telles sources¹⁵ !

Pour des raisons évidentes, nous avons donc choisi d'utiliser un cristal dopé ytterbium émettant à 1003 nm dont l'émission sera ensuite doublée en fréquence.

¹⁴ Nous aurions aussi pu rajouter les lentilles et/ou doublets, les miroirs de cavité, la diode optique nécessaire à l'émission monomode longitudinale dans une cavité en anneau et les lames biréfringentes pour les accords en polarisation ... !!!

¹⁵ Plusieurs dizaines de milliers d'euros pour chaque laser.

A-III.1.b Avec des cristaux auto-doubleurs :

Parmi les solutions existantes présentées précédemment, les lasers à base de cristaux auto-doubleurs de fréquence restent des solutions marginales et peu souples en terme de choix des longueurs d'ondes d'émission. En effet, un tel cristal doit présenter simultanément des propriétés laser à 1000 nm et des propriétés non linéaires ce qui restreint de beaucoup le choix du cristal. De plus, comme le remarquent W. P. Risk et al. [Risk, 03 p. 251] le dopage par un ion actif d'un matériau ayant des propriétés non linéaires peut dégrader sa qualité optique et compliquer la croissance. Néanmoins, si une longueur d'onde précise n'est pas recherchée, les cristaux auto-doubleurs peuvent être une solution intéressante pour le développement de microlasers dans le bleu-vert [Dekker, 01].

L'un des matériaux auto-doubleur le plus efficace est le Yb:YAB. Bien que son spectre d'émission infrarouge présente une transition autour de 1000 nm [Wang, 99], les longueurs d'ondes doublées obtenues restent supérieures ou égales à 510 nm avec un maximum autour de 530 nm [Dekker, 03]. Ceci peut s'expliquer simplement à partir des spectres d'émission et d'absorption présentés par Wang et al. [Wang, 99] et que nous avons reportés sur la figure A-11.

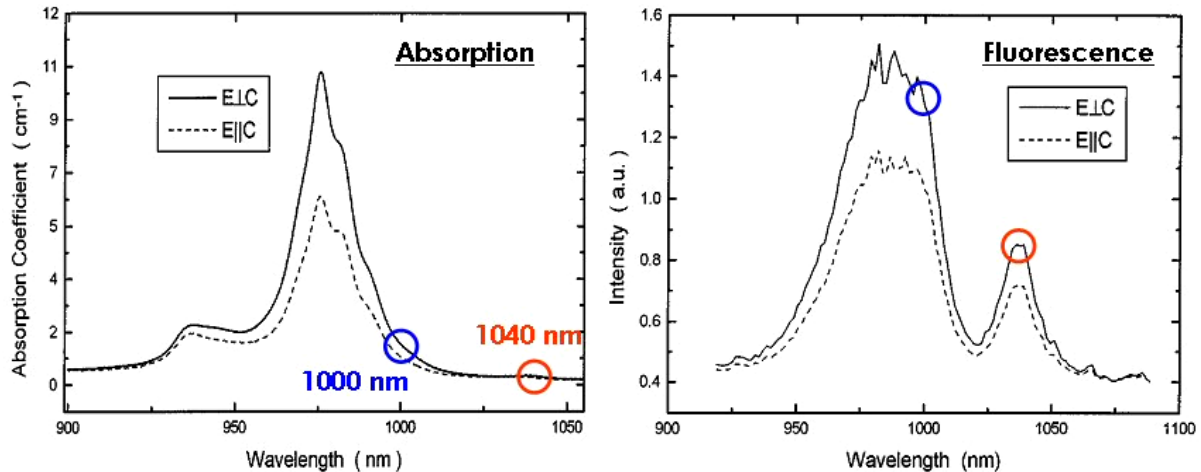


Figure A-11 : Spectres d'absorption (gauche) et de fluorescence (droite) du Yb:YAB (5,6 % at.) à température ambiante montrant les différences à 1000 et 1040 nm (d'après [Wang, 99]).

Les transitions autour de 1000 nm ont des sections efficaces d'émission bien plus importantes qu'à 1040 nm, mais présentent en contrepartie des absorptions plus fortes. Les puissances de pompe nécessaires pour atteindre le seuil d'oscillation laser autour de 1000 nm sont alors bien plus importantes qu'autour de 1040 nm et les pertes par réabsorption sont plus importantes. Il est donc plus difficile d'obtenir une émission laser efficace autour de 1000 nm (pour un doublement à 500 nm) qu'autour de 1040 nm. Tout cela est dû au peuplement thermique des niveaux d'énergie mis en jeu dans les différentes transitions laser. Nous reviendrons sur ces considérations dans le chapitre suivant, puisque ce sont les principaux problèmes que nous rencontrerons avec les cristaux massifs dopés ytterbium. Cependant, l'utilisation d'un pompage par diode efficace pour obtenir une inversion de population suffisante à 1000 nm pourrait permettre d'auto-doubler la fréquence fondamentale pour atteindre 500 nm.

Néanmoins, les cristaux de Yb:YAB sont peu disponibles, ce qui fut l'argument décisif pour ne pas s'engager dans cette voie. De plus, comme c'est un matériau plutôt exotique et peu répandu, ses propriétés d'auto-doublement à 1000 nm ne sont pas répertoriées.

A-III.1.c Avec des diodes infrarouges doublées en fréquence :

Nous avons vu que cette solution se révèle être efficace et élégante pour obtenir une émission visible à partir de diodes laser infrarouge bon marché. Cette solution requiert bien sûr d'utiliser une diode émettant à la longueur d'onde fondamentale adéquate pour obtenir une émission visible à la longueur d'onde voulue. Il nous faudrait donc une diode émettant plusieurs dizaines de mW autour de 1003 nm, dont l'émission serait rendue monomode longitudinale en cavité étendue et qui serait ensuite doublée dans un résonateur externe (contenant un matériau non linéaire).

Ce type de diode n'est pas standard sur le marché, puisque les principales longueurs d'ondes sont 980 nm et la gamme 1020-1060 nm. C'est la principale raison pour laquelle nous n'avons pas retenu cette solution, nécessitant de plus toute une électronique d'asservissement pour le doublement de fréquence dans une cavité externe résonnante¹⁶.

A-III.1.d Avec des semiconducteurs pompés optiquement :

La dernière possibilité utilise donc des semiconducteurs pompés optiquement et émettant dans le proche infrarouge dont le rayonnement sera doublé en fréquence pour atteindre le bleu-vert à 500 nm. Il est facile d'imaginer une structure VECSEL pouvant émettre à 1000 nm et qui serait pompée optiquement à 808 nm par une diode fibrée bon marché de quelques Watts. Suivant les puissances obtenues à 1000 nm, l'insertion d'un cristal non linéaire dans la cavité, un doublement en simple passage extracavité ou dans une cavité externe résonnante permettraient de convertir l'infrarouge vers le bleu-vert. La principale "difficulté" est l'approvisionnement de ces structures à miroir de Bragg et puits quantiques. Ce problème a pu être surmonté en développant une collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis (91), Unité Propre du CNRS et avec le Centre d'Electronique et de Micro-Optoélectronique de Montpellier (CEM²), Unité Mixte de Recherche du CNRS. Ces deux laboratoires développent conjointement des structures VECSEL dont la croissance est faite au LPN.

Les semiconducteurs pompés optiquement et utilisés en cavité externe sont donc de bons candidats pour développer des sources compactes dans le spectre bleu-vert. La disponibilité des composants nous a permis de retenir cette solution pour ces travaux.

A-III.1.e Conclusion :

Les principaux avantages et inconvénients des quatre solutions discutées dans cette sous-partie sont récapitulés dans le tableau A-2 page suivante. A travers ces considérations, nous avons donc choisi de retenir deux solutions pour développer un laser émettant un rayonnement monomode longitudinal dans le bleu-vert autour de 500 nm. La première utilisera des cristaux dopés par l'ion ytterbium, pompés par diode, et dont l'émission infrarouge sera doublée en fréquence. La seconde sera basée sur une structure

¹⁶ Le principe du doublement de fréquence dans une cavité externe résonnante sera exposé plus loin.

semiconductrice à puits quantiques pompée optiquement et utilisée en cavité externe. Son émission infrarouge sera elle aussi doublée en fréquence. Dans les deux paragraphes suivants, nous présentons les deux architectures que nous avons retenues et notamment les moyens utilisés pour rendre l'émission monomode longitudinale.

Type de source solide	Avantages	Inconvénients	$\lambda=500$ nm accessible
Cristaux massifs dopés Yb et doublés en fréquence	- disponibilité - pompage par diode IR efficace - spectres d'émissions autour de 1000 nm	- choix des bons candidats à 1000 nm	OUI
Cristaux auto-doubleurs	simplicité	- disponibilité - qualité ?	Possible
Diodes IR doublées en fréquence	efficacité des diodes IR	- disponibilité des diodes à 1000 nm - asservissement nécessaire	Possible
Semiconducteurs pompés optiquement et doublés en fréquence	- souplesse de choix des longueurs d'ondes - pompage par diode de bas coût - compacité	- disponibilité	OUI

Tableau A-2 : Avantages et inconvénients des quatre solutions discutées.

A-III.2 Lasers à base de cristaux massifs dopés ytterbium :

A-III.2.a Quelques considérations pratiques :

Contrairement à leurs homologues dopés par l'ion néodyme, les cristaux dopés par l'ion ytterbium peuvent présenter des propriétés optiques bien différentes suivant la nature de la matrice hôte. En effet, du fait de sa structure électronique très simple, sur laquelle nous reviendrons par la suite, et du fort couplage entre électrons et phonons, l'ion ytterbium est très sensible au champ cristallin dans lequel il est inséré. Ainsi, suivant la matrice hôte, les cristaux dopés par l'ion ytterbium présentent des spectres d'absorption et d'émission qui peuvent être larges ou plus étroits, très structurés ou plutôt lisses [Haumesser, 02].

La figure A-12 montre trois exemples de spectres d'émission-absorption de cristaux dopés ytterbium : Yb:YSO avec son spectre étalé mais marqué de plusieurs "bosses" (et qui sera largement utilisé pour ces travaux), le fameux Yb:YAG avec son pic d'émission étroit et intense à 1030 nm et enfin Yb:CaF₂ présentant un spectre large et lisse.

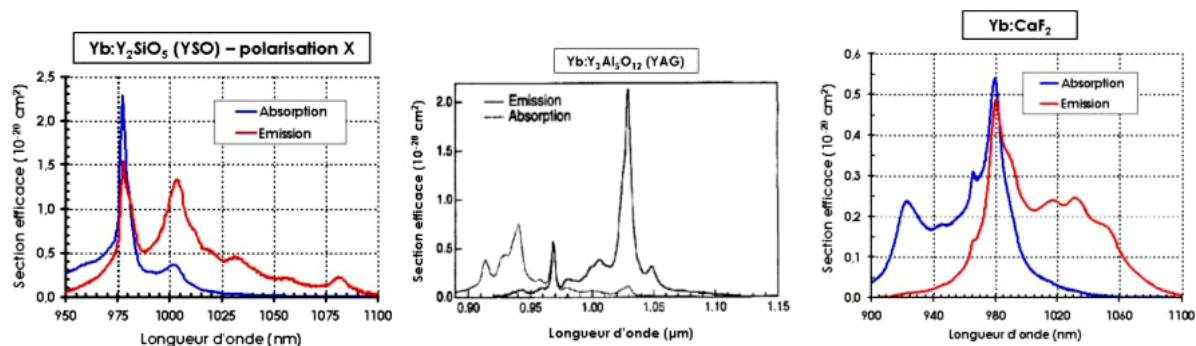


Figure A-12 : Spectres d'émission et d'absorption du Yb:YSO, du Yb:YAG et du Yb:CaF₂.

De manière générale, les cristaux dopés ytterbium présentent un spectre d'émission pouvant s'étaler de 975 nm à 1085 nm, une transition d'absorption intense autour de 975-980 nm et d'autres raies d'absorption moins intenses entre 900 et 950 nm suivant la matrice hôte. L'émission laser autour de 1000 nm est possible en utilisant une excitation par diode laser. En effet, l'essor important du marché des télécommunications optiques dans les années 90 a grandement profité au développement des diodes lasers à base de InGaAs à 980 nm pour le pompage des amplificateurs à fibres dopées erbium. Des diodes de fortes puissances, brillantes et robustes sont donc sur le marché depuis maintenant plusieurs années. Avec la chute du marché des télécommunications optiques en 2001, ce type de diode a ainsi trouvé un grand réconfort commercial auprès des lasers dopés ytterbium.

Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, les lasers à base de cristaux dopés ytterbium fonctionnent selon un schéma d'énergie à quasi-trois niveaux. Pour un pompage à 980 nm, le niveau du haut de la transition laser correspond au niveau terminal de la transition de pompe, le niveau bas de la transition laser est, lui, peuplé thermiquement. Pour obtenir l'inversion de population à la longueur d'onde laser, il faut donc porter dans l'état excité un nombre d'ions supérieur à la population thermique du niveau bas de la transition laser. Plus la longueur d'onde laser recherchée est petite (proche de 980 nm, longueur d'onde d'émission la plus petite pour les matériaux ytterbium) et plus le peuplement thermique est grand. Il est alors nécessaire de réaliser une très forte inversion de population pour obtenir un effet laser à

basse longueur d'onde¹⁷. Un effort particulier devra donc être fait sur l'architecture de pompage. Dans un schéma de pompage à 980 nm, elle devra notamment prendre en compte la proximité des longueurs d'ondes de pompe et d'émission laser (≈ 1000 nm).

De plus, tous les cristaux dopés ytterbium ne présentent pas forcément de pic d'émission à 1000 nm. Les raies d'émission les plus favorisées des cristaux dopés ytterbium se situent vers les hautes longueurs d'ondes du spectre (1020-1080 nm). Une fois choisis les bons candidats pour une émission à 1000 nm, un des problèmes va donc être de forcer l'émission laser à basse longueur d'onde. Il sera en particulier nécessaire d'utiliser un type de cavité laser permettant d'insérer des éléments sélectifs en longueur d'onde et de changer facilement les miroirs pour pouvoir tester avec souplesse différents traitements diélectriques. La cavité mise en place devra notamment contenir un bras collimaté pour l'insertion d'éléments sélectifs. Enfin, on devra pouvoir changer "à volonté" le cristal laser afin de trouver le meilleur compromis.

A-III.2.b Comment obtenir une émission monofréquence ?

Le but de ce travail étant de développer un laser bleu-vert monofréquence, l'émission fondamentale dans l'infrarouge doit nécessairement être monomode longitudinale. Nous allons ici présenter quelques méthodes pour obtenir une émission monomode longitudinale dans des lasers utilisant des cristaux massifs. Ce paragraphe n'a donc pas pour but de présenter une liste exhaustive des principes d'obtention d'une émission laser monomode longitudinale. Notons tout de suite que nous parlons ici des modes longitudinaux du faisceau laser et non pas de ses modes transverses. L'oscillation monomode transverse (mode fondamental gaussien TEM₀₀ du résonateur) peut être facilement obtenue en adaptant correctement la taille du faisceau de pompe par rapport à la taille du mode fondamental gaussien de la cavité. Par la suite, lorsque nous parlerons de la taille d'un faisceau, nous utiliserons généralement son rayon au col, plus communément appelé "waist".

Lasers à résonateurs linéaires :

La principale limitation des cristaux massifs, face à l'émission monofréquence, est le "hole-burning" spatial qui se rencontre dans le cas des cavités linéaires et qui oblige le laser à osciller à plusieurs longueurs d'ondes à la fois.

Dans le cas d'une cavité linéaire et en considérant qu'une seule fréquence oscille (un seul mode), l'onde se propageant dans le résonateur est une onde stationnaire. La distribution spatiale d'intensité selon la position dans la cavité est alors composée de ventres et de nœuds (figure A-13-a).

¹⁷ Nous reviendrons plus longuement sur ces effets qui seront discutés en détails dans la partie consacrée aux lasers à base de cristaux dopés ytterbium.

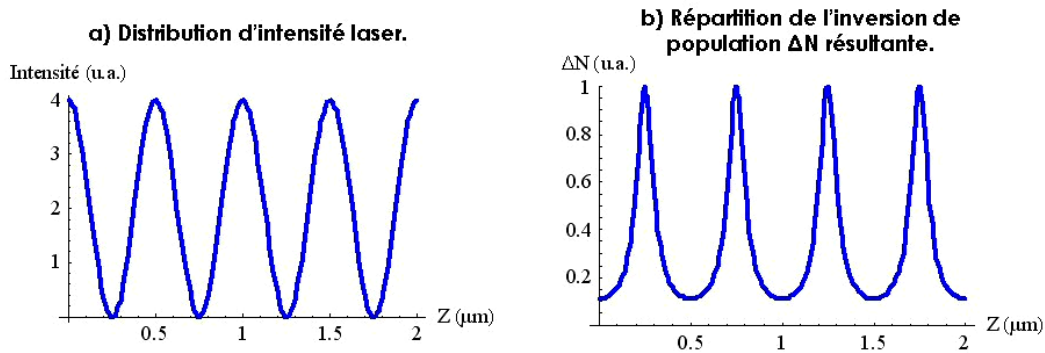


Figure A-13 : a) Distribution d'intensité d'une onde stationnaire monochromatique dans un résonateur linéaire - b) Répartition de l'inversion de population $\Delta N(z)$ dans le cristal laser.

Cette variation d'intensité crée une inhomogénéité de l'inversion de population, et donc du gain, dans le milieu amplificateur (figure A-13-b). En particulier, ce mode aura un gain maximum aux nœuds d'intensité et un gain plus faible là où l'intensité est maximale (saturation du gain). D'autres fréquences (modes) vont ainsi avoir du gain à une position où le mode initial n'en a pas. Ceci va engendrer une compétition entre les modes pouvant osciller dans la cavité d'où une émission multimode longitudinale.

Il est quand même possible d'obtenir une émission monomode longitudinale dans ce type de cavité en insérant des éléments sélectifs spectralement, tels qu'un filtre de Lyot et/ou des étalons Fabry-Perot. Afin d'éliminer tous les modes sauf un, il est nécessaire de mettre en cascade plusieurs filtres pour réaliser une sélection spectrale fine. L'inconvénient majeur de cette méthode est une chute importante de la puissance laser qui est due à l'ensemble des pertes ajoutées [Louyer, 03], ce que nous cherchons bien évidemment à éviter.

D'autres solutions permettent d'obtenir une émission monomode à partir d'une cavité linéaire. On trouve par exemple les lasers à cristal mince ("microchip lasers") [Taira, 91]. En utilisant une cavité très courte (typiquement 0,5 mm) composée uniquement du cristal laser, les modes longitudinaux deviennent suffisamment espacés ($\Delta\nu \approx 300$ GHz) pour qu'un seul de ces modes se trouve dans la courbe de gain. L'oscillation monomode longitudinale est alors possible mais les fluctuations de température, principalement dues aux variations de l'intensité de pompe, induisent de rapides variations de la fréquence d'émission. En outre, pour nos études, ce type de laser n'est pas du tout souple d'utilisation, puisque les traitements diélectriques sont généralement déposés directement sur le cristal laser et qu'il ne présente pas de bras collimaté.

Il semble donc clair que l'utilisation d'une cavité linéaire pour obtenir une émission monomode longitudinale n'est pas adaptée à notre problème.

Lasers à résonateurs en anneau :

L'architecture la plus largement utilisée pour obtenir une émission monofréquence est la réalisation de résonateurs en anneau [Welford, 04]. La première caractéristique de ce type de cavité est qu'il existe deux ondes progressives contrapropagatives dans le résonateur. En imposant des pertes non-réciproques pour les deux ondes, il est alors possible de ne sélectionner qu'un seul sens de propagation. Ainsi, on s'affranchit du phénomène de "hole burning" spatial, puisqu'une unique onde se propage dans un seul sens. La répartition d'intensité dans le cristal est alors homogène et il n'y a pas de structuration spatiale du gain.

Pour les lasers à solides, dont l'élargissement est majoritairement homogène, l'oscillation en régime monomode longitudinal est alors facilement obtenue.

Pour obtenir l'unidirectionnalité, la méthode la plus utilisée, de part sa simplicité d'utilisation et sa robustesse, est d'insérer dans la cavité une "diode optique" [Martin, 97]. Avant d'aller plus loin et d'expliquer son fonctionnement, notons donc que cette méthode nécessite que l'onde laser soit polarisée linéairement. Si le milieu laser utilisé est optiquement isotrope (et que son émission n'est donc pas polarisée), il sera nécessaire d'insérer un élément polarisant, tel qu'une lame de verre à l'incidence de Brewster ou un polariseur. Un filtre de Lyot, utilisé intracavité comme élément sélectif en longueur d'onde, pourra aussi jouer ce rôle puisqu'il est utilisé à l'incidence de Brewster¹⁸.

Une "diode optique" est composée de deux éléments, un rotateur de Faraday et un élément optiquement actif tel qu'une lame demi-onde ($\lambda/2$). Le rotateur de Faraday impose, au plan de polarisation de l'onde, une rotation d'un angle θ , indépendamment du sens de propagation de la lumière (figure A-14).

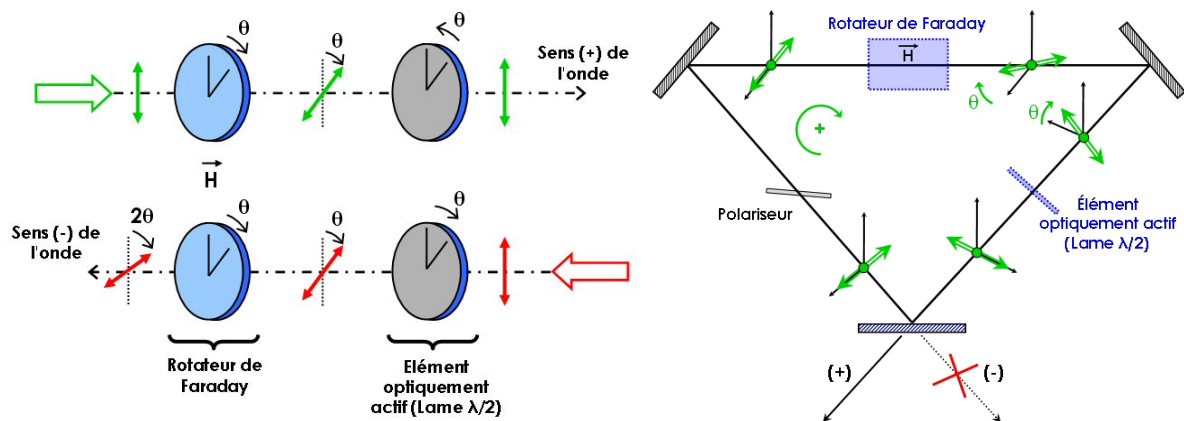


Figure A-14 : Principe de fonctionnement d'une diode optique (gauche) et application à l'anneau unidirectionnel (droite).

Le rotateur de Faraday est composé d'un cristal transparent ayant une constante de Verdet non nulle, qui, sous l'action d'un champ magnétique constant, impose une rotation de la direction de polarisation de l'onde incidente. Le sens de rotation imposé par le matériau Faraday ne dépend que du sens du champ magnétique. Le matériau le plus communément utilisé, dans le visible et le proche infrarouge, est le TGG ($\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) grenat de gallium et de terbium. Le second élément est par exemple une lame demi-onde, le sens de rotation de la polarisation dépend du sens de propagation de l'onde lumineuse.

L'angle de polarisation de l'onde se propageant selon le sens "+" est alors inchangé après la traversée de la "diode optique", alors que l'angle de polarisation de l'onde se propageant selon le sens "-" est roté d'un angle 2θ . Après la traversée de l'élément polarisant, l'onde "+" ne voit aucune perte, alors que l'onde "-" subit des pertes à chaque tour de cavité. L'onde "+" est alors favorisée et l'oscillation unidirectionnelle est réalisée comme schématisé sur la partie droite de la figure A-14.

¹⁸ A l'incidence de Brewster, la polarisation TM est sélectionnée, ce qui joue le rôle des polariseurs utilisés dans un filtre de Lyot classique utilisé extracavité.

Une autre solution pour rendre possible l'oscillation unidirectionnelle, dans un résonateur en anneau, est d'insérer un modulateur acousto-optique qui présente un comportement non réciproque [Neev, 88]. Du fait que la réflexion se fait sur une surface en mouvement, la condition de Bragg est réalisée à des angles de diffraction différents pour les deux ondes contra-propagatives [Clarkson, 92]. Dans une configuration donnée, la différence de pertes entre les deux ondes peut atteindre quelques pourcents, ce qui est suffisant pour rendre l'oscillation unidirectionnelle possible. Néanmoins, ce procédé reste peu utilisé du fait des pertes introduites, puisque l'efficacité de diffraction est de l'ordre de 80 % à 90 %.

Mentionnons enfin, l'existence d'autres techniques, telles que l'utilisation d'une rétro-injection par un miroir externe [Siegman, 86] ou l'utilisation d'une Cavity en Anneau avec Diode Optique à l'Extérieur du Résonateur (CADOER) [Louyer, 04] [Louyer, 03]. La technique de rétro-injection ne fonctionne que grossièrement et dans certaines situations. Dans la direction réinjectée l'onde est amplifiée, alors que dans l'autre direction, l'oscillation est diminuée mais pas éliminée. La CADOER est une solution alternative qui peut être utilisée à des longueurs d'ondes où les matériaux Faraday, tels que le TGG, sont moins transparents, comme autour de 1,3 μm . L'absorption résiduelle à 1,3 μm associée à de fortes puissances intracavité est alors source de fracture du matériau Faraday. Une cavité externe, contenant la diode optique, est couplée à la cavité laser par un miroir d'une transmission de quelques pourcents, ce qui assure l'unidirectionnalité de l'oscillateur laser. A 1,3 μm , cette solution a permis de doubler la puissance d'un laser monomode longitudinal à base de Nd:YLF par rapport à la situation classique de la diode optique intracavité [Louyer, 03].

A-III.2.c Conclusion :

Nous choisirons donc, d'après ce qui précède, d'utiliser, pour les cristaux massifs dopés par l'ion ytterbium, un résonateur en anneau à onde progressive, utilisant une diode optique pour ne sélectionner qu'un sens de propagation. Comme nous le verrons par la suite, l'unidirectionnalité peut permettre d'obtenir l'oscillation en régime monomode longitudinal sans ajout d'éléments sélectifs supplémentaires (si ce n'est la lame demi-onde qui joue aussi le rôle d'étalon solide FP). Bien sûr, le cristal laser n'est alors traversé qu'une seule fois par tour de cavité, ce qui diminue le gain net par tour. En contrepartie, la répartition du gain dans le matériau est beaucoup plus homogène, ce qui permet au mode oscillant d'extraire le gain de façon efficace.

A-III.3 Lasers à base de semiconducteurs pompés optiquement :

A-III.3.a Présentation générale :

La deuxième solution que nous avons retenue consiste à utiliser une structure semiconductrice constituée d'un miroir de Bragg (succession de couches de AlAs et GaAs d'épaisseurs $\lambda/4$) et de puits quantiques jouant le rôle du milieu amplificateur (succession de barrières en AlGaAs d'épaisseur $\lambda/2$ et de puits quantiques en InGaAs d'épaisseur ≈ 10 nm localisés au maximum du champ). Ces structures de type VECSEL sont donc composées de matériaux semiconducteurs de type III-V à base de AlGaAs-InGaAs. Ils sont bien sûr très connus et très largement utilisés pour le développement des diodes laser de puissance à émission par la tranche, telles que les diodes émettant dans le domaine 900-980 nm utilisées

pour le pompage des cristaux dopés par l'ion ytterbium ou des amplificateurs à fibres dopées erbium. Nous allons ici nous intéresser aux structures à multi-puits quantiques et émission par la surface montés en cavité étendue et pompés optiquement. La figure A-15 montre le type de structure semiconductrice utilisée.

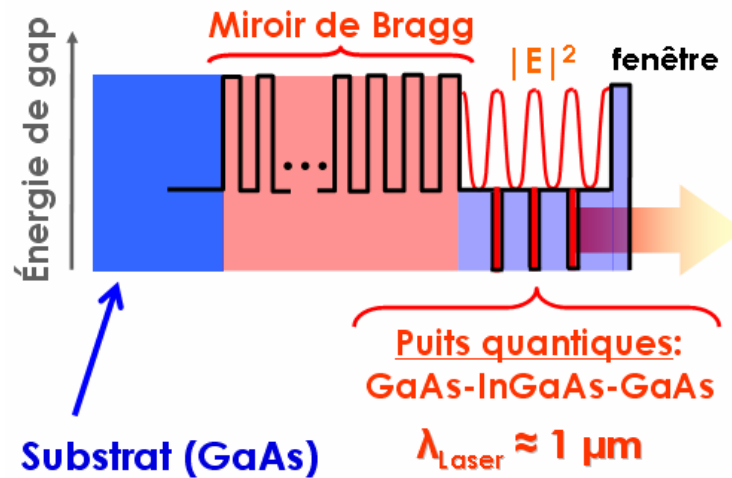


Figure A-15 : Structure typique utilisée dans les lasers à semiconducteurs pompés optiquement.

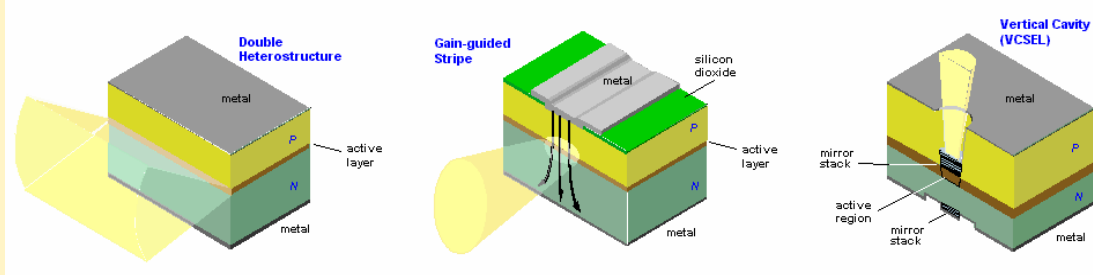
Deux encadrés agrémentent cette partie et présentent de manière générale les deux techniques de lasers semiconducteurs à émission par la surface qui ont menés à l'apparition des lasers à semiconducteurs en cavité étendue pompés optiquement. Ces deux types de lasers sont les VCSEL ("Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser") monolithiques pompés électriquement (Encadré A.1) et les VECSEL ("Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser") pompés électriquement (Encadré A.2).

L'idéal, avec ce genre de structures compactes et souples en terme de choix des longueurs d'ondes, serait de pouvoir créer le gain par l'intermédiaire d'un pompage optique par diode laser. Cela permettrait d'augmenter notablement les puissances extraites avec une très bonne qualité de faisceau tout en simplifiant la croissance de ces structures, puisque le dopage p et n ne serait plus utile. C'est ce qu'ont réalisé Kuznetsov et al. pour la première fois en 1997 [Kuznetsov, 97].

Les barrières en AlGaAs constituant la zone active sont absorbantes pour des longueurs d'ondes inférieures à environ 870 nm. Il est ainsi possible de créer du gain dans la zone active en la soumettant à un champ de pompe optique, issu d'une diode laser de puissance par exemple. Cela apporte de nombreux avantages et lève de nombreuses contraintes liées à l'élaboration des structures à puits quantiques pompées électriquement. Les matériaux utilisés n'ont plus besoin d'être dopés et il n'y a plus besoin de contacts électriques ce qui simplifie grandement l'élaboration et la croissance des structures. La manipulation de tels composants ne requiert plus de précautions particulières vis-à-vis de l'électricité statique par exemple.

Encadré A.1 - Les lasers à puits quantiques et émission par la surface (VCSEL) :

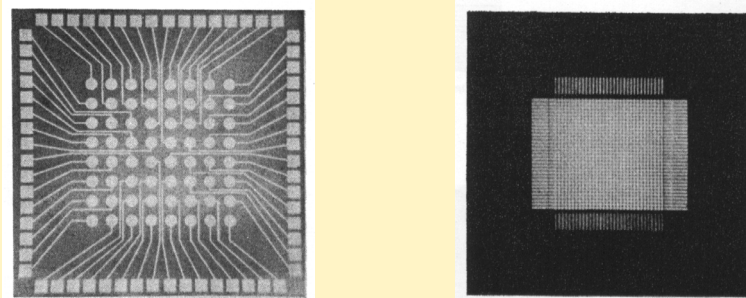
Ce type de diode laser est apparu au Japon en 1979 à l'Institut of Technology de Tokyo. Ils sont communément appelés VCSEL pour "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser". La figure suivante montre l'évolution des architectures depuis les premières diodes à double-hétérostructure jusqu'aux VCSELS.



De la double hétérostructure à la structure VCSEL.

Les lasers de ce type utilisent un pompage électrique. Ils sont constitués d'une structure à puits quantiques en AlGaAs-InGaAs, pour une émission autour de 1 μm , prise en sandwich entre deux miroirs de Bragg en AlAs-GaAs, formant une micro-cavité Fabry-Perot. La zone active (puits quantiques) est formée par la succession de couches de AlGaAs (les barrières d'épaisseur $\lambda/2$) et de InGaAs (les puits quantiques d'épaisseur ≈ 10 nm). Les porteurs sont créés dans les barrières par le pompage électrique puis migrent dans les puits quantiques où l'émission de photons a lieu.

L'architecture VCSEL permet d'obtenir une émission laser ayant une géométrie gaussienne circulaire, contrairement aux diodes lasers de puissance à émission par la tranche, dont les faisceaux souffrent d'un astigmatisme important et qui demandent une remise en forme [Jewell, 91]. De plus, l'un des principaux avantages apporté par l'utilisation de puits quantiques comme zone à gain, est le choix relativement aisé de la longueur d'onde laser. En effet, l'épaisseur des puits quantiques et les proportions relatives entre l'indium, le gallium et l'arsenic composant ces puits permettent de contrôler la longueur d'onde centrale d'émission laser. L'épaisseur des couches de AlAs-GaAs formant les miroirs de Bragg contrôle, quant à elle, la longueur d'onde centrale de réflectivité du miroir. De plus, ce type d'architecture permet une production de masse sur substrats de GaAs à l'aide de processus de lithographie et de gravure. Plusieurs milliers de VCSEL sont ainsi fabriqués simultanément sur un substrat GaAs de l'ordre de 5 cm de diamètre. Ils sont testés directement sur le substrat, sans avoir besoin de les avoir clivés et conditionnés individuellement, comme c'est le cas pour les diodes de puissance à émission par la tranche. Il devient alors aussi possible de fabriquer des matrices de VCSEL qui pourront être pilotés soit individuellement, soit de manière groupée (Figures ci-dessous).



Gauche : Matrice de 8x8 VCSELs adressables individuellement, chaque source a un diamètre de 20 μm

Droite : Matrice de 32x32 VCSELs adressable globalement sur une aire de 4x4 mm².

Ces diodes laser verticales sont très utilisées pour des applications qui requièrent, notamment, des faibles puissances, de bonnes propriétés spatiales et spectrales, ainsi que des productions de masse en matrices à faible coût, telles que la transmission de données par fibres optiques ou encore l'impression laser. Néanmoins, l'émission monomode transverse n'est obtenue que pour des structures à petits diamètres (≈ 10 μm) émettant des puissances réduites atteignant la dizaine de mW [Jäger, 97]. En augmentant la taille de la zone active et en améliorant la dissipation thermique de ces structures, par l'ajout de radiateurs en diamant par exemple, des puissances de plus de 100 mW ont été obtenues dès les années 1990, mais les faisceaux restent multimodes transverses [Young, 93]. Actuellement, des puissances de plus de 1,5 W autour de 987 nm sont obtenues, à température ambiante, sur des diamètres de 430 μm , mais les faisceaux restent fortement multimodes transverses [Yan, 04]. Cette baisse de la qualité spatiale des faisceaux obtenus est principalement due à l'inhomogénéité du pompage électrique qui apparaît lorsque la taille de la zone excitée augmente. Le guidage par le gain entraîne alors une inhomogénéité spatiale du faisceau.

La figure suivante (figure A-16) montre le schéma de principe d'un laser à semiconducteurs pompé optiquement.

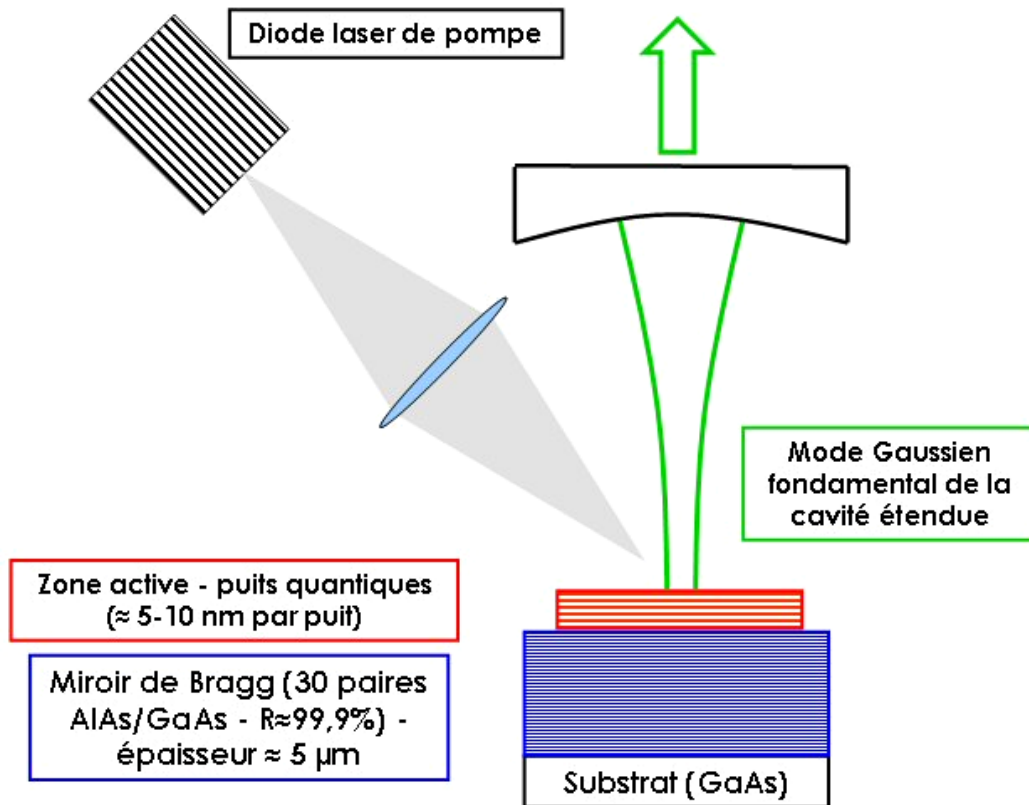


Figure A-16 : Schéma de principe du VECSEL pompé optiquement (les échelles ne sont pas respectées).

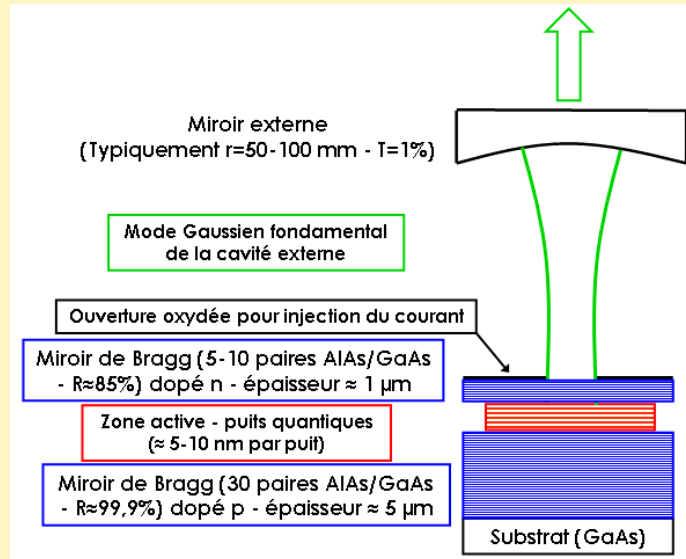
Le pompage optique combiné à la mise en cavité étendue en fait une architecture souple et performante. En effet, cette solution combine les avantages des lasers à semiconducteurs présentés dans les encadrés, notamment la souplesse de choix des longueurs d'ondes laser et le faible encombrement, avec ceux des lasers à base de cristaux massifs, tels que le pompage optique ou le choix aisé des tailles de faisceaux permettant d'obtenir une émission monomode transverse. En outre, il n'est pas utile de contrôler finement la longueur d'onde de la diode de pompe comme c'est le cas pour les lasers à cristaux massifs. Le matériau semiconducteur est tout simplement absorbant en dessous d'une certaine longueur d'onde alors qu'un cristal massif dopé ne présente que des pics d'absorption à longueurs d'ondes fixes. Le pompage optique par des diodes lasers à spectre large est alors plus efficace.

On peut enfin noter que ces lasers sont l'équivalent semiconducteur des lasers à cristaux massifs utilisant l'architecture du disque mince ("thin disk") permettant des montées en puissance impressionnantes [Stewen, 00].

Il faut rappeler que les zones actives à multi-puits quantiques ont un gain laser modeste (2 à 5% en général suivant le nombre de puits) [Lau, 88]. Il est donc indispensable de minimiser au maximum les pertes de la cavité à la longueur d'onde laser. Pour extraire efficacement la puissance, le coupleur de sortie a une transmission de l'ordre de quelques pourcents.

Encadré A.2 - Les VCSEL pompés électriquement en cavité étendue (VECSEL) :

L'alternative au problème d'inhomogénéité spatiale des VCSEL pompés électriquement aux fortes puissances, tout en conservant la souplesse de choix des longueurs d'ondes d'émission, est d'utiliser ces structures VCSEL en cavité étendue, ce qui permet d'imposer l'oscillation d'un mode gaussien. On les nomme alors communément VECSEL, un "E" ayant été rajouté pour "External". La cavité est alors composée d'une structure VCSEL un peu modifiée et d'un miroir concave comme illustré sur la figure suivante.



Principe du VCSEL en cavité étendue (VECSEL).

Dans l'exemple donné ici, contrairement aux VCSEL monolithiques pompés électriquement, le miroir de Bragg inférieur est maintenant dopé p et le miroir supérieur dopé n, ce qui entraîne une meilleure uniformité spatiale du pompage électrique [Hadley, 93]. Les miroirs dopés n ont une forte conductivité latérale, ce qui conduit à une inhomogénéité du pompage, dans le cas des micro-cavités, par fuite des porteurs. Dans le cas présent, le miroir supérieur est plus fin et, en le dopant n, la fuite de porteurs (donc l'inhomogénéité) est moins importante. Le miroir de Bragg supérieur est donc ici constitué de moins de paires AlAs/GaAs, comparé à l'architecture monolithique, ce qui diminue sa réflectivité ($R \approx 85\%$). L'oscillation laser n'est alors pas possible entre les deux miroirs de Bragg du fait du faible gain de la zone active. L'oscillation laser se fait alors entre le miroir de Bragg inférieur et le miroir externe, ce qui permet de contrôler la taille du mode gaussien fondamental de cavité. En utilisant une telle géométrie, 2,4 mW de rayonnement continu TEM₀₀ ont été obtenus à 985 nm [Hadley, 93].

Des produits basés sur ce principe sont disponibles commercialement. La société Novalux, notamment, propose ce type de laser dans l'infrarouge ou dans le visible, en insérant alors un cristal non linéaire dans l'espace libre de la cavité [Novalux]. Le Protera™ 488-20, par exemple, est un laser de type NECSEL™ (brevet Novalux) qui produit 20 mW dans le bleu à 488 nm, avec un mode quasiment limité par la diffraction, notamment pour des applications en biologie.

Cette solution possède donc tous les avantages des VCSEL monolithiques combinés avec une meilleure qualité spatiale de faisceau. Néanmoins, les puissances extraites restent limitées et la technologie d'élaboration relativement complexe, due au pompage électrique.

Ces dernières années, de nombreuses publications font état du développement de ce type de lasers, et particulièrement autour de 1 μm [Lutgen, 03]. En effet, les intérêts sont multiples. Autour de 980 nm, tout d'abord, les VECSEL sont une solution idéale pour obtenir des sources brillantes pour le pompage des amplificateurs à fibres dopées Erbium. Des puissances supérieures au Watt peuvent être obtenues avec un faisceau limité par la diffraction [Abram, 04] ce qui présente un avantage considérable face aux diodes "classiques". La philosophie de cette solution est de convertir le faisceau de faible qualité spatiale d'une diode laser bon marché à 808 nm en un faisceau limité par la diffraction à 980 nm qui peut alors être injecté efficacement dans une fibre monomode [Kuznetsov, 99].

Ce type de lasers présentent néanmoins quelques inconvénients. La principale limitation est d'origine thermique. La puissance de pompe incidente est absorbée sur une épaisseur micrométrique, l'élévation de température est alors importante et se fait sur un tout petit volume. Le gain créé dans la zone active diminuant rapidement avec la température, quand la puissance de pompe augmente, on assiste à une chute de la puissance laser ("roll-over") jusqu'à l'arrêt de l'émission (voir par exemple [Lutgen, 03]). En outre, la longueur d'onde d'émission laser est très sensible aux variations de température¹⁹ puisque la longueur d'onde d'émission peut varier avec un taux de l'ordre de 0,35 nm.K⁻¹. La gestion de la thermique dans ces structures est alors un point clé pour obtenir une conversion de rayonnement efficace et des puissances importantes (raisonnables) à la longueur d'onde désirée. L'utilisation d'un radiateur efficace accolé à la structure est alors nécessaire pour maintenir une température adéquate au fonctionnement laser [Alford, 02]. Un deuxième inconvénient pour ce type de laser est que le milieu amplificateur présente un gain faible. Les miroirs utilisés devront alors avoir d'excellents coefficients de réflectivité et les éléments insérés dans la cavité devront introduire le moins de pertes possibles.

A-III.3.b Comment obtenir une émission monofréquence ?

Contrairement aux lasers à cristaux massifs, l'émission laser monomode longitudinale peut être obtenues dans des cavités linéaires. En effet, la faible épaisseur du milieu à gain ($\approx 3 \mu\text{m}$) limite fortement l'effet de "hole burning" spatial. De plus, le gain n'est localisé que dans les puits quantiques, d'épaisseur $\approx 10 \text{ nm}$ et positionnés au maximum du champ électrique (Figure A-15) et non pas sur toute la longueur du matériau. Il n'y a donc pas de structuration spatiale du gain, composée par les modes qui oscillent, comme c'est le cas pour les cristaux massifs. Néanmoins, à fortes puissances, l'émission est multimode longitudinale mais l'utilisation d'éléments sélectifs permet de rendre monomode le spectre émis [Abram, 04]. Il est donc possible de rendre monomode longitudinale l'émission d'un laser à semiconducteurs pompé optiquement dans des cavités linéaires. Ceci permet de s'affranchir d'utiliser une diode optique dans une cavité en anneau insérant inutilement des pertes. Néanmoins, la perte de puissance due à l'insertion des éléments spectralement sélectifs est de l'ordre de 60% si on se réfère aux travaux de Abram de l'Université de Strathclyde [Abram, 04].

¹⁹ Tout comme les diodes lasers.

A-III.3.c Conclusion :

Finalement, les sources VECSEL pompées optiquement peuvent émettre autour de 1 μm , être doublées en fréquence et émettre un rayonnement monomode longitudinal. Ces structures sont donc une deuxième solution adaptée à notre problématique. Nous présenterons bien sûr une étude plus détaillée de la technologie et de la physique des lasers à semiconducteurs pompés optiquement dans le chapitre C de ce manuscrit en insistant sur les problèmes d'origine thermique et les solutions possibles pour les minimiser.

A-III.4 Conclusion sur les solutions retenues :

En conclusion, nous avons vu dans cette partie que deux types de milieux amplificateurs solides peuvent être de bons candidats pour développer une source laser monomode longitudinale dans le proche infrarouge autour de 1000 nm et pouvant être doublée en fréquence.

Les cristaux dopés par l'ion ytterbium utilisés dans un oscillateur en anneau se révèlent être une solution classique (ou adaptée), bien que leur développement à d'aussi basses longueurs d'ondes (1000 nm) présente des contraintes particulières. A ces longueurs d'ondes, la nature quasi-trois niveaux du système laser et l'influence de la température sur le peuplement des niveaux d'énergie mis en jeu nécessitent de fortement saturer l'absorption tout au long du cristal. Un point important sera de sélectionner les bons candidats ayant, notamment, un pic d'émission important à 1000 nm. Les cristaux dopés ytterbium présentent de nombreux avantages tels que, le pompage par diode laser et un gain relativement important permettant l'insertion d'éléments sélectifs dans la cavité. Cependant, l'émission monomode longitudinale sera obtenue dans une cavité en anneau contenant une diode optique, ce qui nécessitera une architecture de cavité qui devra prendre en compte l'encombrement des éléments. Enfin, un point clé sera de forcer l'émission laser autour de 1000 nm, alors que leur tendance naturelle est d'osciller à plus hautes longueurs d'ondes autour de 1040 nm.

Les lasers utilisant un milieu à gain semiconducteur à puits quantiques sont la deuxième solution que nous avons retenue pour ces travaux. Tout comme les cristaux massifs, ce sont des matériaux qui peuvent être pompés par diode lasers. Leur utilisation en cavité linéaire est un gage de souplesse et permet une émission monomode transverse aisée. L'émission monomode longitudinale est quant à elle plus délicate à obtenir du fait du gain net relativement faible de ces milieux amplificateurs. Le choix des longueurs d'ondes de pompe et d'émission laser est facilité par l'absence de bandes étroites d'absorption et d'émission comme c'est le cas pour les cristaux massifs. En outre, la longueur d'onde laser est fonction du design des puits quantiques ce qui ajoute de la souplesse à l'utilisation de ce type de structures. Néanmoins, les problèmes d'origine thermique seront un point clé pour extraire de la puissance et éviter une dérive de la longueur d'onde laser avec la puissance de pompe.

Ces deux solutions vont donc nous permettre d'obtenir une émission laser monomode longitudinale à 1000 nm. L'émission laser recherchée autour de 500 nm sera ensuite obtenue par l'interaction du rayonnement infrarouge avec un cristal non linéaire. Nous allons donc maintenant nous intéresser au processus de doublement de fréquence avec, notamment, le choix de l'architecture adéquate à notre cahier des charges, et le choix d'un cristal non linéaire efficace et souple d'utilisation.

A-IV Quels choix pour le doublement de fréquence ?

Dans cette partie, nous allons, comme le titre l'annonce, déterminer l'architecture adéquate pour le doublement de fréquence et orienter notre choix quant au cristal non linéaire à utiliser.

Jusqu'à présent, nous n'avons pas fait de considérations sur les puissances laser que nous nous fixons dans l'infrarouge, ni bien sûr sur les puissances de pompe nécessaires. Notre objectif principal est d'obtenir quelques dizaines de mW dans le bleu-vert, soit de l'ordre de 50 mW. Nous allons commencer par poser quelques briques théoriques concernant le doublement de fréquence en régime continu. Nous ferons ensuite une brève revue des cristaux non linéaires susceptibles d'être utilisés pour le doublement de fréquence d'une onde fondamentale à 1000 nm. Ceci nous permettra d'effectuer des choix quant aux matériaux que nous nous proposerons d'utiliser. Nous pourrons ainsi estimer les rendements attendus et surtout les puissances doublées suivant les divers cristaux et les puissances à la longueur d'onde fondamentale. Enfin, nous déterminerons quel moyen nous mettrons en œuvre pour le doublement de fréquence, à savoir du doublement de fréquence extra-cavité sur un simple passage, du doublement de fréquence dans une cavité externe résonnante à la longueur d'onde fondamentale, ou du doublement de fréquence intracavité.

A-IV.1 Quelques points théoriques :

Nous allons aborder ici quelques points théoriques concernant le doublement de fréquence en régime continu. Le but de cette partie est d'obtenir une relation simple et pratique entre la puissance incidente à la longueur d'onde fondamentale (λ_ω associée à la pulsation ω) et la puissance obtenue à la fréquence double ($\lambda_{2\omega}$ associée à la pulsation 2ω), et ce dans des approximations qui peuvent sembler sévères mais qui restent néanmoins acceptables. Nous pourrons ainsi comparer facilement différents cristaux non linéaires dans des conditions expérimentales variables (tailles de faisceaux et longueur d'interaction).

Définissons tout d'abord quelques termes et paramètres utilisés par la suite. L'interaction non linéaire se produit dans un matériau de longueur L dont les indices, vus par les ondes fondamentales et doublées, seront respectivement notés n_ω et $n_{2\omega}$. Le matériau utilisé présente un coefficient non linéaire effectif d'ordre 2, noté d_{eff} , simplement lié à la susceptibilité diélectrique non linéaire d'ordre 2, $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ par la relation $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 2.d_{\text{eff}}$ en se référant aux notations de [Yariv, 88] ou [Sutherland, 03]. L'unité usuelle du d_{eff} est le [pm.V⁻¹]. Il est cependant à noter que d'autres auteurs utilisent une définition différente en introduisant la permittivité du vide ϵ_0 , mais il n'est pas nécessaire d'expliquer ces nuances ici. Enfin, on définit le "désaccord de phase" $\Delta k = k_{2\omega} - 2.k_\omega$ rendant compte du fait que les ondes à λ_ω et $\lambda_{2\omega}$ ne se propagent pas à la même vitesse, où k est bien sûr le vecteur d'onde $n\omega/c$. La conversion de fréquence optimale est obtenue pour un désaccord de phase nul, dépendant de l'orientation de la polarisation du champ de l'onde fondamentale vis-à-vis des axes cristallographiques du cristal non linéaire. Il existe deux types d'accord de phase suivant l'état de polarisation des ondes fondamentales et doublées. L'accord de phase de type I est réalisé lorsque deux photons à la longueur d'onde fondamentale, dans le même état de

polarisation, donnent naissance à un photon de fréquence double dans l'état de polarisation orthogonal. L'accord de phase de type II, lui, met en jeu deux photons à λ_ω dans les deux états de polarisations orthogonales. Le photon créé à $\lambda_{2\omega}$ sera dans l'un ou l'autre des états de polarisation.

Nous allons considérer ici le cas d'ondes planes monochromatiques de profil d'intensité carré en supposant l'approximation de l'enveloppe lentement variable comme étant valable. L'approximation de l'enveloppe lentement variable est réaliste puisqu'elle consiste à dire que les variations de l'amplitude des champs sont petites sur des distances de l'ordre de la longueur d'onde (ici 1 μm). L'approximation la plus forte est de considérer l'onde laser comme une onde plane. Néanmoins, cette approximation peut se justifier si l'on travaille autour du waist du faisceau laser (de rayon ω_{NL}) et si, de plus, la longueur d'interaction est bien plus faible que le paramètre confocal du faisceau laser $b = 2\pi \cdot n_\omega \cdot \omega_{NL}^2 / \lambda_\omega$.

Enfin, nous considérons que le milieu non linéaire est non-absorbant, que le phénomène de double réfraction ("walk-off") est négligeable et que les rendements de conversion sont faibles (i.e. pas de déplétion de l'onde pompe à la longueur d'onde fondamentale λ_ω). Cette dernière approximation se justifie par le fait que nous travaillons en régime continu et que les intensités mises en jeu restent bien moins grandes qu'en régime impulsif pour lequel des rendements de conversion supérieurs à 30% sont facilement obtenus. Enfin, dans certains cas, l'angle de double réfraction peut être annulé, comme par exemple en utilisant un accord de phase non critique en température²⁰, dont nous reparlerons plus loin. Ces approximations qui peuvent donc sembler fortes sont valides dans la plupart des cas que nous traiterons ici.

Il vient alors une relation simple entre l'intensité de l'onde fondamentale à l'entrée du cristal et l'intensité de l'onde générée à la fréquence double après une longueur d'interaction L [Sutherland, 03] :

$$I_{2\omega}(L) = \frac{8\pi^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot L^2}{n_{2\omega} \cdot n_\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \lambda_\omega^2} \sin^2 \left[\frac{\Delta k \cdot L}{2} \right] \cdot I_\omega^2(0) \quad (\text{Équation A-1})$$

où $\sin^2(u) = \frac{\sin^2 u}{u^2}$ et les intensités I_ω et $I_{2\omega}$ sont en W.m^{-2} .

Pour une utilisation plus parlante à l'expérimentateur, nous allons transformer cette relation et faire apparaître les puissances des ondes fondamentales et doublées, en considérant un profil d'intensité uniforme. Pour simplifier l'expression, nous nous plaçons à l'accord de phase parfait (soit $\Delta k=0$), on obtient alors :

$$\frac{P_{2\omega}(L)}{P_\omega(0)} = \frac{8\pi^2 \cdot d_{eff}^2 \cdot L^2}{n_{2\omega} \cdot n_\omega^2 \cdot \epsilon_0 \cdot c \cdot \lambda_\omega^2} \frac{P_\omega(0)}{\pi \cdot \omega_{NL}^2} \quad (\text{Équation A-2})$$

L'équation A-2 fait ressortir les paramètres importants pour réaliser une conversion non linéaire efficace. Le cristal non linéaire doit présenter un coefficient non linéaire d_{eff} important et, si possible, des indices de réfraction faibles. En ce qui concerne les conditions

²⁰ En anglais, "Temperature tuned Non-Critical Phase-Matching" : Temperature-tuned NCPM.

expérimentales, on devra utiliser des cristaux de grande longueur L et focaliser le faisceau fondamental sur de petites tailles (rayon ω_{NL}). Ces dernières considérations sur les conditions expérimentales restent théoriques et dépendent du cristal non linéaire utilisé. En effet, le phénomène de double réfraction n'a pas été pris en compte dans le développement théorique précédent. Or, plus la longueur L de matériau augmente et plus l'effet du "walk-off" limite la conversion. Concernant la focalisation du faisceau, la limitation provient d'un autre paramètre dont nous n'avons pas encore parlé et qui est l'acceptance angulaire du cristal non linéaire. Pour des angles trop importants, la condition d'accord de phase n'est plus réalisée. Les faisceaux ne peuvent donc pas être focalisés sur des tailles trop petites, mais tout cela dépend bien sûr des propriétés du cristal utilisé. Outre l'acceptance angulaire, les cristaux non linéaires présentent d'autres paramètres limitants qui sont l'acceptance spectrale et l'acceptance thermique. Une variation angulaire ou de longueur d'onde du faisceau à la fréquence fondamentale ou une variation de température du cristal non linéaire créent une variation de l'accord de phase et diminuent donc l'efficacité du doublement de fréquence.

La relation A-2 nous permettra par la suite d'obtenir des ordres de grandeurs des puissances converties, tout en gardant à l'esprit que des angles de double réfraction trop grands et des acceptances angulaires trop faibles seront rédhibitoires pour une conversion efficace.

Avant d'aller plus loin, nous allons maintenant effectuer une revue des cristaux non linéaires pouvant être utilisés pour la génération de seconde harmonique à 500 nm.

A-IV.2 Les cristaux non linéaires utilisables à 1000 nm :

Les cristaux non linéaires massifs les plus utilisés pour le doublement de fréquence du proche infrarouge vers le bleu et le vert, en régime continu, sont le KNbO_3 , le KTP (KTiOPO_4), le niobate de lithium (LiNbO_3), éventuellement "dopé" MgO pour augmenter le seuil de dommages photoréfractifs (MgO:LiNbO_3), le LBO (LiB_3O_5) et le BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$). Certains de ces cristaux non linéaires massifs ont des propriétés ferroélectriques, ce qui a permis le développement de structures périodiquement polarisées efficaces, réalisant ainsi des cristaux à quasi-accord de phase. Ce sont notamment le ppLN (version périodiquement polarisée du niobate de lithium) et le ppKTP. La philosophie du quasi-accord de phase est d'autoriser un déphasage entre les ondes fondamentale et de seconde harmonique, puis de rattraper périodiquement ce déphasage par retournement de la polarisation du milieu ferroélectrique non linéaire (qui induit un changement de signe du coefficient non linéaire d_{eff}). Cette technique permet de s'affranchir de l'angle de double réfraction et n'impose plus de travailler dans des états de polarisation fixés par les propriétés du cristal.

Nous traiterons tout d'abord le cas des cristaux non linéaires massifs puis celui des cristaux périodiquement polarisés.

A-IV.2.a Les cristaux non linéaires massifs.

Comme nous travaillons en régime continu, il est important de sélectionner des cristaux massifs présentant un fort d_{eff} et un angle de double réfraction faible - voire nul si un accord de phase non critique en température est possible. Nous avons résumé dans le tableau A-1 les principales caractéristiques des cristaux cités précédemment pour un accord de phase à

1003 nm. Toutes ces propriétés sont tirées des informations fournies par le logiciel SNLO développé par le Sandia National Laboratory (USA). En reprenant l'expression de l'équation A-2, on peut définir un facteur de mérite ξ pour chaque cristal, uniquement fonction de ses propriétés intrinsèques, qui est le rapport $d_{\text{eff}}^2 / (n_{\omega}^2 \cdot n_{2\omega})$. Enfin, nous avons fait apparaître en rouge les points faibles de chaque cristal et en vert leurs points forts. En particulier, nous considérons comme un point faible le fait qu'un cristal ne puisse pas être utilisé en accord de phase non-critique par la température. Cette propriété présente deux avantages non négligeables qui sont l'absence d'angle de walk-off et une grande souplesse d'utilisation puisque un même cristal peut alors être utilisé comme doubleur de fréquence sur toute une gamme de longueurs d'ondes. En revanche, l'accord de phase non-critique par la température nécessite d'utiliser un four, ce qui peut se révéler un peu contraignant dans le cas d'une conversion de fréquence intracavité. A l'inverse, nous chercherons préférentiellement à maximiser le facteur de mérite ξ puisque, travaillant en régime continu avec des intensités modestes, nous voulons un facteur de conversion important.

Cristal	KNbO ₃	KTP	LBO	MgO:LiNbO ₃	BBO
Type	I	II	I / II	I	I / II
NCPM ¹	oui : +75°C	Non	oui : +225°C (I)	oui : -90°C	Non
indice de réfraction ²	2,26	1,8	1,6	2,23	1,65
d _{eff} (pm.V ⁻¹)	9	2,2	0,86	4,6	2
walk-off (mrad)	0	4 (0,23°)	0	0	58 (3,3°)
Acceptance angulaire (mrad.cm)	∞^3	14	∞	∞	1,05
$\xi = d_{\text{eff}}^2 / (n_{\omega}^2 \cdot n_{2\omega})$	7	0,8	0,2	1,9	0,9

¹ Accord de phase non critique en température. ² A l'accord de phase de type I $n_{2\omega} = n_{\omega}$.

³ À l'accord de phase non critique, l'acceptance angulaire du premier ordre (en mrad.cm) est infini. C'est alors l'acceptance angulaire du deuxième ordre (en mrad.cm^{1/2}) relative à la variation d'ordre 2 de la biréfringence Δn par rapport à l'angle θ (compté à partir de l'axe optique de l'accord de phase), qu'il faudrait considérer.

Tableau A-3 : Comparaison des propriétés non linéaires de plusieurs cristaux massifs pour un accord de phase autour de 1003 nm.

Malgré un d_{eff} très correct de 2 pm.V⁻¹, le BBO peut tout de suite être écarté à cause d'un angle de walk-off élevé, qui limitera de beaucoup la longueur d'interaction efficace, et à cause d'une acceptation angulaire très faible, qui ne permettra pas de focaliser beaucoup le faisceau laser à convertir. Le KTP est très souvent utilisé pour le doublement de fréquence du rayonnement à 1064 nm du Nd:YAG [Martin, 96] ou du Nd:YVO₄ [Chen, 98] et permet d'obtenir des puissances supérieures à 3W à 532 nm en régime continu monomode longitudinal. Néanmoins, il souffre de deux inconvénients majeurs pour notre application, un faible facteur de mérite ξ et un accord de phase qui ne peut pas se faire en accord non critique par la température. De plus, son accord de phase de type II le rend plus compliqué à utiliser dans le cas de conversion dans des cavités résonantes à cause d'effets de rotation de polarisation de l'onde fondamentale, induite par le cristal doubleur, et nécessitant l'insertion d'éléments supplémentaires. Nous l'éliminons donc pour notre étude. Le niobate de lithium est aussi un des matériaux utilisés pour générer un rayonnement à 532 nm à partir de la

raie à 1064 nm du Nd:YAG [Schneider, 96]. Il présente toutes les propriétés adéquates à notre problème. Néanmoins, un accord de phase non critique à une température négative de -90°C le rend ici inexploitable.

Le LBO présente le facteur de mérite ξ le plus faible, néanmoins son utilisation en accord de phase non critique par la température et sa grande acceptance angulaire en font un candidat potentiel à tester. Finalement, le seul cristal massif sortant du lot et possédant de bonnes propriétés à tous points de vue est le KNbO_3 . C'est d'ailleurs un matériau très utilisé pour générer un rayonnement bleu par doublement de fréquence lorsque les intensités sont modestes comme en régime continu. C'est par exemple le cas du doublement de fréquence de la raie à 946 nm du Nd:YAG fonctionnant selon un système à quasi-trois niveaux (comme pour l'émission laser des cristaux ytterbium pompés à 980 nm) [Pavel, 04]. Il est aussi employé dans les lasers VECSEL pompés optiquement émettant dans le bleu [Raymond, 99] ou pour le doublement de fréquence de diodes laser [Hemmerlich, 94].

A-IV.2.b Les cristaux non linéaires périodiquement polarisés.

Les cristaux périodiquement polarisés les plus matures et donc les plus utilisés sont le ppLN et le ppKTP. Contrairement aux cristaux non linéaires massifs, les matériaux périodiquement polarisés ont l'avantage de pouvoir être utilisés pour un quasi-accord de phase dans toute leur plage de transparence. C'est le pas du réseau créé par inversion du d_{eff} qui fixe la longueur d'onde d'accord de phase. Plus le pas du réseau est court et plus la longueur d'onde de seconde harmonique générée est petite. Pour les cristaux ferroélectriques tels que le ppLN et le ppKTP, l'inversion de la polarisation des domaines, et donc du signe du d_{eff} , sont obtenus par l'application d'un champ électrique dont la valeur dépend des propriétés du cristal. La figure A-17 suivante montre un schéma de principe pour l'inversion de polarisation des domaines d'un matériau ferroélectrique ainsi qu'une photo d'un cristal périodiquement polarisé.

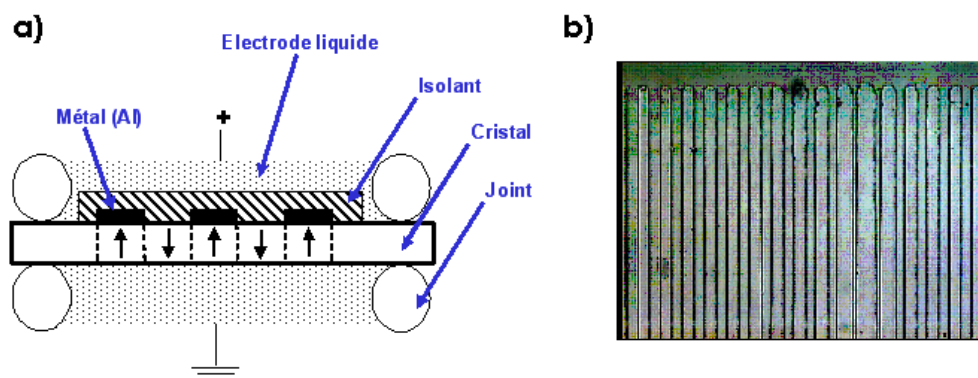


Figure A-17 : a) Schéma de principe d'une méthode d'inversion des domaines - b) Photo vue de dessus d'un cristal de ppKTP de pas d'inversion de $10\ \mu\text{m}$.

Un cristal périodiquement polarisé de pas donné est donc dédié à une longueur d'onde, mais une accordabilité sur quelques nm peut être obtenue par chauffage du matériau induisant une variation des indices et de la longueur optique. L'accordabilité peut encore être étendue en accolant, selon leur longueur, plusieurs cristaux de pas différents ou en utilisant des réseaux en forme d'éventails [White, 03]. Le phénomène de double réfraction est aussi éliminé, ce qui permet de travailler avec de grandes longueurs de matériaux (plusieurs cm). De plus, comme il n'y a plus de directions de polarisations imposées, ni d'orientations

spécifiques, les "pp-cristaux" non linéaires peuvent être utilisés suivant l'axe assurant le coefficient non linéaire le plus grand (correspondant souvent au d_{33} dans le tenseur des coefficients non linéaires). Du fait de leur structure à quasi-accord de phase, le d_{eff} utilisé est diminué d'un facteur $2/\pi$. Les d_{eff} théoriques des ppLN et des ppKTP sont alors respectivement $(2/\pi) \cdot d_{33} \approx 16$ et 10 pm.V^{-1} . Avec les défauts pouvant apparaître dans la structure des "pp-cristaux", nombre d'articles font état de coefficients non linéaires expérimentaux de l'ordre de 80% des d_{eff} théoriques précédents [Miller, 97], [Batchko, 99]. Ces variations sont dues à des domaines manquants, à des erreurs sur la période ou sur le pas d'inversion ... mais ces valeurs restent tout de même supérieures aux d_{eff} obtenus dans les cristaux massifs. La principale difficulté pour le doublement de fréquences des petites longueurs d'ondes (800-1000 nm) avec le ppLN est la faible longueur de la période d'inversion des domaines (période $\approx 5 \mu\text{m}$) [White, 03]. Le passage d'un domaine de valeur $+d_{\text{eff}}$ à un domaine de valeur $-d_{\text{eff}}$ ne se fait pas parfaitement de façon abrupte et les qualités de doublement du ppLN sont alors dégradées.

Les aspects technologiques sont donc prépondérants dans l'élaboration de tels matériaux, leur qualité et les longueurs d'ondes accessibles en sont bien sûr très dépendants. Leur principal inconvénient est leur coût. Enfin, le ppLN doit être porté à des températures supérieures à 100°C pour diminuer son seuil de dommage photoréfractif ou doit être "dopé" par de l'oxyde de magnésium (MgO), mais la polarisation périodique des domaines est alors plus délicate à réaliser. Le tableau A-3 suivant regroupe quelques propriétés et paramètres utiles des cristaux de ppLN et ppKTP :

pp-Cristal	ppLN	ppKTP
$d_{\text{eff}} \text{ (pm.V}^{-1}\text{)}$	16	10
n_ω	2,224	1,876
$n_{2\omega}$	2,517	2,1
$\xi = d_{\text{eff}}^2 / (n_\omega^2 \cdot n_{2\omega})$	20	13
Température d'utilisation.	$\approx 100^\circ\text{C}$	ambiante

Tableau A-4 : Paramètres et propriétés utiles des ppLN et ppKTP (source : SNLO software).

Avec leurs coefficients non linéaires effectifs supérieurs ou égaux à 10 pm.V^{-1} , les cristaux périodiquement polarisés sont donc les matériaux non linéaires les plus efficaces. Le ppKTP a l'avantage de pouvoir être utilisé à température ambiante et présente un facteur de mérite ξ de 13. Avec un facteur de mérite bien plus important, le ppLN semble être le plus efficace pour le doublement de fréquence des longueurs d'ondes fondamentales à 1000 nm. Néanmoins, il doit être porté à haute température pour limiter les dommages potentiels.

A-IV.2.c Conclusion :

Finalement, parmi les cristaux massifs le KNbO_3 présente les meilleures propriétés avec notamment un d_{eff} très élevé et un accord de phase non-critique par la température autour de 75°C . Concernant les cristaux périodiquement polarisés, l'avantage est plutôt du côté du ppLN, puisqu'il présente le d_{eff} le plus élevé. Le ppKTP a un coefficient non linéaire plus élevé

que le KNbO_3 , mais sera plus coûteux et moins souple d'utilisation du fait d'une accordabilité moindre.

On peut d'ores et déjà orienter notre choix vers un cristal massif de KNbO_3 , moins coûteux et plus souple d'utilisation mais moins efficace, ou un cristal de ppLN, plus efficace mais beaucoup plus coûteux et moins souple. Voyons maintenant, à l'aide de l'équation A-2 obtenue précédemment l'évolution de la puissance convertie vers la seconde harmonique en fonction de la puissance infrarouge.

A-IV.3 Estimation des rendements et des puissances doublées :

Le but de cette partie est, à travers une estimation des puissances converties et des puissances nécessaires dans l'infrarouge, de déterminer quelle architecture nous allons pouvoir adopter pour le doublement de fréquence. Pour cela, nous allons simplement tracer la puissance dans le visible en fonction de la puissance infrarouge pour différentes tailles de faisceaux et pour les deux cristaux non linéaires qui semblent être les plus adaptés, le KNbO_3 et le ppLN (figure A-18). Nous avons vu précédemment que l'équation A-2 est valable si on utilise une longueur d'interaction plus petite que le paramètre confocal du faisceau infrarouge dans le cristal doubleur. Pour nous fixer les idées, considérons une taille typique de faisceau de rayon $50\text{ }\mu\text{m}$ au waist. Pour un milieu d'indice 2,24 (indice moyen entre les deux cristaux, dont les indices sont très proches), le paramètre confocal vaut environ 35 mm à une longueur d'onde de 1000 nm . Si nous simulons les puissances converties pour un cristal de 10 mm et un rayon au waist de $50\text{ }\mu\text{m}$, nous satisferons aux conditions de validité de l'équation A-2. Ceci s'ajoute au fait que le KNbO_3 , en accord de phase non critique par la température, et le ppLN ont un angle de walk-off nul.

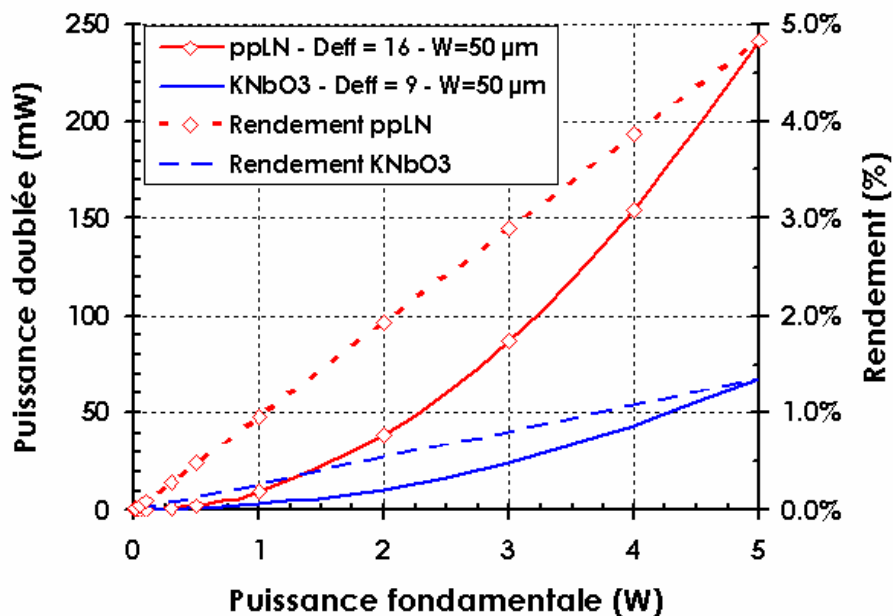


Figure A-18 : Puissances converties à 500 nm et rendements associés en fonction de la puissance infrarouge incidente pour des cristaux de ppLN (rouge) et de KNbO_3 (bleu) de 10 mm de long et un rayon au waist de $50\text{ }\mu\text{m}$.

Bien évidemment, le ppLN est plus efficace que le KNbO_3 pour le doublement de fréquence puisque son coefficient non linéaire est plus élevé. On voit que pour obtenir une

trentaine de mW dans le bleu-vert, il faut disposer d'au moins 2W de puissance infrarouge (monomode longitudinale) avec le ppLN ou de 3,5W avec le KNbO_3 . Il faut ajouter que ces résultats ne sont que théoriques et que, pratiquement, il sera nécessaire de disposer de puissances infrarouges supérieures pour atteindre ces puissances dans le visible. Les rendements de conversion, définis comme le rapport de la puissance doublée et de la puissance infrarouge incidente, sont alors de 1 à 2 %. Ces résultats vont maintenant nous servir à déterminer quel type d'architecture nous allons utiliser pour le doublement de fréquence.

A-IV.4 Quelle architecture choisir ?

Plusieurs choix s'offrent à nous pour mettre en place le doublement de fréquence du fondamental à 1003 nm vers la seconde harmonique à 501,5 nm. Il peut s'agir d'un doublement de fréquence extracavité sur un simple passage dans un cristal doubleur, ou dans une cavité externe résonnante pour l'onde fondamentale, ou enfin d'une génération de seconde harmonique intracavité (i.e. dans le résonateur produisant le rayonnement à 1 μm). Notre choix va principalement se baser sur deux critères qui sont la puissance infrarouge nécessaire et la simplicité du système.

A-IV.4.a Le doublement en simple passage extracavité :

Le système le plus simple mais nécessitant les puissances infrarouges les plus importantes est sans doute le doublement de fréquence extracavité. Très schématiquement (figure A-19), il suffit d'une lentille pour focaliser le rayonnement issu du laser infrarouge monomode longitudinal dans le cristal non linéaire. Le cristal doubleur est placé dans un four pour adapter la température au bon accord de phase. La taille du faisceau infrarouge au waist peut être adaptée pour obtenir une conversion efficace, tout en prenant en compte l'acceptance angulaire du cristal non linéaire. Cette architecture est généralement utilisée avec des "pp-cristaux" pour profiter de leurs coefficients non linéaires importants.

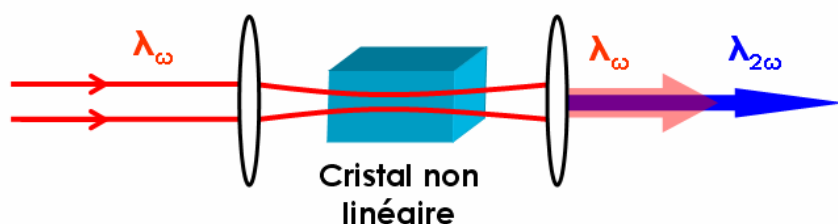


Figure A-19 : Doublement de fréquence extracavité.

Dans un cristal de ppLN de 6 mm de long, 48 mW de bleu à 473 nm ont été obtenus à partir de 1,5W de puissance infrarouge focalisée sur un rayon de 30 μm [Pruneri, 95]. Dans ce cas là, la température de quasi-accord de phase liée au pas de 4,6 μm est proche de 70°C. En outre, le faisceau visible créé divergeait trois fois plus qu'un faisceau gaussien de même taille au waist ($M^2=3$). En utilisant un cristal de 25 mm de MgO:ppLN , Pavel et al. [Pavel, 04b] ont obtenu une puissance doublée à 531 nm de 1,18W à partir d'une puissance infrarouge à 1062 nm de 7W. Ces dernières performances étaient limitées par une largeur de raie du laser infrarouge trop grande par rapport à l'acceptance spectrale du cristal doubleur.

Cette architecture est simple de mise en œuvre, néanmoins, la qualité spatiale du faisceau doublé peut être dégradée à forte puissance, à cause d'absorption résiduelle dans le visible, et suivant la qualité du cristal périodiquement polarisé utilisé. De plus, on voit que les puissances nécessaires dans l'infrarouge doivent être supérieures à 1,5 W pour obtenir des puissances suffisantes dans le visible. Enfin, c'est une solution simple en terme de matériel optique, mais suppose l'achat d'un cristal de pplN relativement long pour une bonne conversion, et donc coûteux. On peut ajouter que l'on trouve maintenant du pplN sous forme de guide d'onde, ce qui permet de confiner l'infrarouge et d'augmenter ainsi le rendement de conversion [Iwai, 03].

Cette solution est donc simple à mettre en œuvre mais souffre de deux inconvénients majeurs pour notre travail : elle nécessite de grandes puissances infrarouges, typiquement 2W pour générer une cinquantaine de mW dans le bleu-vert, et l'achat d'un cristal périodiquement polarisé long et donc coûteux.

A-IV.4.b Le doublement en cavité externe résonante :

Cette architecture est plus compliquée et plus onéreuse à mettre en œuvre. En effet, le principe est de coupler le rayonnement issu du laser infrarouge monomode longitudinal dans une cavité résonante, dans laquelle est placé le cristal doubleur (figure A-20). On utilise alors l'effet de résonance de la cavité à la longueur d'onde fondamentale pour augmenter la puissance infrarouge vue par le milieu non linéaire.

Le couplage entre le laser source et la cavité résonante se fait par l'intermédiaire d'un miroir dont la transmission T à la longueur d'onde fondamentale est de l'ordre de quelques pourcent. Le couplage optimal est réalisé lorsque la transmission du coupleur égale les pertes de la cavité (pertes des miroirs et pertes par conversion non linéaire).

Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, c'est une architecture qui est très largement utilisée pour le doublement de fréquence des diodes lasers en cavité étendue [Manoel, 02].

Des efficacités impressionnantes sont obtenues avec ce type d'architecture qui a permis d'obtenir une puissance de 500 mW dans le bleu, à partir d'un laser monomode longitudinal émettant une puissance continu de 1,1W à 946 nm en utilisant un cristal de KNbO_3 [Bode, 97].

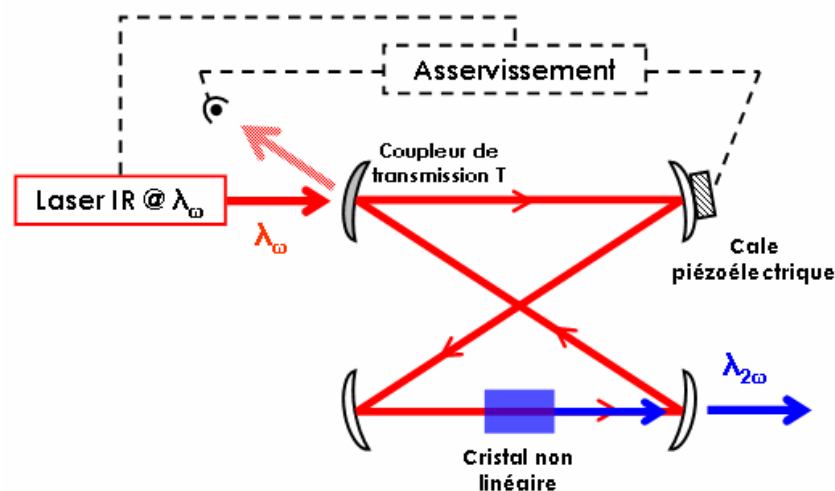


Figure A-20 : Schéma de principe du doublement de fréquence dans une cavité externe résonante.

Le principal avantage de cette méthode, par rapport au doublement de fréquence en simple passage, est qu'elle nécessite des puissances infrarouges moins importantes ce qui permet d'utiliser un cristal non linéaire "peu" efficace. Néanmoins, outre le cristal non linéaire, cette solution nécessite un minimum de 2 miroirs supplémentaires, dont un est monté sur une cale piézoélectrique, et tout un dispositif électronique pour asservir la longueur de la cavité externe sur la fréquence de l'onde fondamentale. Dans la plupart des cas, cette solution est utilisée avec des cavités résonnantes en anneau ce qui permet de s'affranchir simplement des retours dans l'oscillateur infrarouge, de disposer d'une voie infrarouge pour l'asservissement et d'optimiser le doublement de fréquence puisqu'il n'y a alors pas d'interférences entre les ondes infrarouge contrapropageantes.

A-IV.4.c Le doublement de fréquence intracavité :

Cette dernière solution, simple de mise en œuvre, permet de relâcher les contraintes de puissance infrarouge par rapport aux deux autres solutions et permet d'utiliser un cristal non linéaire moins efficace mais moins onéreux que le ppLN. Elle consiste à insérer le milieu non linéaire directement dans l'oscillateur infrarouge et de profiter ainsi de toute la puissance intracavité (figure A-21). La contrepartie est de devoir concevoir un résonateur avec un second waïst de cavité. En outre, pour optimiser les rendements de conversion, il faut augmenter au maximum la puissance intracavité de l'onde fondamentale en utilisant des miroirs hautement réfléchissants et en limitant les pertes de la cavité.

Cette solution peut s'adapter aussi bien pour des résonateurs linéaires [Saikawa, 02] qu'en anneau [Martin, 96]. C'est notamment l'architecture adoptée pour la plupart des lasers commerciaux émettant dans le visible aussi bien à base de cristaux massifs (gamme Millennia™ de SpectraPhysics à 532 nm) qu'à base de semiconducteurs pompés optiquement (Laser Sapphire™ de Coherent à 488 nm).

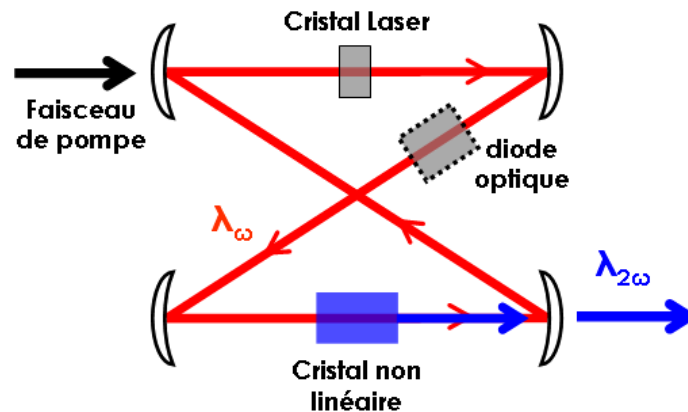


Figure A-21 : Principe du doublement de fréquence intracavité.

Cette technique présente l'avantage de pouvoir utiliser de grandes puissances à la longueur d'onde fondamentale. Par exemple, un laser émettant 100 mW à travers un coupleur de sortie de transmission 1% présente une puissance intracavité de 10W. De plus, ces puissances de sortie de l'ordre de quelques centaines de mW sont facilement obtenues en utilisant une diode de pompe émettant typiquement 5W, que l'on utilise un cristal massif ou un milieu amplificateur semiconducteur. On voit bien à travers ces petits ordres de grandeur que le doublement de fréquence intracavité permet d'avoir accès à de grandes puissances dans l'infrarouge (qui dépendent de la puissance de pompe disponible). Cette

solution présente donc des avantages en termes de coût et de simplicité, puisque, en principe, il suffit d'insérer le cristal non linéaire dans la cavité laser.

Il est par ailleurs à noter que ce type de configuration est efficace lorsque l'onde fondamentale est monomode longitudinale, mais que des problèmes de fluctuations en puissance apparaissent lorsque l'onde fondamentale est multimode longitudinale. C'est ce qui est fréquemment appelé le "green problem" et qui est du à la compétition et au couplage des divers modes longitudinaux entre eux, notamment à travers le phénomène de somme de fréquence entre modes [Baer, 86]. Ce problème se rencontre particulièrement dans des résonateurs linéaires, mais peut être surmonté si le milieu non linéaire et le cristal laser sont placés au milieu du résonateur [Czeranowsky, 03]. Nous cherchons à développer une source monomode longitudinale et ce problème ne devrait pas nous concerner.

A-IV.5 Conclusion et choix :

Cette partie nous a donc permis de mieux apprécier les vertus, mais aussi les contraintes, de la génération de seconde harmonique en régime continu. Il nous reste maintenant à faire un choix entre les différentes solutions s'offrant à nous en termes d'architecture et de cristal non linéaire. Comme nous l'avons vu, le choix de l'architecture de doublement de fréquence est très influencé par la puissance d'infrarouge disponible, mais aussi par la complexité du système.

Le tableau A-4 suivant récapitule les avantages et les inconvénients des trois solutions présentées. Nous y avons aussi reporté les performances obtenues dans notre gamme de longueurs d'ondes pour des lasers à base de cristaux massifs pompés par diode laser. Les rendements notés ici ont été calculés²¹ à partir des données fournies dans les articles référencés. Le rendement le plus significatif en terme de doublement de fréquence est le rapport Puissance-visible/Puissance-IR-fondamentale, alors que le rendement Puissance-visible/Puissance-de-pompe est caractéristique de l'efficacité de la source laser dans son ensemble.

Le doublement de fréquence extracavité sur un simple passage se révèle être la solution la plus simple à mettre en œuvre. Toutefois, elle nécessite des puissances dans l'infrarouge plus élevées que pour les deux autres méthodes, ce qui la rend moins attractive. Les rendements obtenus sont alors bien plus modestes.

De part sa relative complexité face aux deux autres solutions et le surcoût engendré, le doublement de fréquence dans une cavité externe résonnante ne sera pas retenu pour ces travaux. Néanmoins, cette solution élégante et efficace pourra être une voie d'amélioration des systèmes lasers que nous avons développés lors de cette thèse.

Nous avons donc choisi de mettre en œuvre un doublement de fréquence intracavité qui permet d'obtenir des rendements corrects tout en utilisant un cristal non linéaire massif. Nous choisirons d'utiliser un cristal massif de KNbO_3 par accord de phase en température ce qui permettra de disposer d'un d_{eff} élevé mais aussi de tester plusieurs longueurs d'ondes en changeant simplement la température d'accord de phase.

²¹ Ce sont simplement les rapports des puissances mises en jeu.

Méthode :	Extracavité simple passage	Cavité résonante externe	Intracavité
Avantages :	- simplicité	- rendements IR-visible élevés - utiliser un cristal massif type KNbO ₃	- simplicité - utiliser un cristal massif type KNbO ₃ - bons rendements
Inconvénients :	- rendements faibles - utiliser un pp-cristal coûteux type pplN	- complexité - surcoût matériel engendré	- design de cavité plus complexe
Référence :	[Pruneri, 95]	[Bode, 97]	[Martin, 96]
Matériau non linéaire :	pplN @ 70°C	KNbO ₃ @ 32°C	KTP accord de phase par la biréfringence (angle)
Puissance de pompe (W) :	20W @ 808 nm	6W @ 808 nm	15W @ 808 nm incidents (20W issus de la diode)
Puissance IR fondamentale (W) :	1,3 W @ 946 nm (Nd:YAG)	1,1 W @ 946 nm (Nd:YAG)	≈140W intracavité (estimation) ²²
Puissance de bleu-vert (mW) :	48,5 mW @ 473 nm	500 mW @ 473 nm	3W @ 532 nm
<u>Rendements</u> : IR-Visible et Pompe-Visible :	3,7% 0,24%	45,5% 8,3%	≈2,1% 20% (Puissance de pompe incidente)

Tableau A-5 : Avantages et inconvénients des trois méthodes proposées et performances typiques publiées.

²² Estimation faite d'après le rendement donné dans l'article, puisque la puissance intracavité n'est pas directement accessible.

A-V Conclusion du chapitre A :

Le but de ce travail de thèse est donc de démontrer la faisabilité et de développer des sources laser solides pompées par diode laser, émettant un rayonnement monomode longitudinal dans le bleu-vert autour de 501 nm.

Les deux premières parties de ce chapitre nous ont permis de montrer les intérêts de telles sources lasers et d'explicitier les applications visées. Ce type de laser a pour vocation d'être utilisé pour la spectroscopie de l'iode moléculaire et l'étude de ses transitions hyperfines, dont la largeur spectrale diminue avec la longueur d'onde. L'asservissement de sources lasers sur une transition hyperfine permettrait alors de disposer de sources optiques stabilisées en fréquence et de très faible largeur spectrale, pour la mise en pratique du mètre. Pour ces applications, les sources non stabilisées initiales doivent émettre quelques dizaines de mW, typiquement 50 mW, en régime monomode transverse et longitudinal. En terme de longueur d'onde, nous ciblons particulièrement les transitions de l'iode à 501,7 nm, puisque ce sont les plus prometteuses pour la stabilisation. Actuellement, ce sont des lasers à argon ionisé qui sont utilisés à 501 nm, puisque aucune source solide pompée par diode n'existe encore à ces longueurs d'ondes.

La troisième partie de ce chapitre fut alors l'occasion de dresser un état de l'art, le plus complet possible, des sources lasers existantes dans la large gamme de longueurs d'ondes visibles du bleu-vert entre 450 et 550 nm environ. Cela nous a en particulier permis d'introduire les différentes technologies applicables au développement de ces lasers.

Nous avons ensuite utilisé cet état de l'art pour déterminer toutes les solutions applicables à notre problème. Leurs avantages et inconvénients nous ont alors permis de choisir deux solutions utilisées lors de cette thèse. Les deux voies vers lesquelles nous nous sommes tournés utilisent des matériaux émettant dans le proche infrarouge autour de 1000 nm dont le rayonnement sera doublé en fréquence.

La première solution sera basée sur des cristaux massifs dopés par l'ion ytterbium pompés par diode laser autour de 940 ou 980 nm. Principalement à cause du phénomène de "hole burning" spatial, les cristaux dopés ytterbium devront être utilisés dans des résonateurs en anneau afin d'obtenir une émission laser monofréquence.

La deuxième solution envisagée utilisera un milieu amplificateur à base de puits quantiques semiconducteurs pompés optiquement par diode laser. Ces structures, de type VECSEL, sont composées de couches de semiconducteurs formant un miroir de Bragg réfléchissant à la longueur d'onde laser (1 μm) et une zone active composée de barrières et de puits quantiques. La faible épaisseur de cette zone active ($\approx 3\text{-}5\ \mu\text{m}$) et particulièrement des puits quantiques ($\approx 10\ \text{nm}$ par puits), dans lesquels les photons laser sont générés, autorise l'utilisation de résonateurs linéaires pour obtenir une émission monomode longitudinale.

Enfin, dans une dernière partie, nous avons étudié les différentes architectures pour le doublement de fréquence qui dépendent essentiellement du niveau de puissance infrarouge disponible. Afin de profiter des fortes puissances infrarouges circulant à l'intérieur des cavités laser et de limiter la complexité de la source laser finale, nous avons choisi de mettre en œuvre un doublement de fréquence intracavité. Le matériau non linéaire retenu

pour ces développements est un cristal de niobate de potassium (KNbO_3) présentant un fort coefficient non linéaire et un accord de phase non critique à 1000 nm lorsqu'il est porté à environ 75°C.

Finalement, nous pouvons schématiser les deux solutions que nous avons retenues sur les figures suivantes (Figures A-22 et A-23).

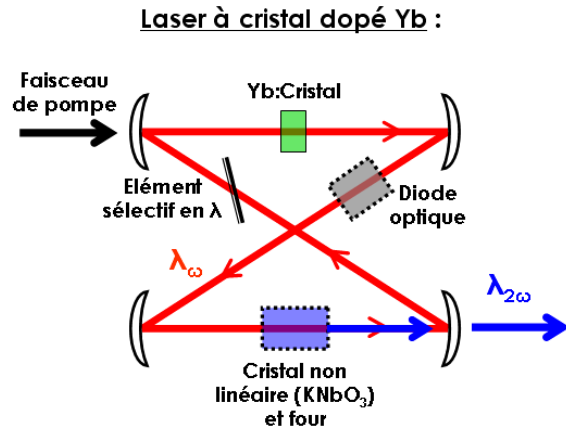


Figure A-22 : Schéma de principe de la solution à base de cristaux dopés ytterbium, émettant dans l'infrarouge, pompés par diode et doublé intracavité.

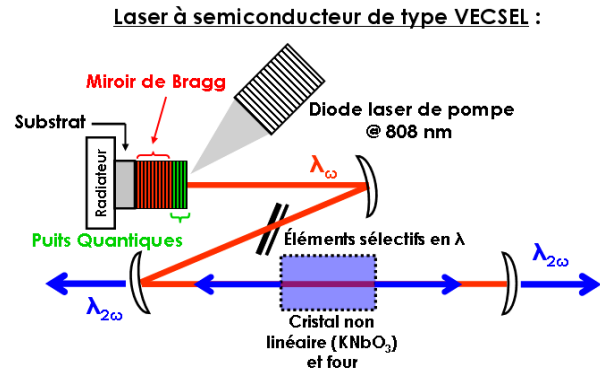


Figure A-23 : Schéma de principe de la deuxième solution à base de semiconducteurs pompés optiquement dont le rayonnement infrarouge est doublé en fréquence intracavité.

Le chapitre suivant est consacré à la première solution à base de cristaux dopés ytterbium. Après une étude théorique sur l'émission laser de ces cristaux à 1000 nm en pompage par diode laser, nous présentons les résultats que nous avons obtenus au cours de cette thèse avec deux cristaux différents. Le dernier chapitre de ce manuscrit sera consacré aux lasers à semiconducteurs pompés optiquement et aux premiers résultats obtenus dans le visible.

Bibliographie Chapitre A :

- [Abram, 04] "Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser", R. H. Abram, K. S. Gardner, E. Riis, and A. I. Ferguson, *Optics Express*, 12, 5434-5439 (2004).
- [Alford, 02] "High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser", W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, 663-666 (2002).
- [Amy-Klein, 04] "Absolute frequency measurement in the 28-THz spectral region with a femtosecond laser comb and a long-distance optical link to a primary standard", A. Amy-Klein, A. Goncharov, C. Daussy, C. Grain, O. Lopez, G. Santarelli, and C. Chardonnet, *Appl. Phys. B* 78, 25-30 (2004).
- [Baer, 86] "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers", T. Baer, *J. Opt. Soc. Am. B*, 3, 1175-1180 (1986).
- [Batchko, 99] "Continuous-wave quasi-phase-matched generation of 60 mW at 465 nm by single-pass frequency doubling of a laser diode in backswitch-poled lithium niobate", R. G. Batchko, M. M. Fejer, R. L. Byer, D. Woll, R. Wallenstein, V. Y. Shur, and L. Erman, *Optics Letters*, 27, 1293-1295 (1999).
- [Bhawalkar, 99] "High-power 390-nm laser source based on efficient frequency doubling of a tapered diode laser in an external resonant cavity", J. D. Bhawalkar, Y. Mao, H. Po, A. K. Goyal, P. Gavrilovic, Y. Conturie, and S. Singh, *Optics Letters*, 24, 823-825 (1999).
- [Bjorklund, 80] "Frequency-modulation spectroscopy: a new method for measuring weak absorptions and dispersions", G. C. Bjorklund, *Optics Letters*, 5, 15-17 (1980).
- [Bode, 97] "Frequency-tunable 500-mW continuous-wave all-solid-state single-frequency source in the blue spectral region", M. Bode, I. Freitag, A. Tunnermann, and H. Welling, *Optics Letters*, 22, 1220-1222 (1997).
- [Bordé, 81] "High precision saturation spectroscopy of $^{127}\text{I}_2$ with argon lasers at 5145 Å and 5017 Å", Ch. J. Bordé, G. Camy, B. Decomps, J.-P. Descoubes, and J. Vigué, *J. Physique* 42, 1393-1411 (1981).
- [Bosenberg, 96] "Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator based on periodically poled LiNbO₃", W. R. Bosenberg, A. Drobshoff, J. I. Alexander, L. E. Myers and R. L. Byer, *Optics Letters*, 21, 713-715 (1996).

- [Bouchier, 05] "Single-mode ytterbium-doped fiber laser at 980 nm for efficient frequency doubling", A. Bouchier, G. Lucas-Leclin and P. Georges, in Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MB29 (2005);
- [Brauch, 95] "Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm", U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, C. Stewen, and A. Voss, Optics Letters, 20, 713-715 (1995).
- [Camy, 85] "Sources laser ultrastables en spectroscopie de saturation. Réalisation d'étalons optiques de référence et caractérisation de leurs qualités", Thèse de Doctorat d'Etat de l'Université Paris XIII, Georges Camy, pages 91-94 (1985).
- [Chilla, 04] "High power optically pumped semiconductor lasers", J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, in Nanobiophotonics and Biomedical Applications, Proc. SPIE, 5332, 143-150 (2004).
- [Chen, 98] "Compact and efficient 3.2-W diode-pumped Nd:YVO₄/KTP green laser", Y.-F. Chen, T.-M. Huang, C.-L. Wang, and L.-J. Lee, Applied Optics, 37, 5727-5730 (1998).
- [Cheng, 02] "Sub-Doppler molecular-iodine transitions near the dissociation limit (532-498 nm)", W.-Y. Cheng, L. Chen, T. H. Yoon, J. L. Hall, and J. Ye, Optics Letters, 27, 571-573 (2002).
- [CIPM, 03] "CIPM list of approved radiations for the practical realization of the metre, 2002: frequencies and vacuum wavelengths", 91st Meeting of the CIPM, 2003. http://www.bipm.org/utls/en/pdf/M-e-P_2002.pdf
- [Clarkson, 92] "Explanation of the mechanism for acousto-optically induced unidirectional operation of a ring laser", W. A. Clarkson, A. B. Neilson, and D. C. Hanna, Optics Letters, 17, 601-603 (1992).
- [Czeranowsky, 03] "All-solid-state continuous-wave frequency-doubled Nd:YAG-BiBO laser with 2.8-W output power at 473 nm", C. Czeranowsky, E. Heumann, and G. Huber, Optics Letters, 28, 432-434 (2003).
- [Czeranowsky, 03] "Stabilization of intracavity frequency-doubled lasers with type I phase matching", C. Czeranowsky, V. Baev, and G. Huber, Optics Letters, 28, 2100-2102, (2003).
- [Dekker, 01] "1.1 W CW self-frequency-doubled diode-pumped Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser", P. Dekker, J. M. Dawes, J. A. Piper, Y. Liu, and J. Wang, Optics Communications, 195, 431-436 (2001).

- [Dekker, 03] "Widely tunable yellow-green lasers based on the self-frequency-doubling material Yb:YAB", P. Dekker, P. A. Burns, J. M. Dawes, J. A. Piper, J. Li, X. Hu, and J. Wang, *J. Opt. Soc. Am. B*, 20, 706-712 (2003).
- [Demtröder, 81] "Laser Spectroscopy - Basic concepts and instrumentation", W. Demtröder, Springer Series in Chemical Physics 5, (1981).
- [Diddams, 00] "Direct Link between Microwave and Optical Frequencies with a 300 THz Femtosecond Laser Comb", S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T.W. Hänsch, *Physical Review Letters*, 84, 5102-5105 (2000).
- [Du Burck, 04] "Frequency measurement of the iodine-stabilized Ar⁺ laser at 501 nm", F. Du Burck, C. Daussy, A. Amy-Klein, A. Goncharov, O. Lopez, and C. Chardonnet, *IEEE J. Trans. Instrum. and Meas.*, 54, 754-758 (2005).
- [Evenson, 72] "Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane-stabilized laser", K. M. Evenson, J. S. Wells, F. R. Petersen, B. L. Danielson, G. W. Day, R. L. Barger, and J. L. Hall, *Physical Review Letters*, 29, 1346-1349 (1972).
- [Faucher, 04] "Blue upconversion fluoride fiber laser at 480 nm", D.Faucher, R.Vallée and P.Laperle, *Europhysics Conference Abstracts*, vol. 28C, paper Fib10132 (CD-ROM EPS-QEOD Europhoton Conference, Lausanne) (2004).
- [Gerster, 03] "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser", E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S.Menzel, and P. Unger, *J. of Appl. Phys.*, 94, 7397-7401 (2003).
- [Goncharov, 04] "Absolute frequency measurement of the iodine-stabilized Ar⁺ laser at 514.6 nm using a femtosecond optical frequency comb", A. Goncharov, A. Amy-Klein, O. Lopez, F. Du Burck, and C. Chardonnet, *Appl. Phys. B*, 78, 725-731 (2004).
- [Hadley, 93] "High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes", M. A. Hadley, G. C. Wilson, K. Y. Lau, and J. S. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, 63, 1607-1609 (1993).
- [Hall, 99] "Stabilization and frequency measurement of the I₂-stabilized Nd:YAG laser", J. L. Hall, L.-S. Ma, M. Taubman, B. Tiemann, F.-L. Hong, O. Pfister, and J. Ye, *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 48, 583-586 (1999).
- [Harvey, 91] "External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating", K. C. Harvey, and C. J. Myatt, *Optics Letters*, 16, 910-912 (1991).

- [Hastie, 04] "High power CW red VECSEL with linearly polarized TEM₀₀ output beam", J. E. Hastie, S. Calvez, M. D. Dawson, T. Leinonen, A. Laakso, J. Lyytikäinen and M. Pessa, *Optics Express*, 13, 77-81 (2004).
- [Haumesser, 02] "Determination of laser parameters of ytterbium-doped oxide crystalline materials", P. H. Haumesser, R. Gaumé, B. Viana, and D. Vivien, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19-10, 2365-2375 (2002).
- [Hayasaka, 04] "Generation of 22.8 mW single-frequency green light by frequency doubling of a 50-mW diode laser", K. Hayasaka, Y. Zhang, and K. Kasai, *Optics Express*, 12, 3567-3572 (2004).
- [Hemmerlich, 94] "Compact source of coherent blue light", A. Hemmerich, C. Zimmermann, and T. W. Hansch, *Applied Optics*, 33, 988-991 (1994).
- [Hérault, 05] "491 nm generation by sum-frequency mixing of diode pumped neodymium lasers ", E. Herault, F. Balembois, and P. Georges, *Optics Express*, 13, 5653-5661 (2005).
- [Heumann, 02] "Diode-pumped continuous-wave green upconversion lasing of Er³⁺:LiLuF₄ using multipass pumping", E. Heumann, S. Bär, H. Kretschmann, and G. Huber, *Optics letters*, 27, 1699-1701 (2002).
- [Hildebrandt, 03] "Antireflection-coated blue GaN laser diodes in an external cavity and Doppler-free indium absorption spectroscopy", L. Hildebrandt, R. Knispel, S. Stry, J. R. Sacher, and F. Schael, *Applied Optics*, 42, 2110-2118 (2003).
- [Hollas, 82] "High Resolution Spectroscopy", J. M. Hollas, Butterworth & Co publishers Ltd 1982, Chap. 8.
- [Hong, 02] "Vibration dependence of the tensor spin-spin and scalar spin-spin hyperfine interactions by precision measurement of hyperfine structures of ¹²⁷I₂ near 532 nm", F.-L. Hong, Y. Zhang, J. Ishikawa, A. Onae, and H. Matsumoto, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, 946-953 (2002).
- [Iwai, 03] "High-power blue generation from a periodically-poled MgO:LiNbO₃ ridge-type waveguide by frequency doubling of a diode end-pumped Nd:Y₃Al₅O₁₂ laser", I. Iwai, T. Yoshino, S. Yamaguchi, M. Imaeda, N. Pavel, I. Shoji, and T. Taira, *Applied Physics Letters*, 83, 3659-3661 (2003).
- [Jäger, 97] "57% wallplug efficiency oxide-confined 850 nm wavelength GaAs VCSELs", R. Jäger, M. Grabherr, C. Jung, R. Michalzik, G. Reiner, B. Weigl, and K. J. Ebeling, *Electron. Letters*, 33, 330-331 (1997).

- [Jeon, 91] "Blue-green injection laser diodes in (Zn,Cd)Se/ZnSe quantum wells", H. Jeon, J. Ding, W. Patterson, A. V. Nurmikko, W. Xie, D. C. Grillo, M. Kobayashi, and R. L. Gunshor, *Appl. Phys. Lett.*, 59, 3619-3621 (1991).
- [Jewell, 91] "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Growth, Fabrication, Characterization", J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, *IEEE J. Quantum Electron.*, 27, 1332-1346 (1991).
- [Keller, 73] "Mesure directe de la durée de vie et des facteurs de Landé du niveau $^3\Pi_{0+u}$, $v'=62$, $J'=27$ de la molécule I_2 ", J.-C. Keller, M. Broyer, and J.-C. Lehmann, *C.R Acad. Sc. Paris*, tome 277-série B, 369-372 (8 octobre 1973).
- [Kuznetsov, 97] "High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams", M. Kuznetsov, F. Hakimi, and A. Mooradian, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 9, 1063-1065 (1997).
- [Kuznetsov, 99] "Design and characteristics of High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams", M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague and A. Mooradian, *IEEE J. of Selected Topics in quant. Electron.*, 5, 561-573 (1999).
- [Lamb, 64] "Theory of an Optical Maser", Willis E. Lamb Jr, *Physical Review*, 134-6A, 1429-1450 (1964).
- [Lau, 88] "Ultimate limit in low threshold quantum well GaAlAs semiconductor lasers", K. Y. Lau, P. L. Derry, and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 52, 88-90 (1988).
- [Le Targat, 05] "75%-Efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler", R. Le Targat, J.-J. Zondy, and P. Lemonde, *Optics Communication*, 247, 471-481 (2005).
- [Levenson, 72] "Hyperfine interactions in molecular iodine", M. D. Levenson, and A. L. Schallow, *Physical Review*, 6, 10-20 (1972).
- [Louyer, 03] "Développement de sources lasers à l'état solide pour la réalisation d'une horloge atomique basée sur l'atome d'argent", Yann Louyer, Thèse de Doctorant du Conservatoire National des Arts et Métiers (2003).
- [Louyer, 04] "Doubled single-frequency Nd:YLF ring laser coupled to a passive nonresonant cavity", Y. Louyer, P. Juncar, M. D. Plimmer, T. Badr, F. Balembois, P. Georges, and M. E. Himbert, *Appl. Opt.*, 43, 1773-1776 (2004).
- [Lucas-Leclin, 00] "Diode-pumped self-frequency-doubling Nd:GdCa₄O(BO₃)₃ lasers : toward green microchip lasers", G. Lucas-Leclin, F. Augé, S. C. Auzanneau, F.

- Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka, and D. Vivien, J. Opt. Soc. Am. B, 17, 1526-1530 (2000).
- [Lutgen, 03] "8-W high efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm", S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Späth, Appl. Phys. Lett., 82, 3620-3622 (2003).
- [Lutgen, 05] "Green semiconductor disk laser with 0.7W cw output power", S. Lutgen, M. Kuehnelt, U. Steegmueller, P. Brick, T. Albrecht, W. Reill, J. Luft, W. Späth, B. Kunert, S. Reinhard, K. Volz, and W. Stolz, Technical Digest ASSP 2005, MB23, Vienne (2005).
- [Manoel, 02] "Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity", D.A. Manoel, R.L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz, Optics Communications, 201, 157-163 (2002).
- [Martin, 96] "3 W of single-frequency output at 532 nm by intracavity frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG ring laser", K. I. Martin, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, Optics Letters, 21, 875-877 (1996).
- [Martin, 97] "Stable, high-power, single-frequency generation at 532 nm from a diode-bar pumped Nd:YAG ring laser with an intracavity LBO frequency doubler", K. I. Martin, W. A. Clarkson, and D. C. Hanna, Appl. Opt., 36, 4149-4152 (1997).
- [McFarlane, 91] "High-power visible upconversion laser", R. A. McFarlane, Optics Letters, 16, 1397-1399 (1991).
- [Miller, 97] "42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate", G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer, Optics Letters, 22, 1834-1836 (1997).
- [Monerie, 02] "Fibres optiques dopées et applications", M. Monerie, dans "Les lasers et leurs applications scientifiques et médicale"s, éditeurs scientifiques C. Fabre et J.P. Pocholle, EDP Sciences (2002).
- [Montoya, 99] "Infrared and self-frequency doubled laser action in Yb³⁺-doped LiNbO₃:MgO", E. Montoya, J. Capmany, L. E. Bausa, T. Kellner, A. Dienes, and G. Huber, Appl. Phys. Letters, 74, 3113-3115 (1999).
- [Nakamura, 00] "The Blue Laser Diode : The Complete Story", S. Nakamura, G. Fasol, S. J. Pearton, Springer Verlag 2nd edition (2000).
- [Neev, 88] "Unidirectional device for a ring laser using an acousto-optic modulator", J. Neev and F. V. Kowalski, Optics Letters, 13, 375-377 (1988).

[Novalux] <http://www.novalux.com/>

[Ostroumov, 03] "Recent progress in OPS frequency doubled cw lasers", V. Ostroumov, R. von Elm, and W. Seelert, Technical Digest ASSP 2003, WD1 356-359, San Antonio (2003).

[Pavel, 04] "Continuous-wave high-power Nd:YAG-KNbO₃ laser at 473 nm", N. Pavel, I. Shoji, and T. Taira, Optics and Laser Technology, 36, 581-585 (2004).

[Pavel, 04b] "Room-temperature, continuous-wave 1-W green power by single-pass frequency doubling in a bulk periodically poled MgO:LiNbO₃ crystal", N. Pavel, I. Shoji, T. Taira, K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita, and K. Yamamoto, Optics Letters, 29, 830-832 (2004).

[Peach, 96] "Ytterbium-doped crystal will deliver 100 mW of green light", in Opton Laser Europe March 1996.

[Picard, 03] "Comparison of ¹²⁷I₂-stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at the Bureau International des Poids et Mesures", S. Picard, L. Robertsson, L-S. Ma, K. Nyholm, M. Merimaa, T. E. Ahola, P. Kren, and J-P. Wallerand, Appl. Optics 42, 1019-1028 (2003).

[Pruneri, 95] "49 mW of cw blue light generated by first-order quasi-phase-matched frequency doubling of a diode-pumped 946-nm Nd:YAG laser", V. Pruneri, R. Koch, P. G. Kazansky, W. A. Clarkson, P. St. J. Russell, and D. C. Hanna, Optics Letters, 20, 2375-2377 (1995).

[Raymond, 99] "Intracavity frequency doubling of a diode-pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser", T. D. Raymond, W. J. Alford, M. H. Crawford, and A. A. Allerman, Optics Letters, 24, 1127-1129 (1999).

[Richter, 04] "Diode pumping of a continuous-wave Pr³⁺-doped LiYF₄ laser", A. Richter, E. Heumann, E. Osiac, G. Huber, W. Seelert and A. Diening, Optics Letters, 29, 2638-2640 (2004).

[Risk, 03] "Compact Blue-green lasers", W. P. Risk, T. R. Gosnell, and A. V. Nurmikko, Cambridge University Press (2003).

[Saikawa, 02] "Tunable frequency-doubled Yb:YAG microchip lasers", J. Saikawa, S. Kurimura, I. Shoji, T. Taira, Optical Material, 19, 169-174 (2002).

[Sayama, 97] "Tunable UV CW generation by frequency tripling of a Ti:Sapphire laser", S. Sayama, M. Ohtsu, Optics communications, 137, 295-298 (1997).

- [Schnatz, 96] "First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation", H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, *Physical Review Letters*, 76, 18-21 (1996).
- [Schneider, 96] "1.1-W single-frequency 532-nm radiation by second-harmonic generation of a miniature Nd:YAG ring laser", K. Schneider, S. Schiller, J. Mlynek, M. Bode and I. Freitag, *Optics Letters*, 21, 1999-2001 (1996).
- [Scott, 93] "Upconversion-pumped blue laser in Tm:YAG", B. P. Scott, F. Zhao, R. S. F. Chang, and N. Djeu, *Optics Letters*, 18, 113-115 (1993).
- [Siegman, 86] "Lasers", A. E. Siegman, University science Books, Mill Valley (1986).
- [Soh, 04] "A 980 nm Yb-doped fiber MOPA source and its frequency doubling", D. B. S. Soh, C. Codemard, S. Wang, J. Nilsson, J. F. Sahu, F. Laurell, V. Philippov, Y. Jeong, C. Alegria, and S. Baek, *IEEE Photon. Techn. Letters*, 16, 1032-1034 (2004).
- [Stewen, 00] "Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power", C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, K. Contag, In *OSA Trends in Optics and Photonics – Advanced Solid-State Laser*, ed. by H. Injeyan, U. Keller, C. Marshall, Vol. 34, 35–41 (Optical Society of America, Washington DC 2000).
- [Sutherland, 03] "Handbook of nonlinear optics", R. L. Sutherland, 2nd edition, Revised and Expanded, Marcel Dekker, Inc. (2003).
- [Taira, 91] "Single-mode oscillation of laser-diode-pumped Nd:YVO₄ microchip lasers", T. Taira, A. Mukai, Y. Nozawa, and T. Kobayashi, *Optics Letters*, 16, 1955-1957 (1991).
- [Taniguchi, 96] "100h II-VI blue-green laser diode", S. Taniguchi, T. Hino, S. Itoh, K. Nkano, N. Nakayama, A. Ishibashi, and M. Ikeda, *Electronics Letters*, 32, 552-553 (1996).
- [Thrash, 94] "Upconversion laser emission from Yb³⁺-sensitized Tm³⁺ in BaY₂F₈", R. J. Thrash, and L. F. Johnson, *J. Opt. Soc. Am. B*, 11, 881-885 (1994).
- [Tropper, 04] "Vertical-external-cavity semiconductor lasers", A. C. Tropper, H. D. Foreman, A. Garnache, K. G. Wilcox, and S. H. Hoogland, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 37, 75–85 (2004).
- [Udem, 99] "Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser", Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, *Physical Review Letters*, 82, 3568-3571 (1999).
- [Wallerand, 99] "Frequency measurements of hyperfine splittings in ground rovibronic states of I₂ by stimulated resonant Raman spectroscopy", J.-P. Wallerand, F. du

- Burck, B. Mercier, A.N. Goncharov, M. Himbert, and Ch.J. Bordé, *Eur. Phys. J. D* 6, 63-76 (1999).
- [Wang, 00] "Efficient continuous-wave self-frequency-doubling green diode-pumped Yb:YAl₃(BO₃)₄ lasers", P. Wang, P. Dekker, J. M. Dawes, J. A. Piper, Y. Liu and J. Wang, *Optics Letters*, 25, 731-733 (2000).
- [Wang, 99] "Growth and evaluation of ytterbium-doped yttrium aluminum borate as a potential self-doubling laser crystal", P. Wang, J. M. Dawes, P. Dekker, D. S. Knowles, J. A. Piper, and B. Lu, *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, 63-69 (1999).
- [Welford, 04] "Single-frequency operation of a Cr:YAG laser from 1332 to 1554 nm", D. Welford, and M. A. Jaspan, *J. Opt. Soc. Am. B*, 21, 2137-2141 (2004).
- [White, 03] "Tunable single-frequency ultraviolet generation from a continuous-wave Ti:Sapphire laser with an intracavity PPLN frequency doubler", R.T. White, I.T. McKinnie, S.D. Butterworth, G.W. Baxter, D.M. Warrington, P.G.R. Smith, G.W. Ross, D.C. Hanna, *Applied Physics B*, 77, 547-550 (2003).
- [Xie, 95] "Room-temperature upconversion fiber laser tunable in the red, orange, green, and blue spectral regions", P. Xie, and Gosnell, *Optics Letters*, 2, 1014-1016 (1995).
- [Yan, 04] "High-power vertical-cavity surface-emitting laser with good performances", C. Yan, Y. Ning, L. Qin, Y. Liu, L. Zhao, Q. Wang, Z. Jin, Y. Sun, G. Tao, G. Chu, C. Wang, L. Wang, and H. Jiang, *Electron. Letters*, 40, 872-873 (2004).
- [Yariv, 88] "Quantum Electronics", A. Yariv, 3^{ème} Edition, John Wiley and Sons, Singapour (1988).
- [Yoon, 01] "Absolute frequency measurement of the iodine-stabilized He-Ne laser at 633 nm", T.H. Yoon, J. Ye, J.L. Hall, and J.-M. Chartier, *Appl. Phys. B*, 72, 221-226 (2001).
- [Young, 93] "Enhanced performance of offset-gain high-barrier vertical-cavity surface-emitting lasers", D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, M. G. Peters, M. L. Majewski, B. J. Thibeault, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, *IEEE J. Quantum Electron.*, 29, 2013-2021 (1993).
- [Zellmer, 99] "Visible upconversion lasers in praseodymium-ytterbium-doped fibers", H. Zellmer, P. Riedel, and A. Tünnermann, *Appl. Phys. B*, 69, 417-421 (1999).

Chapitre B :

Lasers à base de cristaux dopé ytterbium.

B- Chapitre B : Lasers à base de cristaux dopé ytterbium.

Dès la démonstration de l'effet laser dans un cristal de rubis ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) par Théodore Maiman en juillet 1960, d'intenses recherches ont été menées sur les ions susceptibles de fournir des propriétés laser à des matrices cristallines.

Les cristaux dopés par l'ion ytterbium (Yb^{3+})²³ sont connus pour leurs propriétés laser depuis 1962 [Etzel, 62]. À cette époque, le pompage se faisait par des lampes à décharges émettant des spectres larges, principalement dans le visible, non adaptés aux spectres d'absorption des cristaux dopés ytterbium. Seule une faible portion de l'énergie délivrée par les flashes peut être absorbée par les transitions d'absorption étroites de l'ytterbium dans le proche infrarouge. Le faible effet laser démontré par Etzel avait alors lieu pour des températures d'environ 80 Kelvin et sous intense excitation impulsionnelle. L'intérêt de la communauté scientifique se porta donc naturellement vers des ions dopant absorbant efficacement le rayonnement visible émis par les lampes flash, tels que les matériaux dopés par des ions néodyme et en particulier le très célèbre Nd:YAG. Les cristaux dopés ytterbium ont connu un fort regain d'intérêt depuis une quinzaine d'années avec l'apparition des diodes laser à base de InGaAs émettant dans le proche infrarouge autour de 900-980 nm, longueurs d'ondes correspondant aux transitions d'absorption de l'ion ytterbium.

Nous présentons dans cette partie une étude théorique et expérimentale des lasers à base de cristaux dopés par des ions ytterbium, et pompés par diode laser, émettant autour de 1000 nm pour être doublés en fréquence autour de 500 nm. Comme nous le verrons, les difficultés liées à cette longueur d'onde infrarouge sont multiples, surtout en utilisant un pompage par diodes laser qui fournissent des faisceaux de mauvaise qualité spatiale. Dans le cas d'une excitation à 980 nm et d'une émission à 1003 nm, le schéma de niveaux d'énergie mis en jeu dans le processus laser tend vers un système à deux niveaux, puisque le défaut quantique²⁴ approche les 2%.

Pour mieux faire appréhender au lecteur les particularités de ce schéma laser, nous allons d'abord montrer toute la diversité des propriétés laser que peut apporter l'ion ytterbium lorsqu'il est inséré dans une matrice hôte. Nous utiliserons ensuite les équations d'évolution des intensités de pompe et laser pour en tirer les paramètres pertinents de notre étude. Cela nous permettra de déterminer les meilleurs candidats pour une émission à 1000 nm. Les réalisations expérimentales et les résultats obtenus seront ensuite présentés pour deux cristaux différents (Yb:YSO et Yb:KYW) et à deux longueurs d'ondes de pompe différentes. Enfin, un programme de simulations numériques basé sur les équations précédentes sera utilisé pour proposer des améliorations dans le cas du pompage à 930 nm.

B-I Introduction aux lasers dopés ytterbium :

Avant de rentrer dans le détail des travaux menés, nous commençons par présenter ici les caractéristiques spectroscopiques principales des cristaux dopés ytterbium. Nous montrons ici les tendances générales sans rentrer profondément dans les détails, mais le lecteur intéressé par des explications plus poussées sur les mécanismes mis en jeu pourra se référer aux

²³ Sauf mention contraire, lorsque nous parlerons d'ion ytterbium, nous ferons référence à l'ion trivalent Yb^{3+} .

²⁴ Écart d'énergie relatif entre un photon de pompe et un photon laser.

mémoires de thèse de Messieurs Gaumé [Gaumé, 02] et Chénais [Chénais, 02] et/ou aux articles de référence [Krupke, 00] et [DeLoach, 93].

B-I.1 Différents types de cristaux dopés ytterbium pour différentes applications :

Dans cette première partie, nous allons essayer de montrer au lecteur toute la diversité des cristaux massifs dopés ytterbium au niveau de leurs propriétés spectroscopiques et de leurs applications. Nous nous éloignons donc très légèrement de notre sujet, mais cela nous permettra de situer les lasers à base de cristaux dopés ytterbium parmi les différentes applications possibles. Deux encadrés agrémentent cette partie, l'un portant sur les effets menant à des spectres larges en émission et en absorption (Encadré B.1) et l'autre sur la conductivité thermique des cristaux laser (Encadré B.2).

B-I.1.a D'où viennent leurs propriétés laser ?

La configuration électronique de l'ion ytterbium Yb^{3+} est noté $[\text{Xe}]4f^{13}$, ce qui correspond à la configuration complète du gaz rare xénon à laquelle sont ajoutés 13 électrons sur la couche 4f. Cette couche est complète lorsqu'elle est remplie de 14 électrons, si bien que la couche 4f de l'ion ytterbium souffre d'un déficit d'un électron. C'est ce déficit d'un électron qui confère à l'ion ytterbium ses propriétés optiques. Lorsqu'il est isolé, l'ion ytterbium, présente un schéma d'énergie très simple puisqu'il n'est constitué que de deux multiplets dégénérés séparés d'environ 10000 cm^{-1} ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$) par couplage spin-orbite²⁵ et notés $^2F_{5/2}$ (multiplet fondamental) et $^2F_{7/2}$ (multiplet excité) (gauche de la figure B-1). Le multiplet $^2F_{7/2}$ est dégénéré 8 fois alors que le multiplet excité $^2F_{5/2}$ est dégénéré 6 fois. L'inversion de population ne peut pas être réalisée dans une configuration à deux niveaux, si bien que l'ion ytterbium isolé n'est pas prédisposé à être utilisé comme milieu laser.

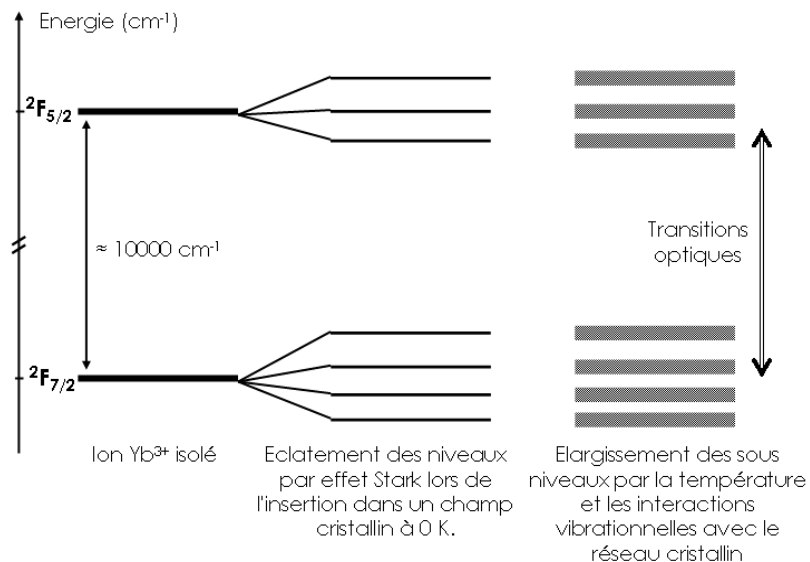


Figure B-1 : Evolution des niveaux d'énergie de l'ion ytterbium à l'état isolé et lorsqu'il est inséré dans une matrice cristalline hôte à température ambiante.

²⁵ Couplage entre le champ magnétique du noyau créé par le mouvement orbital d'un électron, et le moment de spin de l'électron.

Inséré dans une matrice cristalline au sein de laquelle il se substitue à un composant "originel" du cristal, l'ion Yb est soumis au champ électrique créé par les ions qui l'entourent, et appelé champ cristallin. C'est ce champ cristallin qui est à l'origine de la levée de dégénérescence partielle, par effet Stark²⁶, des deux multiplets en sous-niveaux séparés de quelques centaines de cm^{-1} (milieu de la figure B-1). Le multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ se sépare en 4 sous-niveaux et le multiplet $^2F_{5/2}$ en 3 sous-niveaux, la dégénérescence de chacun des sous-niveaux est alors de 2. L'apparition de ces sous-niveaux par l'effet du champ cristallin rend alors possible la création de l'inversion de population et l'effet laser. Les longueurs d'ondes d'absorption s'étalent d'environ 900 à 980 nm et les longueurs d'ondes d'émission de 980 à 1080 nm. Enfin, par interaction des niveaux électroniques avec les modes de vibration du réseau cristallin (phonons), chaque sous-niveau se trouve élargi (droite de la figure B-1), ce qui a pour conséquence d'élargir chaque transition optique possible entre sous-niveaux de multiplets différents.

L'éclatement des sous-niveaux et leur élargissement sont donc dépendants de la matrice hôte d'accueil, si bien que chaque cristal dopé ytterbium présentera des caractéristiques spectroscopiques différentes d'un autre, tant au niveau des valeurs de sections efficaces et des longueurs d'ondes d'émission et d'absorption, qu'au niveau de la forme et de la largeur des transitions ou du temps de vie du multiplet excité.

Des recherches dans le domaine de la chimie du solide et en particulier de l'élaboration de nouveaux cristaux dopés ytterbium pour des applications laser sont donc menées pour développer des matériaux ayant les propriétés adaptées à applications lasers spécifiques. C'est par exemple le cas au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'État Solide (LCAES) de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris, où de nouveaux cristaux dopés ytterbium sont développés pour améliorer leurs propriétés laser. L'Équipe Lasers Solides et Applications (ELSA) travaille en étroite collaboration avec le LCAES depuis plusieurs années et plusieurs thèses. C'est aussi le cas du Laboratoire d'Électronique et de Technologie de l'Information du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA-LETI) de Grenoble qui développe de nouveaux cristaux lasers et qui nous a fourni plusieurs échantillons pour ces travaux. Les principaux axes de recherche se tournent vers les cristaux ayant des spectres d'émission larges et réguliers, pour la production d'impulsions ultra-courtes (femtoseconde), et vers les matériaux aux bonnes propriétés thermomécaniques pour les lasers de puissance (voir en particulier les thèses de R. Gaumé et S. Chénais menées conjointement au LCAES et dans l'équipe ELSA [Gaumé, 02] et [Chénais, 02]).

B-I.1.b Différentes utilisations :

Les cristaux dopés ytterbium présentent donc des propriétés spectroscopiques différentes suivant la matrice cristalline hôte. Certains cristaux ont des spectres larges et réguliers, leurs sections efficaces d'émission sont généralement modestes, d'autres ont des spectres plus chahutés et des sections efficaces plus élevées, d'autres encore bénéficient de fortes sections efficaces et de spectres étroits. Suivant ses propriétés spectroscopiques et thermomécaniques, un cristal dopé ytterbium sera alors dédié à des applications spécifiques.

²⁶ Du nom du physicien bavarois né en 1874 et ayant obtenu le prix Nobel en 1919 pour sa découverte du dédoublement des raies spectrales en présence d'un champ électrique. C'est cet effet qui sépare les sous-niveaux de chaque multiplet.

Encadré B.1 - Élargissement des spectres dans les cristaux dopés ytterbium :

De nombreux effets contribuent à l'élargissement des sous-niveaux et donnent ainsi lieu à des spectres d'absorption et d'émission larges. L'interaction électrons-phonons est la première cause d'élargissement des raies et a lieu dans tous les cristaux. C'est un élargissement homogène des transitions. D'autres effets s'ajoutent à cette interaction pour donner à certains cristaux des spectres particulièrement larges et réguliers. Leur point commun est de créer un désordre des sites d'accueil de l'ytterbium dans la matrice hôte. Les trois principales causes d'élargissement inhomogène menant au désordre de la maille cristalline et à des spectres larges et réguliers sont décrit ici.

Plusieurs sites d'accueil possibles :

Un même constituant peut avoir plusieurs sites différents dans une même maille cristalline, et donc des environnements différents. Ainsi, certaines matrices peuvent présenter plusieurs sites d'accueil non équivalents pour l'ion ytterbium. Suivant le site où il se greffe, l'ion ytterbium ne voit alors pas le même champ cristallin, dépendant des voisins qui l'entourent, et l'éclatement des sous-niveaux est différent. Cet aspect multisite est la première cause du "mélange" des sous-niveaux et de l'élargissement des spectres d'absorption et d'émission, comme dans le Yb:SYS où l'ytterbium se substitue à l'yttrium dans 2 sites différents.

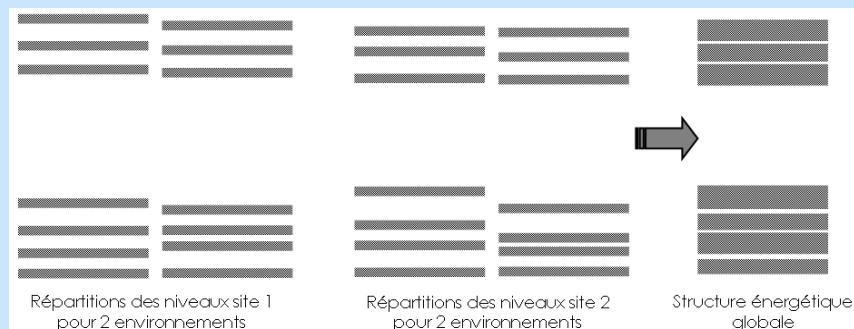
La compensation de charge :

Un ion ytterbium peut aussi substituer un ion de charge différente. Cette différence de charge donne lieu à une réorganisation locale des ions dans l'environnement de l'Yb. C'est par exemple les cas du Yb:CaGdAlO₄, pour lequel l'ytterbium substitue soit des ions gadolinium (Gd³⁺), soit des ions calcium de charge différente (Ca²⁺) ou du Yb:CaF₂, où là encore, l'ytterbium remplace des ions Ca²⁺.

Différents "voisinages" pour chaque site :

A ceci s'ajoutent différentes contributions, telles que la présence d'impuretés, de lacunes ou encore de dislocations dans le cristal. Dans tous les cas, le champ cristallin au voisinage d'un ion ytterbium se trouve modifié, ainsi que la répartition et l'élargissement de ses sous-niveaux d'énergie.

Chaque ion ytterbium peut se trouver dans l'une ou l'autre des situations, si bien que globalement, l'addition des différentes répartitions possibles (ainsi que l'élargissement de chaque sous-niveau) induit un mélange des sous-niveaux et des spectres d'émissions larges. La figure suivante montre un exemple schématique de la répartition et de l'élargissement des sous-niveaux d'énergie d'ions ytterbium placés dans deux sites d'accueil avec différents environnements. La partie de droite de la figure reflète le "spectre" large résultant.



Élargissement de la structure énergétique globale d'un cristal dopé ytterbium présentant deux sites d'accueil et différents environnements. Voir par exemple le spectre du Yb:SYS (Figure B-2 droite).

Les matériaux à spectres larges et réguliers sont utilisés pour produire des impulsions ultracourtes femtoseconde avec des lasers impulsionnels à modes bloqués ou pour amplifier ces impulsions dans des amplificateurs régénératifs [Courjaud, 02a] [Raybaut, 03]. Ce sont par exemple les oxyapatites Yb:SYS ($\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$) [Druon, 02] et Yb:GdCOB ($\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdO}(\text{BO}_3)_3$) [Druon, 00] et le borate Yb:BOYS ($\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$) [Druon, 02b], avec lesquels des impulsions aussi courtes que 69 fs ont été obtenues pour le Yb:BOYS. Les verres dopés ytterbium ont longtemps détenu le record de durée d'impulsions pour les matériaux dopés ytterbium pompés par diode avec 58 fs [Hönniger, 98]. Récemment, un nouveau cristal aux spectres particulièrement larges et à la conductivité thermique élevée, le Yb:CaGdAlO₄ a été développé au LCAES [Petit, 05]. Il a permis pour la première fois avec un cristal massif dopé ytterbium de passer sous la barre des 50 fs et d'atteindre 47 fs en pompage par diode [Zaouter, 05]. Pour exemple, on a reporté sur la figure B-2 suivante les spectres des Yb:SYS et Yb:CaGdAlO₄.

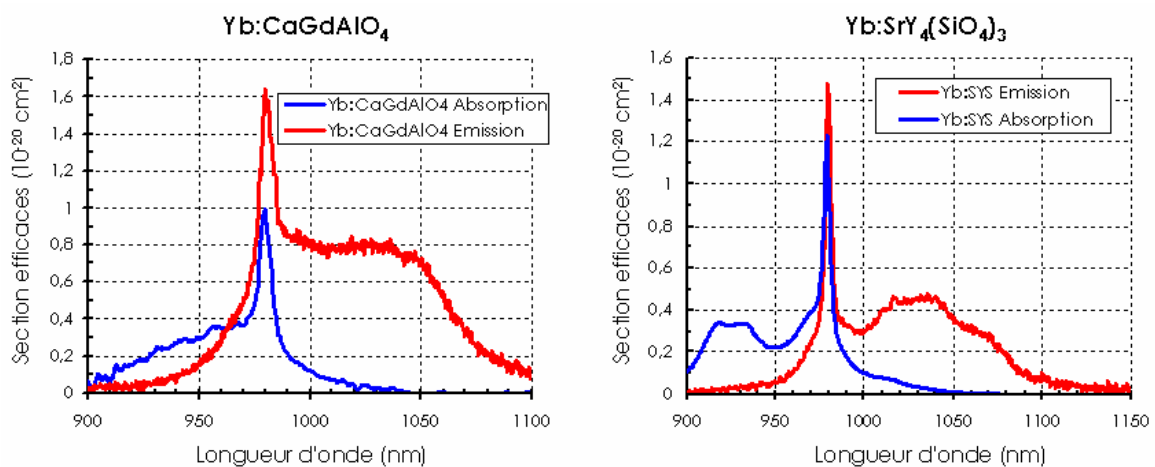


Figure B-2 : Spectres d'émission et absorption des cristaux de Yb:CaGdAlO₄ (gauche) et Yb:SYS ($\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$) (droite). Une seule des deux polarisations du Yb:CaGdAlO₄ (cristal uniaxe) est représentée.

D'autres cristaux aux spectres moins larges et plus chahutés sont souvent utilisés dans les oscillateurs femtoseconde "de puissance" avec des durées d'impulsions supérieures à la centaine de femtosecondes. Le grenat Yb:YAG et les tungstates Yb:KGW et Yb:KYW occupent des places particulières, grâce à la maîtrise de leur croissance, leurs bonnes propriétés thermomécaniques et leurs sections efficaces d'absorption et d'émission élevées [Aus der Au, 00], [Brunner, 02], [Courjaud, 02b]. Certains de ces matériaux sont même utilisés dans des gammes commerciales d'oscillateurs et d'amplificateurs femtoseconde de fortes puissances [Amplitude Systèmes].

Ces cristaux permettent aussi de produire des puissances élevées en régime continu avec des cristaux massifs et un schéma de pompage utilisant des "entonnoirs" à lumière ($> 1 \text{ kW}$) [Honea, 00], ou en utilisant la technique du disque mince proposée par le groupe de A. Giesen à l'Université de Stuttgart [Stewen, 00]. Des produits commerciaux sont d'ailleurs maintenant disponibles, à base de cristaux de Yb:YAG ou de Yb:KYW en disque mince, émettant plus de cent Watts en mode gaussien et en régime continu [Lot-Oriel]. Le cristal de YAG occupe une place de choix parmi les matrices hôtes pour les ions terres rares, principalement grâce à ses bonnes propriétés thermomécaniques et en particulier sa conductivité thermique élevée ($\approx 11 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Le Nd:YAG, avec ses sections efficaces d'absorption et d'émission élevées, est sans doute le matériau laser pompé par flash le plus

utilisé dans les lasers solides commerciaux²⁷, alors que le Yb:YAG est jusqu'à maintenant le cristal dopé ytterbium le plus répandu²⁸ et le premier cristal dopé ytterbium à avoir été utilisé en pompage par diode laser au début des années 1990 [Lacovara, 91]. Néanmoins, de manière générale, la conductivité thermique d'un cristal se trouve diminuée lorsqu'il est dopé par un ion actif (ou tout autre impureté). Cette diminution est d'autant plus grande que le taux de dopage est important (Voir Encadré B.2 sur la conductivité thermique). Comme il est expliqué dans l'encadré, la conductivité thermique d'un cristal dopé diminuera peu si l'ion ytterbium a une masse proche de celle du composant substitué. La grande valeur de conductivité thermique vantée dans de nombreux articles comme l'un des arguments principaux dans le choix de l'Yb:YAG est donc à prendre avec précautions. La conductivité thermique du YAG "pur" est d'environ $11 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$, alors qu'elle tombe à environ $6,5 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ pour un cristal de Yb:YAG dopé à hauteur de 10% en atome d'ytterbium [Gaumé, 03].

On trouve aussi la famille des fluoroapatites, avec par exemple le Yb:S-FAP ($\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$) [Payne, 94] choisi comme milieu amplificateur par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) pour le projet Mercury dans le cadre du projet de fusion inertielle par laser [NIF-LLNL]. Ce cristal présente des spectres d'émission et d'absorption particulièrement fins et les sections efficaces sont particulièrement élevées. Les sesquioxides dopés ytterbium Yb:Y₂O₃, Yb:Lu₂O₃, Yb:Sc₂O₃ présentent de très bonnes conductivités thermiques même lorsqu'ils sont dopés et sont beaucoup développés sous forme de céramiques. Leur conductivité thermique non dopés sont de l'ordre de $12\text{-}13 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$, elle reste à une valeur élevée d'environ $11 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ pour le Yb:Lu₂O₃ dopé à hauteur de 3% et à plus de 6,6 pour les deux autres [Peters, 02]. Cette faible diminution s'explique par la faible différence de masse entre un ion ytterbium et un ion lutécium (Voir Encadré B.2 sur la conductivité thermique). Leur température de croissance est très élevée (2430°C) et la synthèse de ces matériaux sous forme cristalline est donc difficile. La figure suivante montre les spectres d'émission des cristaux de Yb:Y₂O₃ (tiré de [Shirakawa, 03]), Yb:LSO (voir ci-après) et Yb:S-FAP avec ses transitions particulièrement étroites.

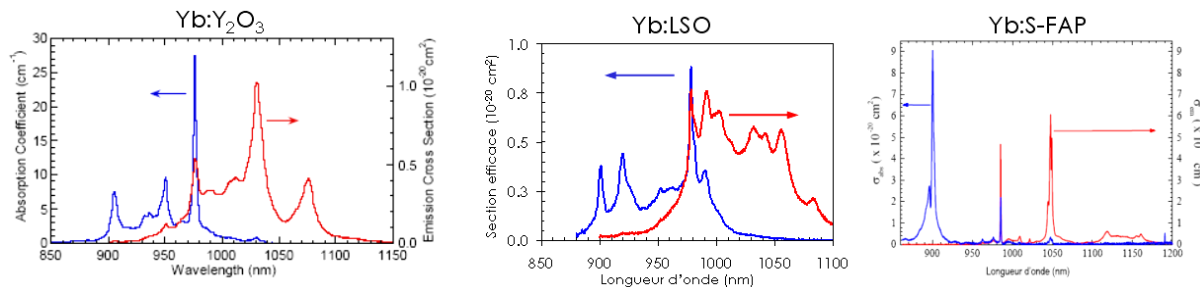


Figure B-3 : Spectres d'absorption et d'émission des Yb:Y₂O₃, Yb:LSO et Yb:S-FAP.

La famille des silicates, avec en particulier les Yb:YSO ($\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$) et Yb:LSO ($\text{Yb}^{3+}:\text{Lu}_2\text{SiO}_5$), commence à faire son apparition tant pour le développement de sources accordables avec des puissances de plusieurs Watts [Jacquemet, 05], que pour la production d'impulsions courtes à des puissances supérieures au Watt. Des impulsions de 260

²⁷ Voir par exemple la gamme de sources laser proposée par Quantel.

²⁸ Les développements du Yb:YAG et son utilisation très répandue sont naturellement dues à la place de choix déjà tenue par le Nd:YAG. Avec l'apparition des diodes de puissance à 900-980 nm correspondant sa bande d'absorption, l'ion ytterbium se révéla prometteur pour le développement de lasers solides pompés par diode. C'est le Yb:YAG qui fut le premier utilisé à température ambiante. Il ne cesse depuis de faire ses preuves.

fs ont été obtenues avec une puissance de plus de 2,5W moyen pour une puissance de pompe 14W à 978 nm en utilisant un cristal de Yb:LSO dopé à hauteur de 8 % en ions ytterbium [Thibaut, 05]. Dopées au cérium (Ce), les deux matrices de YSO et de LSO sont très largement utilisées dans le domaine des scintillateurs. Leur croissance est donc maintenant bien maîtrisée, ce qui permet de doper ces matrices par d'autres ions actifs tels que l'ytterbium pour des applications laser. Pour les mêmes raisons que le sesquioxyde Yb:Lu₂O₃, même pour des taux de dopage de plusieurs pourcents, le Yb:LSO garde une conductivité thermique proche de celle de la matrice non dopée ($\approx 5,3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) [Viana, 04].

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce manuscrit, certains matériaux dopés ytterbium sont aussi utilisés comme matériaux auto-doubleurs de fréquence. Il s'agit principalement des Yb:MgO:LiNbO₃, Yb:YAB ou Yb:YCOB (Yb:Ca₄YO(BO₃)₃).

B-I.1.c Synthèse :

Voilà donc un rapide tour d'horizon de la diversité des cristaux dopés ytterbium, tant au niveau de leur propriétés que de leurs applications. L'une des particularités de l'ion ytterbium face aux propriétés laser est sa grande sensibilité au champ cristallin dans lequel il est inséré. Les recherches et les développements dans le domaine de la cristallographie en lien étroit avec la communauté des "laséristes" sont donc très importants. La connaissance des matériaux et de leurs propriétés rend possible le développement de cristaux laser ayant les propriétés recherchées pour des applications particulières. Ainsi, il y a quelques années, les besoins en cristaux à spectres larges pour les lasers femtoseconde ont conduits à l'apparition des cristaux de Yb:SYS et Yb:BOYS²⁹, mais dont les propriétés thermomécaniques restent limitées. Les travaux portant sur l'amélioration de ces propriétés thermiques ont ensuite permis de développer des cristaux dont la conductivité thermique varie peu avec le dopage (Yb:LSO ou Yb:CaGdAlO₄) pour des applications à plus hautes puissances.

Nous allons maintenant rentrer dans le détail de la spectroscopie des cristaux dopés ytterbium, pour faire ressortir les paramètres importants qui nous permettront de choisir les bons matériaux pour des lasers efficaces à 1003 nm.

²⁹ Pour ne citer que eux.

Encadré B.2 - Que dire de la conductivité thermique K_c des cristaux dopés ?

Nous avons vu que le dopage d'un cristal par des ions actifs (ici l'ytterbium) engendre une modification de l'environnement des sites où l'ion actif se greffe. La conduction de la chaleur dans les matériaux cristallins se fait par l'intermédiaire des phonons (modes de vibrations du réseau) qui se propagent dans le cristal. Dans un matériau où un désordre structural est présent, les phonons ont plus de difficultés à se propager (ils sont en quelque sorte freinés par le désordre), ce qui diminue la conductivité thermique du solide. Un cristal dopé verra donc sa conductivité thermique diminuer par rapport à celle du matériau non dopé. On peut même dire que plus le désordre structural induit par le dopage est grand, et plus la conductivité thermique diminue. Ainsi, de manière générale, les cristaux à spectres larges ont des conductivités thermiques modestes. La conductivité thermique (ici pour les cristaux non dopés) du Yb:SYS est de $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, celle du Yb:BOYS de $1,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et celle des Yb:verres est de $0,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour ne donner que ces valeurs [Druon, 03]. Néanmoins, ceci n'est qu'une tendance générale puisque certains de ces cristaux à spectres larges bénéficient de bonnes conductivités thermiques comme le Yb: CaGdAlO_4 ($K_c = 6,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour un dopage à 2%) et le Yb: CaF_2 ($K_c = 4,1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour un dopage à 9%, K_c CaF_2 non dopé $9,7 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Outre une bonne conductivité thermique du cristal hôte non dopé, il est intéressant, pour des applications laser, d'utiliser préférentiellement des matériaux dont la conductivité thermique diminue peu avec le taux de dopage en ions actifs. De manière générale, les matériaux non dopés ont une conductivité thermique d'autant plus importante que leurs température de fusion, masse molaire et densité sont élevées [Gaumé, 02]. Considérons maintenant le dopage par un ion actif. Si on désire minimiser la baisse de la conductivité thermique du matériau dopé, il est souhaitable de minimiser le désordre ajouté par le dopage. Romain Gaumé et ses collègues ont montré qu'il est possible de prédire et calculer l'évolution de la conductivité thermique d'un cristal dopé par des ions actifs [Gaumé, 03]. Ce modèle montre, en particulier, qu'en substituant un ion ytterbium à un ion de masse molaire voisine et de même charge*, la baisse de la conductivité thermique avec le taux de dopage est minimisée. C'est ce qui est illustré dans le tableau suivant, donnant, pour différents couples de cristaux lasers de mêmes familles, les valeurs des conductivités thermiques des matériaux dopés et non dopés, ainsi que l'élément qui a été substitué.

Cristal	K_c non dopé [▲]	K_c dopé (valeur dopage)	Variation relative de K_c	Ion substitué (Var. relative de masse/Yb)
Yb:YAG	10,7	6 (15% at.) [▽]	43,4%	Yttrium - Y (49%)
Yb:GGG	8,0	6,9 (15% at.) [▽]	13,75%	Gadolinium - Gd (9%)
Yb:YSO	4,4	3,7 (5% at.) [▲]	16%	Yttrium - Y (49%)
Yb:LSO	5,5	5,3 (8% at.) [▲]	3,6%	Lutécium - Lu (1%)
Yb:Sc ₂ O ₃	16,5	6,6 (3% at.) [♦]	60%	Scandium - Sc (74%)
Yb:Lu ₂ O ₃	12,2	11 (3% at.) [♦]	9,8%	Lutécium - Lu (1%)

*Les rayons ioniques doivent aussi être proches, c'est une des règles de Pauling pour la substitution cationique.

▲ [Gaumé, 02]

▽ [Petit, 05b]

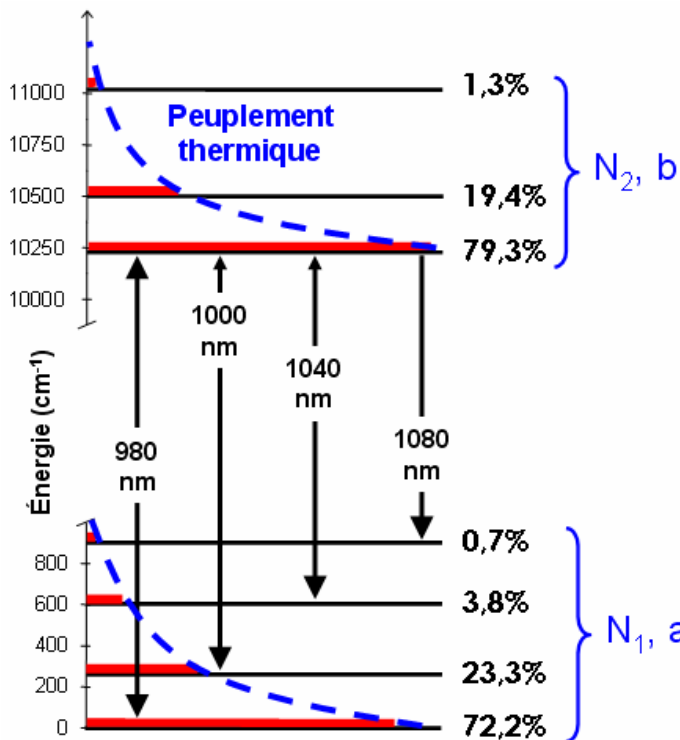
▲ [Viana, 04]

♦ [Peters, 02]

B-I.2 Spectroscopie :

B-I.2.a Répartition énergétique des niveaux et peuplement thermique :

Comme nous l'avons vu précédemment, la structure énergétique de l'ion ytterbium inséré dans une matrice cristalline est simple. Il n'est constitué que de deux multiplets, $^2F_{7/2}$ (multiplet fondamental) et $^2F_{5/2}$ (multiplet excité), séparés d'environ 10000 cm^{-1} , correspondant à une longueur d'onde moyenne de 1 μm . Au sein d'un même multiplet, les sous-niveaux Stark sont espacés de quelques centaines de cm^{-1} . A température ambiante T, cet écart en énergie est de l'ordre de l'énergie thermique $k_B T$ ($\approx 200 \text{ cm}^{-1}$ à 300 K), si bien que les sous-niveaux Stark d'un même multiplet sont naturellement peuplés suivant la statistique de Boltzmann. Ce type de peuplement est appelé par la suite "peuplement thermique". La répartition de la population de chaque sous-niveau au sein d'un même multiplet se fait avec un temps caractéristique inférieur à 10 ps [Krupke, 00]. Ce temps étant très inférieur au temps de vie du multiplet excité³⁰, on peut considérer que, à chaque instant, le peuplement des sous-niveaux est régi par la statistique de Boltzmann. La figure B-4 montre le schéma d'énergie des niveaux pour le Yb:YSO, suivant la polarisation X de ce cristal biaxial (d'après [Gaumé, 02b]), ainsi que la répartition schématisée du peuplement des niveaux. Les quantités f_a et f_b représentent les proportions d'ions ytterbium sur chaque sous-niveau a ou b d'un multiplet par rapport à la population totale du multiplet auquel ils appartiennent.



Statistique de Boltzmann pour le peuplement thermique des niveaux :

Un sous-niveau du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ sera noté a et un sous-niveau du multiplet excité $^2F_{5/2}$ sera noté b.

$$f_a(T) = g_a \frac{e^{-E_a/k_B \cdot T}}{\sum_{i=1}^4 g_i \cdot e^{-E_i/k_B \cdot T}}$$

$$f_b(T) = g_b \frac{e^{-E_b/k_B \cdot T}}{\sum_{j=1}^3 g_j \cdot e^{-E_j/k_B \cdot T}}$$

Les g_i et g_j sont les facteurs de dégénérescence des sous-niveaux des multiplets fondamentaux et excités, tous égaux à 2.

Figure B-4 : Répartition des niveaux d'énergie et des populations de chaque sous-niveau pour le site d'accueil n°2 dans Yb:YSO (pour les transitions d'absorption et d'émission du champ selon la polarisation X) sous l'influence d'un champ de pompe (pour que le multiplet excité soit peuplé). Les longueurs d'ondes correspondant aux maxima des transitions sont reportées. Les facteurs de peuplements f_a et f_b sont reportés à côté de chaque sous-niveau a ou b pour une température de 300 K. La population totale du multiplet fondamental est notée N_1 et la population totale du niveau excité est notée N_2 .

³⁰ Et a fortiori pour le niveau fondamental dont le temps de vie peut être considéré comme infini.

Ce schéma n'est qu'une représentation de l'éclatement et de la position des niveaux. Tout comme les facteurs de peuplement thermique, cette figure n'est plus valable pour des cristaux dont les spectres sont larges et réguliers, puisque dans ce cas les sous-niveaux ne peuvent plus être considérés comme discrets. Nous travaillerons ici avec des cristaux présentant des spectres plutôt discrets, pour lesquels les sections efficaces d'émission sont plus élevées. Nous pouvons donc considérer cette représentation comme valable et utiliser les peuplements thermiques tels qu'ils ont été définis ci-dessus.

L'une des propriétés clés des lasers à base cristaux dopés ytterbium, illustrée par la figure précédente, est leur caractère laser qualifié de "quasi-trois niveaux". Comme cette qualification le laisse entendre, les lasers ytterbium³¹ se comportent donc presque comme des lasers à trois niveaux (mais pas tout à fait !). La différence vient du peuplement thermique des niveaux. A l'équilibre thermique et sans apport d'énergie extérieur, le niveau terminal de la transition laser est peuplé thermiquement. En général, le cristal dopé ytterbium est donc absorbant à la longueur laser recherchée. Il existe donc un seuil de puissance de pompe en dessous duquel le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser et au dessus duquel il devient amplificateur. Plus la longueur d'onde laser recherchée se rapproche de 980 nm, et plus ce seuil de transparence est élevé en terme de puissance de pompe. C'est l'une des principales difficultés à laquelle nous serons confrontés pour un fonctionnement laser à 1003 nm.

Ce schéma d'énergie simple, et exempt de niveaux d'énergies supérieures dans le domaine optique, rend impossible tout phénomène parasite tel que l'absorption dans les états excités, la relaxation croisée ou l' "upconversion". Ces phénomènes, fréquemment rencontrés dans les matériaux dopés par des ions néodyme, erbium, praséodyme ou encore thulium, sont responsables d'une baisse de la population de l'état excité, diminuant ainsi l'efficacité de l'effet laser dans l'infrarouge. Ces phénomènes, que nous qualifions de parasites pour une émission "directe" dans l'infrarouge, peuvent néanmoins être mis à profit pour peupler des niveaux d'énergies supérieures³² et ainsi développer des lasers à "upconversion", tels que ceux présentés dans la première partie de ce manuscrit.

Ces effets ne sont donc pas présents dans les cristaux dopés ytterbium. Néanmoins, d'autres effets plus "exotiques" et marginaux peuvent être observés par une émission visible (généralement bleu-vert-rouge). Cette émission dans le visible peut être due à la présence d'impuretés (ions erbium, thulium ou autre) pouvant avoir pollué le creuset dans lequel la croissance des cristaux dopés ytterbium a été réalisée. Elle peut également être due à un phénomène de luminescence coopérative, dans lequel deux ions ytterbium excités proches associent leur énergie pour se désexciter en émettant un seul photon dans le bleu-vert [Nakazawa, 70].

Les phénomènes d'interaction lumière-matière mis en jeu dans le processus d'effet laser sont l'absorption, l'émission stimulée et l'émission spontanée. Ils sont caractérisés par les grandeurs spectroscopiques suivantes : la section efficace d'absorption, la section efficace d'émission stimulée et le temps de vie radiatif du multiplet excité. Les sections efficaces sont dépendantes de la longueur d'onde, contrairement au temps de vie radiatif. Toutes ces

³¹ C'est le petit nom que nous donnerons aux lasers à base de cristaux dopés par des ions ytterbium.

³² Sous entendus, des niveaux d'énergies supérieures au niveau haut (excité) de la transition laser.

grandeurs sont déterminées par nos collègues chimistes du solide, principalement au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'Etat Solide de l'Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Paris. Bien qu'ayant participé aux mesures spectroscopiques pour les Yb:YSO et Yb:LSO, dont nous avons déjà parlé et dont nous reparlerons, je ne présenterai pas ici les techniques utilisées, mais laisse soin au lecteur de se reporter aux travaux de P. H. Haumesser [Haumesser, 00] ou à l'article très complet de Laura DeLoach et al. expliquant les méthodes de mesures et de calculs des sections efficaces et du temps de vie radiatif [DeLoach, 93].

B-1.2.b Les sections efficaces "effectives" dans l'ytterbium :

Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont définies spectroscopiquement à partir des coefficients d'Einstein entre deux sous-niveaux Stark a et b . A une longueur d'onde λ donnée, le principe de réciprocité indique que la section efficace d'émission égale la section efficace d'absorption, aux facteurs de dégénérescence des niveaux près. Néanmoins, les sections efficaces d'absorption et d'émission accessibles expérimentalement dépendent du peuplement thermique des niveaux considérés et ne sont donc que des sections efficaces effectives, fonctions de la température [Fan, 95]. Elles correspondent à :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T_0) = f_a(T_0) \cdot \sigma_{a \rightarrow b}(\lambda) \quad (\text{Équation B-1})$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T_0) = f_b(T_0) \cdot \sigma_{b \rightarrow a}(\lambda) \quad (\text{Équation B-2})$$

$$\text{où } \sigma_{a \rightarrow b}(\lambda) = \frac{g_b}{g_a} \cdot \sigma_{b \rightarrow a}(\lambda)$$

g_a et g_b étant les facteurs de dégénérescence des sous-niveaux Stark a et b , tous égaux à 2 pour l'ytterbium, et T_0 étant la température du cristal lors des mesures des spectres. Contrairement aux sections efficaces spectroscopiques, les sections efficaces effectives, mesurées en absorption et en émission à une longueur d'onde donnée, ont donc des valeurs différentes les unes des autres. Les sections efficaces à une température T différente de T_0 sont tout simplement données par :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T) = \sigma_{abs}(\lambda, T_0) \cdot \frac{f_a(T)}{f_a(T_0)} \quad (\text{Équation B-3})$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \sigma_{em}(\lambda, T_0) \cdot \frac{f_b(T)}{f_b(T_0)} \quad (\text{Équation B-4})$$

Une augmentation de la température se traduit alors par une modification des sections efficaces d'absorption et d'émission. La section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et les sections efficaces d'émission aux longueurs d'ondes laser et de pompe diminuent alors que la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser augmente. L'augmentation de la température réduit donc l'efficacité des lasers ytterbium.

L'introduction des sections efficaces effectives, intimement liées aux facteurs de peuplement thermique, a une conséquence immédiate et importante pour le traitement théorique qui suivra. On ne distingue pas 3 ou 4 sous-niveaux discrets dans le schéma laser, avec chacun leur population correspondante, mais deux multiplets de populations globales N_1 et N_2 . La distinction des sous-niveaux mis en jeu dans le schéma laser se fera par les sections effectives elles-mêmes contenant l'information du niveau considéré à travers les

facteurs f_a ou f_b . Nous considérerons donc seulement deux populations différentes, N_1 et N_2 , les densités de populations totales des multiplets fondamentaux et excités respectivement.

B-I.2.c Un petit mot sur la transition à 980 nm - la "Zero-Line" :

Dans les cristaux dopés ytterbium, la transition d'absorption la plus probable et donc la plus intense se situe généralement autour de 980 nm. Elle correspond à l'absorption d'un photon par un ion ytterbium passant du sous-niveau le plus bas du multiplet fondamental au sous-niveau le plus bas du multiplet excité (voir figure B-4). Cette transition particulière est souvent appelée en anglais la "Zero-Line" et son énergie est prise comme référence pour les autres transitions [DeLoach, 93]. Elle est quelques fois aussi appelée la raie $0 \rightarrow 0$, dénotant le fait qu'elle correspond à la transition entre les deux sous-niveaux de plus basse énergie des deux multiplets fondamental et excité [Vivien, 03]. En dessous de cette longueur d'onde, l'absorption prédomine sur l'émission, alors qu'au-dessus, c'est l'émission qui est prépondérante.

On peut toutefois noter l'exception du Yb:YAG, pour lequel la "Zero-Line" se situe à 968 nm, mais dont la transition d'absorption la plus intense correspond à une longueur d'onde de 940 nm. Cette dernière raie étant beaucoup plus large que la "Zero-Line", elle s'adapte mieux aux spectres émis par les diodes laser de puissance et c'est donc elle qui est utilisée pour pomper les cristaux de Yb:YAG.

B-I.2.d Temps de vie et désexcitations non radiatives :

Le temps de vie du multiplet excité $^2F_{5/2}$ est le troisième paramètre spectroscopique important dans le fonctionnement laser. On peut distinguer deux contributions au temps de vie des niveaux excités, une désexcitation spontanée radiative (l'émission spontanée) et une désexcitation non-radiative conduisant à une production de chaleur. Dans les cristaux dopés ytterbium, le temps de vie radiatif est de l'ordre de la milliseconde, soit quatre à cinq fois plus élevé que pour les cristaux dopés par des ions néodyme. C'est une grandeur particulièrement importante pour les lasers fonctionnant en régime impulsif, puisqu'il est intimement lié à la capacité de stockage de l'énergie.

Des précautions expérimentales sont à prendre pour la mesure du temps de vie radiatif des cristaux dopés ytterbium. En effet, le fort recouvrement des spectres d'absorption et d'émission allonge artificiellement ce temps de vie si les mesures de déclin de fluorescence sont faits sur des cristaux massifs. Un ion ytterbium porté sur l'état excité va se désexciter en émettant un photon par émission spontanée. La longueur d'onde de ce photon est statistiquement répartie sur l'ensemble du spectre d'émission, et est notamment très probable dans la bande 980-1000 nm, pour laquelle les sections efficaces d'émission sont élevées. Comme les concentrations sont importantes, les ions ytterbium dans la matrice sont proches. Ainsi, le photon émis pourra être réabsorbé par un ion ytterbium proche, qui lui-même se désexcitera et le phénomène d'émission-réabsorption pourra se répéter, augmentant ainsi la durée expérimentale du temps de vie radiatif. En utilisant des cristaux massifs, ce phénomène est exalté par les réflexions totales internes aux interfaces cristal-air. L'utilisation de fines poudres, limitant l'effet d'émission-réabsorption, et plongées dans un solvant tel que l'éthylène-glycol, limitant le phénomène de réflexion totale interne, permet d'améliorer les mesures de temps de vie [Kisel, 04].

Les désexcitations non radiatives peuvent avoir deux causes : les relaxations multiphonons ou le piégeage de la fluorescence. Les relaxations multiphonons sont improbables dans les cristaux dopés ytterbium puisque l'énergie des phonons des matrices hôtes est inférieure à environ 1500 cm^{-1} . Ces relaxations nécessiteraient alors une dizaine de phonons pour désexciter un ion du multiplet excité vers le niveau fondamental. Le piégeage de la fluorescence est lui plus probable dans les cristaux dopés ytterbium du fait des concentrations généralement élevées utilisées (plusieurs pourcents). Plus la concentration en ions dopant est élevée et plus les ions ytterbium seront proches les uns des autres³³. Un ion ytterbium excité proche d'un ion ytterbium de basse énergie aura alors une probabilité non nulle de transférer son énergie à son voisin. Ce processus augmente la probabilité qu'un ion ytterbium excité rencontre une impureté et perde ainsi son énergie sous forme non radiative.

Une première conséquence de ces processus non radiatifs, et néfaste au bon fonctionnement du laser à température ambiante, est que l'énergie lumineuse perdue est restituée sous forme de chaleur au cristal. La deuxième conséquence est une diminution de la population du niveau haut de la transition laser, diminuant l'inversion de population et le gain laser.

Passons maintenant à une partie un peu plus théorique dans laquelle nous nous proposons de poser les équations et relations générales gouvernant l'évolution des ondes de pompe et laser, ainsi que des coefficients d'absorption et de gain.

B-II Équations de base pour un laser ytterbium en régime continu et pompé par diode :

Nous allons maintenant poser les équations générales régissant l'évolution des populations des niveaux, de l'intensité de pompe et de l'absorption, avec et sans effet laser, ainsi que l'évolution du gain et de l'intensité laser. Elles nous permettront de faire ressortir les grandeurs importantes, et utilisées par la suite, telles que l'expression des gains net et linéique ou de l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser.

Une étude un peu similaire et complète peut être trouvée dans le mémoire de thèse de A. Courjaud [Courjaud, 01] traitant des sources lasers femtoseconde pompées par diode à base de cristaux dopés ytterbium.

B-II.1 Schéma de niveaux et notations utilisées :

Nous reprenons tout d'abord, sur la figure B-5, le schéma d'énergie des niveaux présenté précédemment en y faisant apparaître les transitions mises en jeu pour une longueur d'onde de pompe à $\lambda_P \approx 980 \text{ nm}$ ($a_0 \leftrightarrow b_0$) et une émission laser à $\lambda \approx 1000 \text{ nm}$ ($a_1 \leftrightarrow b_0$), ainsi que les grandeurs utiles et les notations utilisées. Les sections efficaces sont notées σ [cm^2], elles sont affectées d'un indice "a" ou "e" pour l'absorption ou l'émission, et d'une lettre "L" ou "P" pour les longueurs d'ondes laser et de pompe respectivement. I_P et I_L représentent les intensités de pompe et du laser [kW.cm^{-2}]. Le temps de vie du multiplet excité est représenté par le temps τ [ms], prenant en compte les contributions radiatives et non radiatives dans la probabilité de désexcitation d'un ion ytterbium porté dans le multiplet excité, soit : $1/\tau = 1/\tau_{\text{rad.}} + 1/\tau_{\text{non rad.}}$.

³³ Surtout pour les matrices cristallines à faible volume de maille.

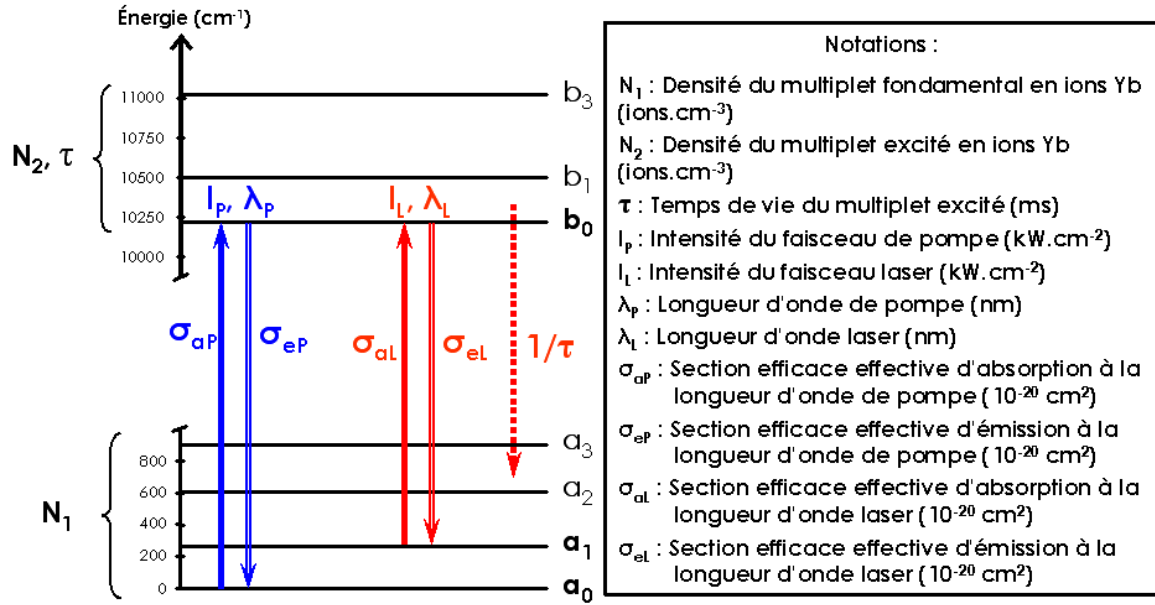


Figure B-5 : Schéma des niveaux d'énergie pour Yb:YSO (site 1) et notations utilisées.

La densité de population en ions ytterbium du multiplet fondamental sera notée N_1 et celle du multiplet excité N_2 [nombre d'ions.cm⁻³]. Enfin, le système est fermé, ainsi la densité totale en ions ytterbium N est égale à la somme $N_1 + N_2$.

B-II.2 Profils transverses des faisceaux de pompe et laser :

Dans cette sous-partie, nous donnons les profils d'intensités transverses typiques des faisceaux laser et de pompe qui nous seront utiles dans la partie dédiée aux simulations. Ils sont introduits ici pour être cohérent avec la suite, dans laquelle nous utiliserons, sans avoir besoin de les expliciter, les notations $I_p(r,z)$ et $I_L(r,z)$ correspondants aux intensités des faisceaux laser et de pompe.

B-II.2.a Profil du faisceau laser :

Le mode fondamental de propagation d'une onde lumineuse dans un résonateur stable est décrit par une répartition d'intensité gaussienne de géométrie circulaire autour de l'axe de la cavité. C'est le mode communément dénommé TEM₀₀. On a alors :

$$I_L(r, z) = I(0, z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \quad (\text{Équation B-5})$$

avec :

$$w_L(z) = w_{L0} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{L0}) \cdot \lambda_L}{\pi \cdot n \cdot w_{L0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-6})$$

l'expression de l'évolution du rayon du faisceau laser w_L (pris à 1/e² de l'intensité) en fonction de la position z sur l'axe de propagation. z_{L0} est la position du col du faisceau laser (le "waist") pour laquelle le rayon du faisceau vaut w_{L0} . L'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde est n .

La relation liant puissance et intensité d'un faisceau laser de symétrie de révolution est :
 $P = \iint_{r,\theta} I(r, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta$, qui donne, dans l'espace libre pour un faisceau gaussien :

$$P = \frac{\pi \cdot w^2(z)}{2} \cdot I(0, z) \quad (\text{Équation B-7}).$$

On peut alors écrire :

$$I(r, z) = \frac{2 \cdot P}{\pi \cdot w^2(z)} \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w^2(z)}} \quad (\text{Équation B-8}).$$

Si on considère l'évolution de l'intensité dans le cristal laser, la puissance considérée sera alors dépendante de la coordonnée axiale z .

B-II.2.b Profils des faisceaux de pompe :

Les diodes de pompe de puissance produisent en général des faisceaux dont la divergence est bien plus élevée que pour un faisceau TEM₀₀ de même taille. Cet écart de comportement est souvent caractérisé par un facteur de qualité noté M^2 . Un faisceau laser gaussien TEM₀₀, dit "limité par la diffraction", est caractérisé par un facteur de qualité spatiale $M^2=1$. Un faisceau gaussien de $M^2>1$ divergera M^2 fois plus vite qu'un faisceau TEM₀₀. Ce facteur M^2 est basé sur le calcul des seconds moments de la distribution transverse de l'intensité. Sa définition appliquée aux faisceaux gaussiens est donnée par :

$$M^2 = \frac{\pi \cdot w_0 \cdot \theta}{\lambda} \quad (\text{Équation B-9})$$

où θ est ici le demi-angle de divergence du faisceau (en radians), w_0 son rayon de col et λ la longueur d'onde. L'évolution du rayon du faisceau laser $w(z)$ (pris à $1/e^2$ de l'intensité) est alors modifiée de la façon suivante :

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_0) \cdot M^2 \cdot \lambda}{\pi \cdot n \cdot w_0^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-10})$$

Le profil du faisceau émis dépendra de la diode de pompe utilisée. Pour une diode fibrée, on pourra considérer le faisceau émis comme un faisceau gaussien dont le facteur de qualité spatiale M^2 vaut plusieurs dizaines. Sa répartition d'intensité $I_P(r, z)$ et l'évolution du rayon du faisceau $w_P(z)$ sont données par les deux relations suivantes :

$$I_P(r, z) = I_P(0, z_{P0}) \cdot e^{-\frac{2 \cdot r^2}{w_P^2(z)}} \quad (\text{Équation B-11})$$

$$w_P(z) = w_{P0} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{P0}) \cdot M^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{P0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-12})$$

où z_{P0} est la position axiale du "waist" w_{P0} du faisceau de pompe, λ_P est la longueur d'onde de pompe, n l'indice de réfraction du milieu et M^2 le facteur de qualité spatiale du faisceau.

Par exemple, pour une diode fibrée de 200 μm de diamètre à 980 nm, le facteur M^2 est de l'ordre de 75, le faisceau diverge donc 75 fois plus vite qu'un faisceau de même taille au waist et qui serait limité par la diffraction.

Si on utilise maintenant une diode monoruban dont la surface émettrice typique est de 1x100 μm^2 , il faudra considérer la propagation selon les deux axes d'émission privilégiés de la diode (voir la figure B-6). De telles diodes émettent, dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction (1 μm), notée Y, un faisceau proche de la limite de diffraction, avec un facteur de qualité M^2 très proche de l'unité. Cette direction est souvent appelée l'axe rapide de la diode. Bien que le faisceau soit presque limité par la diffraction dans cette direction, il diverge très vite au niveau de la zone d'émission, à cause de la très petite taille de celle-ci. Selon la direction parallèle au plan de jonction (100 μm), notée X, le faisceau émis a une mauvaise qualité spatiale, de M^2 typique de l'ordre de 20-25. On l'appelle aussi l'axe lent de la diode.

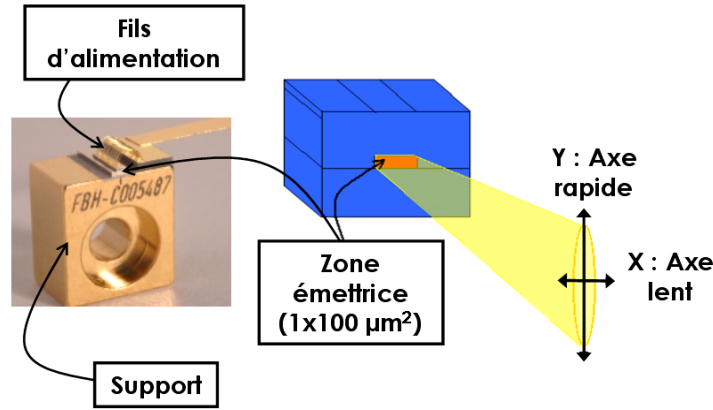


Figure B-6 : Schéma et photographie d'une diode laser monoruban.

Il est alors nécessaire de remettre en forme le faisceau émis pour adapter sa taille, au point de focalisation, à celle du mode de cavité. La remise en forme est obtenue par un système optique, par exemple composé par l'association de lentilles cylindriques convergentes et divergentes jouant le rôle de systèmes afocaux. En général, deux systèmes afocaux travaillant chacun selon l'une des directions privilégiées de la diode sont utilisés. On pourra alors supposer que, autour du point de focalisation, le faisceau aura un profil transverse gaussien, mais dont la divergence (le M^2) sera différente selon les deux axes de propagation de la diode.

On utilisera alors les coordonnées cartésiennes adaptées à cette géométrie rectangulaire. Le profil transverse d'intensité, ainsi que l'évolution du rayon du faisceau selon les deux directions x et y, sont donnés par les relations suivantes :

$$I_p(x, y, z) = I_p(0, 0, z) \cdot e^{-\left[\frac{2x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{2y^2}{w_{Py}^2(z)} \right]} \quad (\text{Équation B-13})$$

$$w_{Px}(z) = w_{Px0} \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{P0}) \cdot M_x^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Px0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-14})$$

$$w_{Py}(z) = w_{Py0} \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{P0}) \cdot M_y^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Py0}^2} \right]^2} \quad (\text{Équation B-15})$$

On se place ici autour du point de focalisation dans le cristal après remise en forme du faisceau issu de la diode. Par compensation du faible astigmatisme de la diode par le système de remise en forme, on peut estimer que, au point de focalisation, le "waist" du faisceau est situé au même point Z_{P0} pour les deux directions privilégiées X et Y.

B-II.3 Expression des populations en régime stationnaire :

En reprenant les notations de la figure B-5 et en considérant des faisceaux de géométrie de révolution, les équations d'évolutions temporelles des populations N_1 et N_2 à l'état stationnaire s'écrivent :

$$\frac{dN_1}{dt} = [\sigma_{eP} \cdot I_P + \sigma_{eL} \cdot I_L] N_2 - [\sigma_{aP} \cdot I_P + \sigma_{aL} \cdot I_L] N_1 + \frac{N_2}{\tau} = -\frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (\text{Équation B-16})$$

En utilisant le fait que le système soit fermé, et que l'on ait donc, pour la densité totale en ions ytterbium : $N = N_1 + N_2$, on obtient :

$$N_1(r, z) = N \frac{\sigma_{eP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + \sigma_{eL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-17})$$

$$N_2(r, z) = N \frac{\sigma_{aP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + \sigma_{aL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z)}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P(r, z) + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L(r, z) + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-18}).$$

Remarque :

Les sections efficaces effectives et le temps de vie varient avec la température. Par absorption du faisceau de pompe, une charge thermique est alors déposée dans le cristal, élevant ainsi la température du milieu. Cette élévation de température varie spatialement suivant la quantité de puissance de pompe absorbée. La charge thermique déposée dépend du défaut quantique entre photons de pompe et photons laser³⁴. Cette source d'échauffement est ici réduite puisqu'un pompage à 980 nm et un effet laser à 1003 nm induisent un défaut quantique de seulement 2,5 %. La quantité de chaleur déposée est donc faible, et les variations spatiales des sections efficaces et du temps de vie avec la température sont alors trop faibles pour être prises en compte ici.

Rigoureusement, seule la densité totale en ions ytterbium N ne varie pas spatialement (aux inhomogénéités de concentration près). Dans les paragraphes suivants, pour simplifier, nous considérerons que les grandeurs spectroscopiques restent constantes dans tout le cristal et que seules les intensités de pompe et du laser varient spatialement. Nous les omettrons souvent par la suite pour alléger les notations.

B-II.4 Le taux d'inversion de population :

On définit aussi le taux d'inversion de population $\beta = N_2/N$ caractérisant la portion d'ions ytterbium portée dans l'état excité. En utilisant les expressions de N_1 et N_2 précédentes, on obtient :

$$\beta = \frac{\sigma_{aP} \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P + \sigma_{aL} \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-19})$$

³⁴ Ecart relatif d'énergie entre un photon de pompe et un photon laser.

Introduisons dès à présent deux grandeurs, apparaissant naturellement dans ces calculs et utiles pour la suite, qui sont l'intensité de saturation de l'onde de pompe I_{PSat} et l'intensité de saturation de l'onde laser I_{LSat} . En multipliant numérateur et dénominateur de l'équation B-19 par τ , il vient :

$$\beta = \frac{\sigma_{aP} \cdot \tau \cdot (\lambda_P / hc) \cdot I_P + \sigma_{aL} \cdot \tau \cdot (\lambda_L / hc) \cdot I_L}{I_P / I_{PSat} + I_L / I_{LSat} + 1} \quad (\text{Équation B-20})$$

avec : $I_{PSat} = \frac{hc}{\lambda_P \cdot \tau \cdot (\sigma_{aP} + \sigma_{eP})}$ l'intensité de saturation de l'onde de pompe et

$$I_{LSat} = \frac{hc}{\lambda_L \cdot \tau \cdot (\sigma_{aL} + \sigma_{eL})} \text{ l'intensité de saturation de l'onde laser.}$$

On voit notamment que β est dépendant de la longueur d'onde de pompe utilisée, par l'intermédiaire des sections efficaces. L'inversion de population va donc évoluer différemment que l'on pompe un cristal dopé ytterbium sur sa "Zero-Line" ou à une longueur d'onde inférieure.

Pour appréhender cette différence de comportement, nous allons faire des hypothèses fortes, mais permettant de faire des calculs analytiques. Nous considérons un profil de l'intensité de pompe carré ("Top Hat") qui ne diverge pas et nous allons calculer l'évolution de β pour différentes valeurs d'intensités de pompe incidentes sur le cristal, en nous plaçant dans un régime de pompage sans effet laser ($I_L=0$). Pour que les résultats exposés soient plus parlants à l'expérimentateur, nous traçons les valeurs de β obtenues en fonction de la puissance de pompe incidente pour un rayon de pompe W_p typique de 50 μm .

Nous comparons les valeurs calculées de β pour différentes puissances de pompe, aux valeurs limites β_{max} que peut atteindre le taux d'inversion de population (i.e. pour des puissances de pompe tendant vers l'infini, ou tout du moins très grandes devant la puissance de saturation de la pompe).

L'expression de β utilisée est alors la suivante :

$$\beta = \frac{\sigma_{aP} \cdot \tau \cdot (\lambda_P / hc) \cdot (P_p / \pi w_p^2)}{(P_p / P_{PSat}) + 1}, \quad \text{et} \quad \lim_{P_p \gg P_{PSat}} \beta = \frac{\sigma_{aP}}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP})} = \beta_{max} \quad (\text{Équation B-21})$$

La valeur P_{PSat} (ou I_{PSat} si on travaille en terme d'intensités) correspond à la puissance de pompe pour laquelle β atteint la moitié de sa valeur maximale β_{max} .

Les résultats obtenus pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW, Yb:YAG sont reportés sur la figure suivante pour des puissances de pompe variant de 0 à 5 W, correspondant à des intensités entre 0 et environ 80 kW.cm². Les valeurs des sections efficaces, des temps de vie et des intensités et puissances de saturation de la pompe sont reportées dans le tableau B-1.

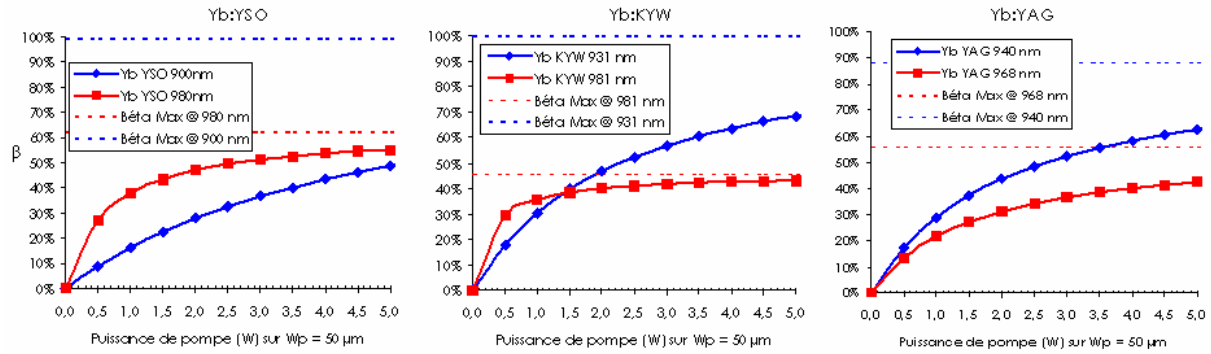


Figure B-7 : Comparaison de l'évolution du taux d'inversion de population β à deux longueurs d'ondes de pompe pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW et Yb:YAG. Les limites en pointillés correspondent aux valeurs maximales de β pour les différentes longueurs d'ondes de pompe, lorsque la puissance de pompe tend vers l'infini.

L'évolution de l'inversion de population est donc différente suivant les cristaux considérés et suivant la longueur d'onde de pompe. Plus l'intensité de saturation de la pompe I_{Psat} est faible et plus le taux d'inversion β augmente vite avec la puissance de pompe (voir le tableau B-1).

Cristal	Yb:YSO	Yb:KYW	Yb:YAG
λ_{P1}	900 nm	931 nm	940 nm
λ_{P2}	978 nm	981 nm	968 nm
Temps de vie τ (ms)	0,7	0,24	0,95
σ_{aP} (10^{-20} cm^2)-(λ_{P1})	0,4 - (900 nm)	3,15 - (931 nm)	0,75 - (940 nm)
σ_{eP} (10^{-20} cm^2)-(λ_{P1})	0,01 - (900 nm)	0,1 - (931 nm)	0,1 - (940 nm)
$\lambda_{P1} : P_{Psat}$ (W)	5,1 W	2,2 W	2,1 W
I_{Psat} (kW.cm ⁻²)	64,6 kW.cm ⁻²	28 kW.cm ⁻²	26,2 kW.cm ⁻²
σ_{aP} (10^{-20} cm^2)-(λ_{P2})	2,3 - (978 nm)	11,5 - (981 nm)	0,6 - (968 nm)
σ_{eP} (10^{-20} cm^2)-(λ_{P2})	1,4 - (978 nm)	13,8 - (981 nm)	0,47 - (968 nm)
$\lambda_{P2} : P_{Psat}$ (W)	0,64 W	0,27 W	1,6 W
I_{Psat} (kW.cm ⁻²)	8,2 kW.cm ⁻²	3,4 kW.cm ⁻²	20,2 kW.cm ⁻²

Tableau B-1 : Temps de vie et sections efficaces d'absorption et d'émission à deux longueurs d'ondes de pompe pour les cristaux de Yb:YSO, Yb:KYW et Yb:YAG. Les valeurs correspondantes des puissance et intensité de saturation ont aussi été calculées pour chaque longueur d'onde.

Le Yb:YAG est toujours pompé à 940 nm puisque les taux d'inversion atteints sont toujours supérieurs aux β obtenus en pompant à 968 nm. La situation est moins tranchée pour Yb:KYW. Le choix d'un pompage à 931 nm semble le plus judicieux, mais comme nous le verrons par la suite, ce choix dépend des densités de puissance disponibles et donc de la brillance de la diode utilisée. En revanche, pour le cristal de Yb:YSO, le pompage sur la "Zero-Line" à 978 nm conduit à de meilleurs taux d'inversion, et ce, principalement à cause de la faible section efficace d'absorption à 900 nm.

On peut d'ores et déjà noter les impressionnantes sections efficaces d'absorption du Yb:KYW, comparé aux autres matériaux, que l'on se place sur la "Zero-Line" à 980 nm ou autour de 930 nm.

B-II.5 Equation d'évolution de l'intensité de pompe :

Le coefficient d'absorption linéique de l'intensité de pompe, noté α_p [nombre de photons de pompe.cm⁻¹], et dépendant des intensités de pompe et du laser I_p et I_L , se définit par :

$$\alpha_p(I_p, I_L) = \sigma_{ap} \cdot N_1 - \sigma_{ep} \cdot N_2 \quad (\text{Équation B-22})$$

d'où :

$$\alpha_p = N \frac{\sigma_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{el} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{al})}{(\sigma_{ep} + \sigma_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{el} + \sigma_{al}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-23})$$

que l'on peut aussi mettre sous la forme équivalente :

$$\alpha_p = \frac{\alpha_p^{NS} + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{el} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{al}) \cdot \tau \cdot N}{1 + \frac{I_p}{I_{pSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-24})$$

avec : $\alpha_p^{NS} = \sigma_{ap} \cdot N$ le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde de pompe, correspondant à la situation où le cristal est soumis à une intensité de pompe très inférieure à I_{pSat} et sans effet laser (i.e. la quasi-totalité des ions ytterbium sont dans leur état fondamental).

L'évolution spatiale de l'intensité de pompe en régime stationnaire est alors régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dI_p(r, z)}{dz} = -\alpha_p(r, z) \cdot I_p(r, z) \quad (\text{Équation B-25})$$

Les dépendances spatiales ont ici été ajoutées pour rappeler à l'esprit du lecteur que toutes ces grandeurs varient dans l'espace. On peut tirer de cette équation et de la relation B-24 plusieurs cas limites pour l'absorption.

B-II.5.a L'absorption sans effet laser :

Comme nous l'avons déjà vu dans le paragraphe précédent, la grandeur I_{pSat} est une intensité de référence intéressante. Elle permet ici d'estimer à partir de quelle valeur de l'intensité de pompe, la saturation de l'absorption deviendra importante.

Lorsque $I_p(r, 0) \ll I_{pSat}$, sans effet laser, on a $\alpha_p \approx \alpha_p^{NS}$ qui, pour une concentration donnée, est une constante. L'équation B-25 se résout alors analytiquement et donne : $I_p(r, z) = I_p(r, 0) \cdot e^{-\alpha_p^{NS} \cdot z}$. Le phénomène prépondérant est l'absorption à la longueur d'onde de pompe, l'intensité de pompe diminue de façon exponentielle pendant la traversée du cristal. L'absorption (en %) du faisceau de pompe définie comme $1 - P_p(I_c)/P_p(0)$ est alors importante, correspondant à **l'absorption non saturée**. Cette situation se retrouve expérimentalement lorsque les puissances de pompe sont faibles (quelques centaines de mW) et les faisceaux larges (quelques mm).

Lorsque $I_p(r,0) \gg I_{pSat}$, on a $\alpha_p \approx \alpha_p^{NS} \cdot \frac{I_{pSat}}{I_p(r,0)}$. L'équation B-25 se résout aussi de manière

analytique et donne : $I_p(r,z) = I_p(r,0) - \alpha_p^{NS} \cdot I_{pSat} \cdot z$. Dans ce cas, lorsque l'intensité de pompe augmente, l'absorption (en %) dans le matériau diminue, c'est la **saturation de l'absorption**. C'est un phénomène qui est surtout visible lorsque le cristal dopé ytterbium est pompé autour de 980 nm sur sa "Zero-Line". En effet, dans ce cas les intensités de saturation à la longueur d'onde de pompe sont les plus faibles, principalement grâce à de fortes sections efficaces d'émission (voir Tableau B-I). La saturation de l'absorption est en générale bien moins visible lorsque le matériau ytterbium est pompé à plus basse longueur d'onde. Dans ce cas, la section efficace d'émission à la longueur d'onde de pompe est faible (voir le tableau B-1, par exemple) et "l'équilibre" entre absorption et émission apparaît pour des intensités de pompe bien plus grandes qu'à 980 nm. Expérimentalement, on se trouve dans cette situation pour des densités de puissances de pompe importantes et donc pour des puissances de plusieurs centaines de mW et des faisceaux de pompe focalisés sur de petites tailles (typiquement la centaine de μm).

Nous verrons notamment par la suite qu'il est nécessaire de fortement saturer l'absorption d'un cristal dopé ytterbium pour être capable d'atteindre le seuil d'oscillation laser aux basses longueurs d'ondes du spectre d'émission, telles qu'à 1003 nm.

B-II.5.b L'absorption en présence d'effet laser :

En présence d'effet laser, un débit important est ajouté par l'émission stimulée à la longueur d'onde laser (figure B-5). On se trouve alors dans une situation intermédiaire entre les régimes d'absorption non saturée et d'absorption saturée sans effet laser. L'absorption du faisceau de pompe avec effet laser dépendra de plus de la longueur d'onde d'émission laser. En effet, suivant la longueur d'onde laser, l'émission est plus ou moins efficace et le débit du multiplet excité vers le fondamental plus ou moins important. La population N_1 , en régime stationnaire, est alors différente d'une longueur d'onde laser à l'autre, ainsi que l'absorption. Illustrons ce propos par une légère digression expérimentale.

B-II.5.c Illustration expérimentale :

Nous utilisons ici quelques résultats expérimentaux obtenus lors de manipulations "exploratoires" pour l'émission laser à 1003 nm. Un cristal de Yb:YSO de 1 mm d'épaisseur dopé à hauteur de 5% en ions ytterbium est placé dans une cavité linéaire et est pompé à 978 nm par une diode émettant un maximum de 4W. Le faisceau de pompe est polarisé linéairement et le cristal est placé de façon à absorber la puissance de pompe selon son axe X. Le faisceau de pompe remis en forme est focalisé sur une section transversale totale d'environ $100 \times 110 \mu\text{m}^2$. Par des moyens que nous expliciterons plus loin, il est possible d'accorder la longueur d'onde d'émission laser autour de 1040 nm ou autour de 1000 nm et de déduire la puissance de pompe absorbée en présence d'effet laser. Une fois l'effet laser obtenu et optimisé, on mesure l'évolution de l'absorption sans effet laser (absorption saturée) en fonction de la puissance de pompe incidente, puis l'absorption avec effet laser, soit à 1042 nm, soit à 1003 nm.

La figure B-8 compare l'absorption du faisceau de pompe avec ou sans effet laser, et pour les deux longueurs d'ondes d'émission laser, en fonction de la puissance de pompe incidente.

Le phénomène de saturation de l'absorption est bien visible sur la courbe verte qui représente l'absorption sans effet laser lorsque le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal (absorption saturée). Les deux courbes rouges correspondent à l'absorption du faisceau de pompe en présence d'effet laser à 1042 nm (trait pointillé) et à 1003 nm (trait plein). Les points de départ des courbes rouges, à partir de la courbe verte, correspondent aux valeurs seuils de l'émission laser. Avant le seuil, quand la puissance de pompe augmente, l'absorption diminue. Lorsque le seuil de l'émission laser est atteint, l'absorption reste à peu près constante à une valeur proche de l'absorption au seuil. Finalement, l'absorption avec effet laser est intermédiaire entre l'absorption saturée et l'absorption non saturée.

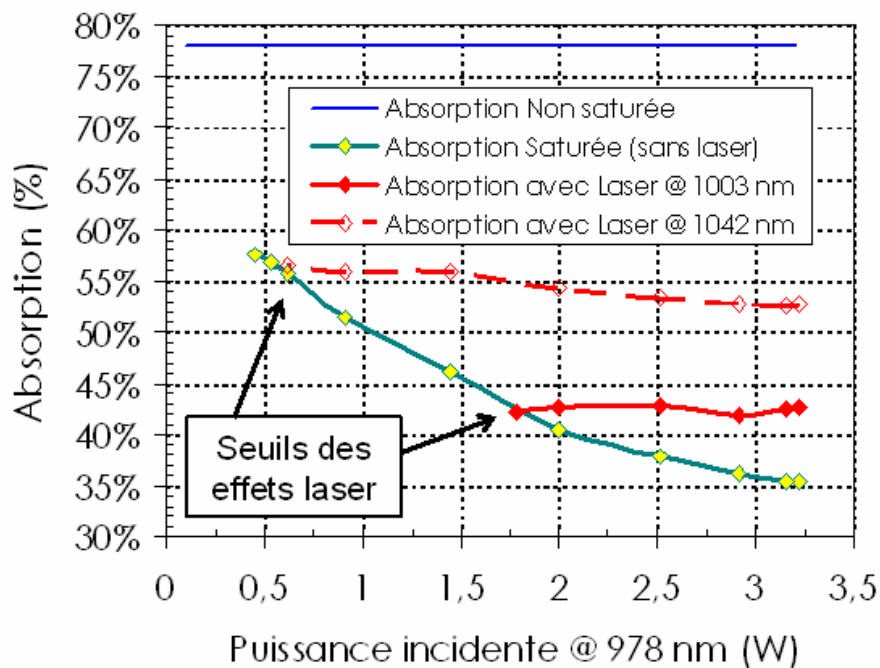


Figure B-8 : Graphique représentant l'absorption du faisceau de pompe à 978 nm par un cristal de Yb:YSO pour différents régimes, avec ou sans effet laser. On retrouve la valeur de l'absorption non saturée et l'évolution de l'absorption saturée en fonction de la puissance de pompe avec et sans effet laser pour 2 longueurs d'ondes d'émission différentes.

Enfin, on voit d'ores et déjà que le seuil du laser est plus élevé pour une émission à 1003 nm que pour une émission à 1042 nm. Ceci correspondant à une saturation de l'absorption plus importante pour une émission à 1003 nm et à un taux d'inversion de population β plus élevé, nécessaire pour compenser le fort peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser.

Remarque :

On peut aussi exprimer le coefficient d'absorption α_p en fonction du taux d'inversion de population β . L'équation B-22 devient alors : $\alpha_p = N[\sigma_{ap} - \beta(\sigma_{ap} + \sigma_{ep})]$. On voit que α_p est une fonction affine décroissante de β .

Cette expression lie donc l'absorption au taux d'inversion et montre que plus β augmente rapidement et plus le phénomène de saturation de l'absorption apparaîtra tôt, ce qui est bénéfique pour une émission laser à 1003 nm.

B-II.6 Gain linéique et évolution de l'intensité laser :

B-II.6.a Gain linéique et intensité de pompe minimum pour la transparence laser :

Le gain à la longueur d'onde laser λ_L se définit par :

$$g_L = \sigma_{eL} \cdot N_2 - \sigma_{aL} \cdot N_1 \quad (\text{Équation B-26})$$

En utilisant les expressions de N_1 et N_2 , le gain linéique s'écrit :

$$g_L = N \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{aP} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) - \sigma_{aL}/\tau}{(\sigma_{eP} + \sigma_{aP}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau} \quad (\text{Équation B-27})$$

ou encore :

$$g_L = \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{aP} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau \cdot N - \alpha_L^{NS}}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-28})$$

avec : I_{PSat} et I_{LSat} les intensités de saturation aux longueurs de pompe et laser et $\alpha_L^{NS} = \sigma_{aL} \cdot N$ le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde laser. Ce coefficient d'absorption peut être déterminé en mesurant l'absorption à λ_L du cristal soumis à une intensité laser très inférieure à I_{LSat} (i.e. la quasi-totalité des ions ytterbium sont dans leur état fondamental).

Cette relation met en évidence la saturation du gain par l'onde laser. C'est un phénomène analogue à la saturation de l'absorption sans effet laser. Il est surtout observable dans les amplificateurs : lorsque l'on fait varier la puissance de signal à amplifier, le gain net diminue. Dans les oscillateurs laser, les intensités intracavités étant très importantes, on est quasiment toujours en situation de gain saturé (sauf près du seuil d'oscillation).

Sans effet laser, le gain linéique "petit signal" g_{L0} s'écrit :

$$g_{L0} = \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{aP} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau \cdot N - \alpha_L^{NS}}{1 + \frac{I_p}{I_{PSat}}} \quad (\text{Équation B-29})$$

et s'annule pour :

$$I_{Pmin} = \frac{hc \cdot \sigma_{aL}}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{eL} \cdot \sigma_{aP} - \sigma_{aL} \cdot \sigma_{eP})} \quad (\text{Équation B-30})$$

où I_{Pmin} est l'intensité de pompe minimale pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser. On voit en particulier que plus la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser est grande et plus cette intensité de pompe minimale sera importante. Cette intensité correspondrait à l'intensité de seuil de l'émission laser pour un cristal et un résonateur ne présentant aucune perte. Plus cette intensité est faible et plus le seuil de l'oscillation laser le sera.

L'introduction de cette grandeur permet notamment de simplifier les expressions des coefficients d'absorption à la longueur d'onde de pompe α_P et de gain à la longueur d'onde laser g_L :

$$\alpha_P = \frac{\alpha_P^{NS} + \alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_L}{I_{Pmin}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_P} \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-31})$$

$$g_L = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_P}{I_{Pmin}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}} \quad (\text{Équation B-32})$$

Pour des intensités de pompes inférieures à I_{Pmin} , le gain petit signal g_{L0} est négatif, si bien que le cristal est absorbant à la longueur d'onde laser. Ceci est dû au peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser et reflète le caractère quasi-trois niveaux des lasers dopés ytterbium. Lorsque l'intensité de pompe devient supérieure à cette intensité minimale de pompe pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser, le gain devient positif et l'amplification est possible.

On peut aussi exprimer l'équation B-26 du gain linéique en introduisant le taux d'inversion β , ce qui donne :

$$g_L = N \left[\beta \cdot (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) - \sigma_{aL} \right] \quad (\text{Équation B-33})$$

On voit alors que le gain linéique est une fonction affine croissante de β . Cette expression montre qu'il est intéressant d'utiliser un matériau dont le taux d'inversion β augmente rapidement avec l'intensité de pompe. Cela permet d'obtenir du gain pour des faibles valeurs de l'intensité de pompe, ce qui est un avantage pour obtenir une émission laser à 1003 nm.

On utilise aussi cette expression pour tracer un réseau de courbes, correspondant chacune à une valeur de β , et représentant le gain linéique en fonction de la longueur d'onde. Ces courbes permettent notamment d'évaluer les longueurs d'ondes laser présentant le plus de gain pour un taux d'inversion de population donné (i.e. les longueurs d'ondes possibles pour l'émission laser).

Nous illustrons ces propos par la figure B-9 suivante, représentant ce réseau de courbes pour le cristal de Yb:YSO pour des taux d'inversion variant de 10% à 25%.

Les gains linéiques sont reportés en fonction de la longueur d'onde entre 1000 et 1100 nm et montrent l'évolution de la longueur d'onde de gain maximum (matérialisée par un trait plein noir).

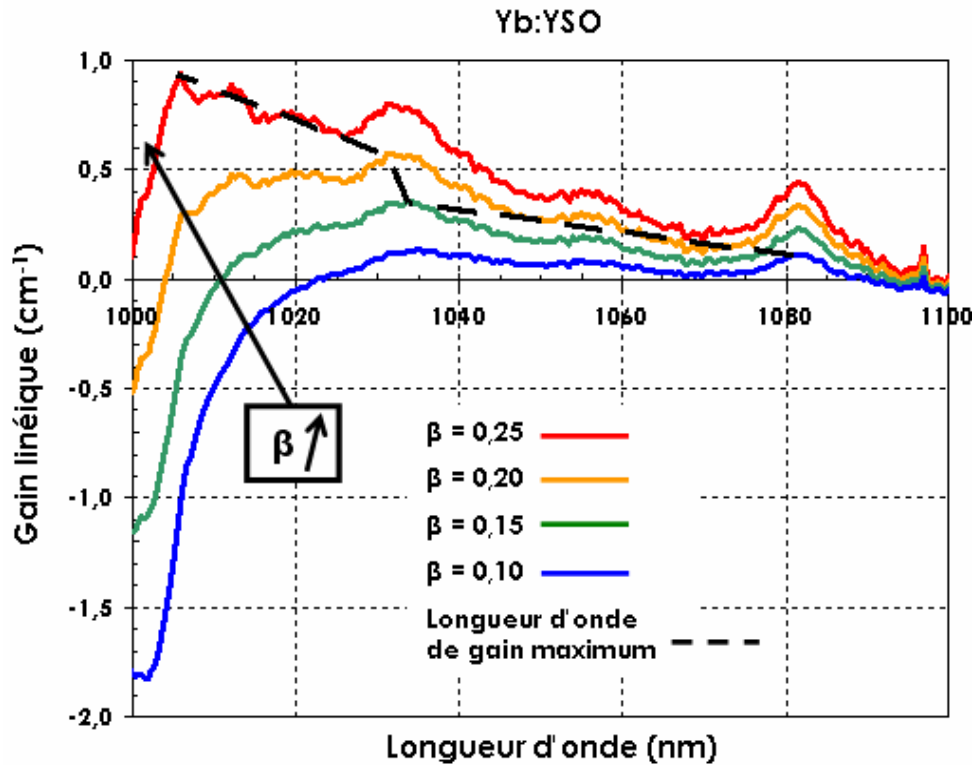


Figure B-9 : Gain linéique pour différents taux d'inversion de population β pour le cristal de Yb:YSO. Le trait pointillé noir correspond à l'évolution de la longueur d'onde présentant le plus grand gain linéique.

Pour des faibles taux d'inversion (courbe bleue), ce sont les "grandes" longueurs d'ondes qui commencent à avoir des gains positifs, du fait de peuplements thermiques faibles. Quand le taux d'inversion augmente, la population excitée compense le peuplement thermique pour des longueurs d'ondes laser de plus en plus petite. Comme nous l'avons déjà vu, une importante inversion de population est nécessaire pour atteindre des gains positifs aux "faibles" longueurs d'ondes laser (voir la courbe rouge) et particulièrement vers 1000 nm.

Remarque :

C'est souvent la section efficace de gain $\sigma_g = g_L / N$ qui est utilisée pour tracer ces réseaux de courbes [Haumesser, 02]. Néanmoins, pour un peu plus de cohérence avec la suite et pour ne pas encore alourdir cette partie, c'est l'expression B-33 précédente que nous avons utilisée.

B-II.6.b Évolution de l'intensité laser :

L'évolution spatiale de l'intensité laser est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{dI_L(r, z)}{dz} = g_L(r, z) \cdot I_L(r, z) \quad (\text{Équation B-34})$$

où $g_L(r, z)$ est le gain linéique calculé par la relation B-27. Il n'est bien sûr pas possible de résoudre cette équation de façon analytique au vu de l'expression de g_L . Il dépend de l'évolution spatiale de l'intensité de pompe, qui dépend elle-même, en régime laser, de l'intensité laser.

Remarque :

On peut relier ce gain linéique g_L à une grandeur qui sera plus explicite et qui est le gain laser net G pour un simple passage de l'onde laser dans le cristal dopé. Par simplicité et pour ne pas alourdir tout de suite les expressions, nous considérons ici l'onde laser comme plane et de profil d'intensité carré. On définit alors le gain net G comme

étant l'augmentation relative de l'intensité laser pour un simple passage de l'onde laser : $G = \frac{I_L(0, l_c)}{I_L(0, 0)}$ où l_c est la

longueur du cristal dopé ytterbium. Les intensités sont prises en $r=0$ car on considère ici un profil d'intensité carré.

D'après l'équation B-34, on peut écrire : $\frac{dI_L(r, z)}{I_L(r, z)} = g_L(r, z).dz$. On se place ensuite en $r=0$,

on intègre le terme de gauche de $I(0,0)$ à $I(0, l_c)$ et le terme de droite, selon z , de 0 à l_c . On obtient alors comme expression du gain net :

$$G = e^{\int_0^{l_c} g_L(0, z).dz} \quad (\text{Équation B-35})$$

Si on veut rester plus proche de la réalité et prendre en compte le profil transverse et l'évolution spatiale des ondes pompe et laser, le gain net doit être défini en terme de puissances laser. Nous appliquerons ces considérations un peu plus loin dans ce manuscrit lors des simulations numériques qui suivront.

B-II.7 Conclusion :

Cette partie théorique a permis d'une part, de poser les équations et d'introduire les grandeurs utiles pour le fonctionnement d'un laser ytterbium, et d'autre part, de dégager quelques tendances importantes pour une émission à 1003 nm.

Nous avons notamment vu que l'émission laser autour de 1000 nm présente un seuil plus élevé qu'à 1040 nm (figure B-8). Ceci vient du fait que l'émission laser autour de 1000 nm requiert une inversion de population importante pour compenser le peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser. Cette importante inversion de population sera notamment obtenue en saturant l'absorption de la pompe comme peuvent le montrer les figures B-8 et B-9. Finalement donc, pour obtenir une émission laser à 1000 nm, il est impératif de fortement saturer l'absorption de la pompe.

Enfin, notons un point important que nous n'avons pas encore soulevé jusqu'à présent. Nous n'avons principalement considéré jusqu'ici que les propriétés d'émission laser à 1003 nm, dont le niveau terminal est fortement peuplé thermiquement comparé aux autres transitions à plus haute longueur d'onde. Les longueurs d'ondes de ces autres transitions dépendent bien sûr du cristal considéré mais auront, comme grand avantage, un plus faible peuplement thermique du niveau bas de la transition laser. C'est pour cela que, naturellement, sans sélection spectrale, les lasers à base de cristaux dopés ytterbium oscillent vers les hautes longueurs d'ondes de leur spectre. Avant d'obtenir l'oscillation laser autour de 1003 nm, il va donc falloir discriminer les longueurs d'ondes en insérant des pertes importantes aux plus hautes longueurs d'ondes qui oscillent naturellement. Cette tâche sera d'autant plus difficile que ces longueurs d'ondes seront proches de la longueur d'onde laser recherchée de 1003 nm. L'encadré de la page suivante résume les équations, relations et grandeurs principales utiles.

Encadré B.3 - Absorption, Gain et évolutions des intensités pompe et laser :

Intensité minimum à λ_P pour atteindre la transparence à λ_L :
$$I_{P\min} = \frac{hc \cdot \sigma_{aL}}{\lambda_P \cdot \tau \cdot (\sigma_{eL} \cdot \sigma_{aP} - \sigma_{aL} \cdot \sigma_{eP})}$$

Intensité de saturation de l'onde de pompe :
$$I_{PSat} = \frac{hc}{\lambda_P \cdot \tau \cdot (\sigma_{aP} + \sigma_{eP})}$$

Intensité de saturation de l'onde laser :
$$I_{LSat} = \frac{hc}{\lambda_L \cdot \tau \cdot (\sigma_{aL} + \sigma_{eL})}$$

Coefficient d'absorption non saturé à λ_P :
$$\alpha_P^{NS} = \sigma_{aP} \cdot N$$

Coefficient d'absorption non saturé à λ_L :
$$\alpha_L^{NS} = \sigma_{aL} \cdot N$$

Coefficient d'absorption à λ_P :
$$\alpha_P = \frac{\alpha_P^{NS} + \alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_L}{I_{P\min}} \right) \cdot \left(\frac{\lambda_L}{\lambda_P} \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}}$$

Equation d'évolution de l'onde pompe :
$$\frac{dI_P(r, z)}{dz} = -\alpha_P(r, z) \cdot I_P(r, z)$$

Coefficient de gain linéique à λ_L :
$$g_L = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_P}{I_{P\min}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}} + \frac{I_L}{I_{LSat}}}$$

Coefficient de gain linéique petit signal à λ_L :
$$g_{L0} = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_P}{I_{P\min}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_P}{I_{PSat}}}$$

Equation d'évolution de l'onde laser :
$$\frac{dI_L(r, z)}{dz} = g_L(r, z) \cdot I_L(r, z)$$

Gain net pour des ondes planes de profil d'intensité carré :
$$G = e^{\int_0^L g_L(0, z) \cdot dz}$$

B-III Figures de mérite et choix des meilleurs candidats :

Bien que la longueur d'onde centrale moyenne des spectres d'émission des cristaux dopés ytterbium se situe généralement autour de 1000-1040 nm, tous les cristaux dopés ytterbium ne présentent pas forcément une raie d'émission à 1003 nm. Il apparaît donc nécessaire de choisir une figure de mérite permettant de déterminer quels sont les meilleurs candidats pour obtenir une émission laser efficace à 1003 nm.

B-III.1 Critères de choix :

Une figure de mérite souvent utilisée [DeLoach, 93] pour "classer" les cristaux dopés ytterbium est le graphe logarithmique sur lequel sont reportés la section efficace d'émission du matériau à la longueur d'onde laser optimale et la grandeur I_{pmin} , l'intensité de pompe minimale pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser.

Pour notre étude, la donnée de I_{pmin} est un paramètre pertinent de comparaison. Il faut cependant faire attention à ne pas faire d'approximations quant à la valeur de la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser. Dans de nombreuses études, la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser est négligée, ce qui peut être fait lorsque la longueur d'onde laser est grande (1050-1080 nm)³⁵. Dans notre cas, l'absorption autour de 1000 nm est importante et elle ne peut donc pas être négligée. Le premier critère de choix reste donc l'intensité minimale de pompe pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser I_{pmin} .

Il ne serait par contre pas réaliste de considérer la section efficace d'émission à 1003 nm comme un deuxième critère de choix pertinent. En effet, dans notre cas, nous travaillons à une longueur d'onde laser pour laquelle l'absorption est importante. Il nous faut disposer d'une grandeur caractérisant l'efficacité de l'émission laser prenant en compte le phénomène de réabsorption. Fort de la présentation théorique de la partie précédente, nous choisissons, comme deuxième paramètre de comparaison, le gain linéique petit signal g_{L0} (en utilisant une onde de pompe plane et de profil d'intensité carré). Il permet de prendre en compte tous les paramètres spectroscopiques du cristal considéré et d'être relativement simple à calculer.

Ce gain petit signal est bien sûr dépendant de la puissance de pompe. Il faut donc choisir une puissance de pompe de comparaison. Les calculs d'intensités de pompe nécessaires pour atteindre la transparence laser (I_{pmin}) donnent des intensités d'environ 5 à 10 kW.cm⁻² correspondant à des puissances de l'ordre de 0,5 à 1 W sur un rayon de 50 µm, en considérant un profil d'intensité carré ne divergeant pas (une onde plane de profil transverse carré). Nous avons ainsi choisi de calculer le gain petit signal pour une puissance de pompe de 1W en considérant un profil carré de rayon 50 µm, correspondant à une intensité de 12,7 kW.cm². On considère bien sur dans le cas d'un pompage longitudinal.

³⁵ Plus rigoureusement, lorsque le sous-niveau fondamental et le sous-niveau terminal de la transition laser sont suffisamment éloignés en énergie.

Enfin, les taux de dopages utilisés pour les calculs sont de l'ordre de 5 à 10% en ions ytterbium, correspondant à des densités d'environ $10 \cdot 10^{26}$ ions. m^{-3} . Ces valeurs correspondent soit aux caractéristiques de cristaux que nous possédions, soit aux valeurs reportées dans la littérature.

Nous allons donc calculer, pour chaque cristal sélectionné, les grandeurs suivantes :

$$I_{Pmin} (kW.cm^{-2}) = \frac{hc \cdot \sigma_{aL}}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{eL} \cdot \sigma_{aP} - \sigma_{aL} \cdot \sigma_{eP})} \cdot 10^{-7} \text{ et}$$

$$g_{L0} (cm^{-1}) = N \cdot \frac{(\lambda_p / hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{aP} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) \cdot \tau - \sigma_{aL}}{1 + I_p \cdot \frac{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{aP} + \sigma_{aL})}{hc}} \cdot 10^{-2} \text{ avec } I_p = \frac{1}{\pi \cdot (50 \cdot 10^{-6})^2}.$$

B-III.2 Figure de mérite pour une émission à 1003 nm :

Pour cette étude, nous avons sélectionné les cristaux principalement d'après leurs spectres d'émission. Un cristal ne possédant pas de pic d'émission à 1000 nm, tel que toute la famille des fluoroapatites (Yb:S-FAP) par exemple, ne sera pas sélectionné. En revanche, cette sélection est non exhaustive et ne prend pas en compte la disponibilité des cristaux. On retrouve ainsi des matrices dopées ytterbium très connues, et commerciales, déjà utilisées dans bons nombres d'applications (tels que les Yb:YAG ($Yb^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$), Yb:KGW ($Yb^{3+}:K_2Gd(WO_4)_2$) ou Yb:KYW ($Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$)) et d'autres matériaux moins répandus lorsqu'ils sont dopés par l'ion ytterbium, mais qui peuvent être utilisés pour d'autres applications lorsqu'ils sont dopés ou non (Yb:CaF₂, Yb:YSO ($Yb^{3+}:Y_2SiO_5$), Yb:YAB ($Yb^{3+}:YAl_3(BO_3)_4$), ou Yb:YVO₄). De plus certains cristaux furent ajoutés à cette figure de mérite au fur et à mesure de leur apparition.

Si un cristal présente plusieurs bandes d'absorption, tel que le Yb:YAG à 940 ou à 968 nm, les grandeurs seront calculées pour ces deux longueurs d'ondes de pompe.

Le graphe obtenu est reporté sur la figure B-10 page suivante. Chaque point correspond à un cristal pompé à une longueur d'onde donnée. A côté est noté le nom de la matrice hôte, ainsi que la longueur d'onde de pompe correspondante. Si le gain linéique petit signal à 1003 nm est négatif, le cristal est alors absorbant à la longueur d'onde laser.

Bien sûr, on cherche les candidats qui présentent des intensités de pompe de transparence I_{Pmin} les plus petites possibles (pour avoir un seuil d'effet laser le plus petit possible) et un gain linéique petit signal à 1003 nm le plus important, d'où les directions favorables notées sur la figure.

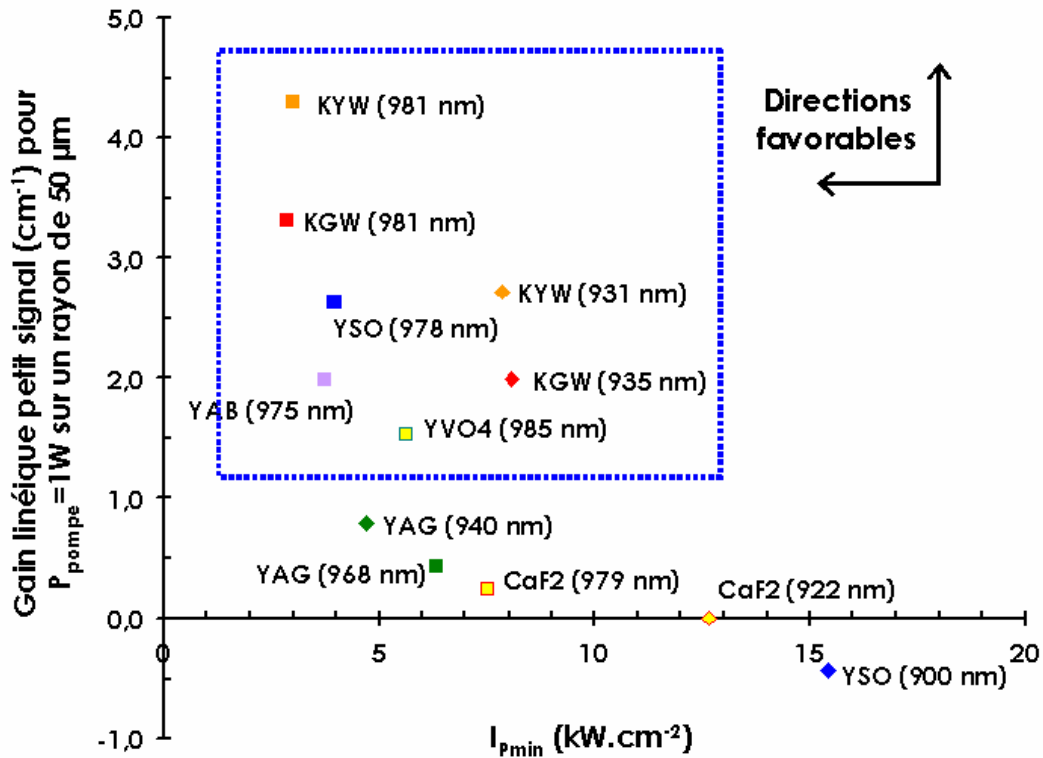


Figure B-10 : Comparaison des intensités de pompe pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser I_{pmin} et du gain linéique petit signal à 1003 nm pour une puissance de pompe de 1W focalisée sur un rayon de 50 μ m, pour différents cristaux dopés ytterbium. La longueur d'onde de pompe et le nom de la matrice hôte sont notés à côté de chaque point calculé.

On peut déjà noter que le pompage sur la transition à 980 nm donne lieu aux intensités de transparence I_{pmin} les plus petites, sauf dans le cas du Yb:YAG du fait de sections efficaces d'absorption plus élevées à 940 nm qu'à 968 nm. De même, si on compare les Yb:YSO, Yb:KGW, Yb:KYW ou Yb:CaF₂ en terme de gain linéique petit signal, la tendance générale est que le gain est plus élevé en pompant sur la transition "Zero-Line" qu'à une longueur d'onde plus faible. Néanmoins, cette tendance est susceptible de s'inverser, suivant les cristaux, pour des intensités de pompe plus élevées. En effet, comme nous l'avons montré dans la partie précédente, le gain linéique g_L et le taux d'inversion β sont liés. Pour certains cristaux tels que le Yb:KYW, suivant l'intensité de pompe, le taux d'inversion β obtenu en pompant autour de 930 nm peut devenir supérieur au β obtenu en pompant sur la "Zero-Line" (voir figure B-7). Pour une même intensité de pompe, le gain linéique à 1003 nm obtenu en pompant à 930 nm peut alors devenir supérieur au gain obtenu en pompant à 980 nm. Ce n'est pas le cas pour les cristaux de Yb:YAG et de Yb:YSO aussi présents sur la figure B-7 (page 97) et sur la figure de mérite B-10 précédente.

Nous pouvons quand même voir une nette tendance concernant certains cristaux. Les cristaux de **Yb:KGW**, **Yb:KYW**, **Yb:YSO**, **Yb:YAB** et **Yb:YVO₄** sortent du lot et, si je puis dire, se dirigent favorablement vers une utilisation à 1003 nm.

Il faut quand même faire quelques remarques concernant les intensités de pompe nécessaires pour atteindre la transparence à 1003 nm. Pour la plupart des cristaux comparés ici, la valeur de I_{pmin} , pour un pompage sur la "Zero-Line", est inférieure ou égale à 5 kW.cm^{-2} .

Néanmoins, ces valeurs ont été obtenues sous plusieurs approximations. Tout d'abord, nous avons considéré un pompage longitudinal "classique" par un profil d'intensité carré ne divergeant pas lors de sa propagation. Or, les diodes de pompe délivrent des faisceaux de faible qualité spatiale qui divergent fortement (M^2 élevé). L'intensité de pompe délivrée diminue alors rapidement hors du point de focalisation. Typiquement, si on utilise comme source de pompe à 980 nm une diode fibrée de diamètre 100 μm , d'ouverture numérique 0,2, le facteur de qualité spatiale M^2 correspondant est d'environ 35. En supposant un grandissement du faisceau de pompe égal à l'unité entre la sortie de la fibre et le cristal, on focalise donc sur un diamètre de 100 μm . L'indice moyen des cristaux dopés ytterbium étant de l'ordre de 1,8 [Gaumé, 02], à une distance de 0,5 mm du point de focalisation, le diamètre du faisceau de pompe devient proche de 160 μm et l'intensité est alors divisée par $1,6^2 = 2,56$.

De plus, au cours de la propagation dans le cristal, il y a absorption de l'onde de pompe incidente et donc diminution de l'intensité de pompe suivant z (direction de propagation). Ainsi, pour atteindre la transparence tout au long du cristal, il faut que l'intensité de pompe au bout d'une longueur de cristal l_c soit supérieure à l'intensité de transparence I_{pmin} . Si on considère une absorption d'environ 50 %, il faut donc que l'intensité incidente soit deux fois supérieure à l'intensité de transparence.

Pour ces deux raisons au moins, les intensités de pompe réellement nécessaires pour atteindre la transparence tout au long du cristal seront environ 5 fois supérieures aux I_{pmin} calculées précédemment, soit de l'ordre de 25 kW.cm^{-2} à 980 nm et supérieures à 40 kW.cm^{-2} pour un pompage à 930 nm dans le cas des tungstates.

B-III.3 Choix des couples source de pompe-cristal utilisés :

B-III.3.a Les diodes de pompe :

Pour pouvoir extraire suffisamment de puissance à la longueur d'onde fondamentale de 1003 nm (ou créer suffisamment de puissance intracavité), on peut considérer que l'on travaillera environ trois fois au-dessus du seuil d'oscillation laser, d'où des intensités de pompe d'environ 75 kW.cm^{-2} à 980 nm et 120 kW.cm^{-2} à 930 nm. De telles intensités peuvent être obtenues par des diodes émettant typiquement 5W sur un diamètre de 100 μm à 980 nm (ou 20W sur un diamètre de 200 μm) et près de 10W sur un diamètre de 100 μm à 930 nm.

Au commencement de ces travaux de thèse, seules des diodes à 980 nm étaient disponibles (15W fibrée sur un diamètre de 200 μm , correspondant à une intensité d'environ 50 kW.cm^{-2} et un faisceau de profil d'intensité "top hat", ou 4W à partir d'une zone émettrice de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$, correspondant à une intensité d'environ 80 kW.cm^{-2} pour un faisceau très proche d'un profil gaussien et remis en forme sur un rayon de 50 μm). Cependant, les diodes fibrées d'un diamètre de 200 μm ne permettent pas d'atteindre les intensités désirées. Tout comme les diodes fibrées à 980 nm, les principales limitations des sources à 930 nm étaient les intensités émises (typiquement 10 à 15W sur un diamètre de 200 μm). Un autre inconvénient

est la disponibilité des longueurs d'ondes. Ce sont en fait des sources émettant aux longueurs d'ondes standard de 915 ou 940 nm qu'il faut chauffer ou refroidir pour atteindre la zone spectrale de 930-935 nm. Le décalage de la longueur d'onde d'émission étant de l'ordre de $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$, ces diodes doivent alors travailler à hautes ou basses températures, ce qui est néfaste pour leur bon fonctionnement³⁶. Nous nous sommes donc tout d'abord concentrés expérimentalement sur le pompage autour de 980 nm.

Le principal inconvénient des diodes laser en tant que source de pompe est leur faible qualité spatiale menant à des divergences élevées. Pour cela on peut regarder la valeur de la longueur de Rayleigh Z_R , définie comme la distance au waist pour laquelle le faisceau voit son rayon $W(z)$ augmenter d'un facteur $\sqrt{2}$ (c'est-à-dire que son intensité en $z=Z_R$ est diminuée d'un facteur 2 par rapport à la position au waist en $z=0$) (voir Figure B-11).

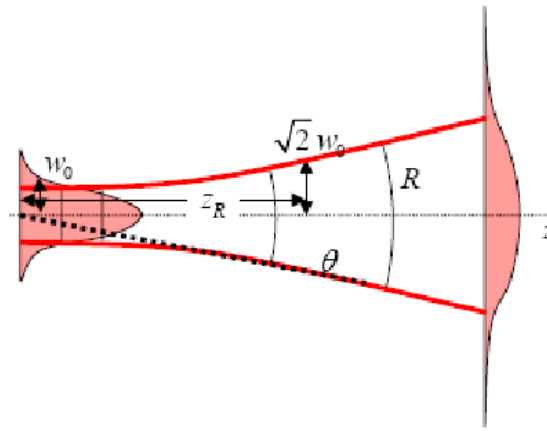


Figure B-11 : Illustration de la divergence d'un faisceau laser gaussien TEM₀₀ et de la longueur de Rayleigh Z_R . R est le rayon de courbure de l'onde et θ son demi angle de divergence.

La longueur de Rayleigh, dans un milieu d'indice n , vaut, pour une onde gaussienne de rayon au waist W_0 et de facteur de qualité spatiale M^2 à la longueur d'onde λ :

$$Z_R = \frac{\pi \cdot n \cdot W_0^2}{M^2 \cdot \lambda} \quad (\text{Équation B-36})$$

La distance caractéristique souvent considérée autour du waist du faisceau laser est la distance double $2 \cdot Z_R$, correspondant à la zone dans laquelle $w(z) \leq \sqrt{2} \cdot w_0$.

Pour une diode fibrée sur un diamètre de 200 μm émettant à 980 nm (dont le facteur M^2 est d'environ 75) et focalisée sur un diamètre de 100 μm après remise en forme, la distance $2 \cdot Z_R$ vaut 0,4 mm³⁷. Pour une diode à ruban large de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$, dont les facteurs M^2 sont respectivement pris égaux à 2 et 20, et remise en forme au niveau du point focal sur une taille totale de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, les distances $2 \cdot Z_R$ valent alors respectivement 14 mm et 1,4 mm. Ces dernières permettent donc un pompage homogène sur de plus longues distances.

³⁶ A haute température, les puissances émises sont plus faibles et la durée de vie est réduite. A basse température, il faut faire très attention à la condensation se formant sur la diode.

³⁷ En considérant une diode fibrée sur un diamètre de 100 μm (non disponible au début de ces travaux), de paramètre M^2 vaut environ 35 et la distance $2 \cdot Z_R$ vaudrait alors 0,8 mm.

De plus, ce qui est un avantage considérable face aux diodes de puissance fibrées, le faisceau issu d'une diode à monoémetteur est polarisé rectilignement, ce qui permet de travailler selon les axes des cristaux présentant un maximum d'absorption. Cependant, ce type de diodes nécessite un système optique³⁸ de remise en forme du faisceau pour adapter sa taille et sa forme au niveau du point de focalisation dans le cristal. A contrario, un banc de pompe utilisant une diode fibrée n'est constitué, en général, que de deux doublets, un pour la collimation et l'autre pour la focalisation du faisceau.

Ainsi, malgré des puissances émises un peu plus réduites et un système de remise en forme plus conséquent, les diodes à ruban large permettent un pompage polarisé plus homogène sur de plus longues distances. Ceci est grand avantage pour notre application qui nécessite de fortement saturer l'absorption du cristal.

Afin de travailler dans la zone de Rayleigh et de bénéficier au mieux de fortes intensités de pompe tout au long du cristal, il sera nécessaire d'utiliser des cristaux courts, typiquement 1 mm de longueur. En contrepartie, le taux de dopage devra être suffisant pour créer du gain à 1003 nm.

Nous savons donc que nous travaillerons avec des cristaux courts et "fortement" dopés et avec des intensités de pompe importantes pour saturer l'absorption et créer du gain à 1003 nm. Une partie non négligeable de la puissance de pompe incidente sera donc transmise par le cristal laser (puisque nous travaillerons en régime de saturation de l'absorption). Afin d'utiliser efficacement toute la puissance de pompe disponible, d'homogénéiser l'inversion de population et d'augmenter encore le gain à 1003 nm, nous mettrons alors en place un système de recyclage du faisceau de pompe transmis par le cristal laser.

Voyons maintenant quels cristaux, ressortant de la figure de mérite précédente, nous allons retenir pour nos expériences.

B-III.3.b Les cristaux retenus :

D'après les critères de mérite établis plus haut, les cristaux de Yb:KGW, de Yb:KYW, de Yb:YSO, de Yb:YAB et de Yb:YVO₄ semblent être les plus prometteurs pour une émission à 1003 nm (figure B-10).

Les cristaux de Yb:YVO₄ et Yb:YAB sont apparus vers la fin des années 1990. Les premières publications³⁹ concernant le Yb:YVO₄ en 1999 traitaient de ses propriétés spectroscopiques (Voir les références 4, 11 et 12 dans [Kränkel, 04]). Dans un premier temps, il ne semblait pas attractif comme milieu laser à cause du recouvrement important de ses spectres d'absorption et d'émission. Il est réapparu dans la littérature courant 2004 avec les premiers résultats laser en pompage par laser saphir dopé au titane (Ti:S_a) ainsi qu'en pompage par diode [Kisel, 04] et [Kränkel, 04]. Ce cristal n'était pas disponible pour ces travaux.

La première publication relatant la croissance du Yb:YAB date de 1995 (référence 14 de [Wang, 99]), alors que ses propriétés spectroscopiques et son potentiel en tant que cristal autodoubleur de fréquence ont été publiées en 1999 par l'Université de Macquarie en Australie [Wang, 99]. C'est un cristal encore relativement peu connu et peu répandu et nous

³⁸ Association de lentilles cylindriques divergentes et convergentes jouant le rôle de systèmes afocaux.

³⁹ A ma connaissance.

ne l'avons donc pas retenu puisqu'il n'était pas disponible. Néanmoins, comme nous l'avons déjà mentionné, c'est un cristal autodoubleur qui peut se révéler efficace et pourrait être prometteur pour une source à 1000/500 nm [Dekker, 01].

Il nous reste donc, comme bons candidats possibles, les tungstates Yb:KGW et Yb:KYW et le silicate Yb:YSO. Tous trois présentent des intensités de pompe à la transparence I_{pmin} calculées inférieures à 4 kW.cm^{-2} pour un pompage à 980 nm, avec des gains linéiques petits signaux compris entre 2,5 et $4,5 \text{ cm}^{-1}$ dans les conditions du calcul (une puissance de pompe de 1W sur un rayon de 50 μm). Même si ces valeurs sont largement surestimées, elles donnent une idée des gains pouvant être atteints. A titre de comparaison, dans exactement les mêmes conditions, le gain linéique du Yb:YAG au maximum de son spectre d'émission à 1030 nm et en pompant à 940 nm est de $5,3 \text{ cm}^{-1}$. Ces trois matériaux sont donc prometteurs pour une émission à 1003 nm.

Les tungstates Yb:KGW et Yb:KYW sont des cristaux très similaires dans leurs propriétés spectroscopiques et laser [Métrat, 99] [Lagatsky, 99]. Ce sont deux cristaux commerciaux, ce qui est un avantage pour leur utilisation. De plus, ils font partie des rares cristaux présentant un fort pic d'absorption autour de 930 nm. Comme nous allons le voir, c'est un avantage qui permettrait de relâcher les contraintes techniques dues à la proximité des longueurs d'ondes de pompe et du laser auxquelles nous serons confrontés dans le cas d'un schéma de pompage sur la "Zero-Line" (980 nm). C'est donc principalement pour un pompage à 930 nm que ces cristaux ont été retenus. Le dopage maximum en ions ytterbium pour le Yb:KGW est de 5%, correspondant à environ $3,2 \cdot 10^{26} \text{ ions.m}^{-3}$, alors que son cousin Yb:KYW peut supporter de forts dopages, allant même jusqu'à la substitution complète des ions yttrium (Y) par les ions ytterbium [Klopp, 03]. L'avantage est donc du côté du Yb:KYW qui nous permettra de choisir le taux de dopage et la longueur voulue (voir l'Encadré B.4). De plus, dans les mêmes conditions et avec des intensités de transparence identiques, le Yb:KYW présente un gain linéique petit signal à 1003 nm supérieur à celui du Yb:KGW pour un pompage à 980 nm ou à 930 nm (voir la figure de mérite B-10). Afin de bénéficier d'une absorption suffisante à 930 nm, nous avons choisi des cristaux de Yb:KYW dopés à hauteur de 10% en ions ytterbium de 1mm et 1,5mm de longueur. Ils seront bien sûr aussi testés en pompage à 980 nm. Cependant, ces cristaux n'étaient pas disponibles au début de ces travaux et il fallu attendre le milieu de l'année 2004 pour pouvoir les utiliser.

Le Yb:YSO est un cristal faisant parti de la famille des silicates (voir l'Encadré B.5). Bien qu'il soit connu depuis plus de 10 ans [Deloach, 93], ce cristal dopé ytterbium n'est pas vraiment commercial. Outre le CEA-LETI, d'où nos échantillons proviennent, la seule société⁴⁰ en commercialisant sur demande est Scientific Materials Corporation [Sc. Mat. Corp.]. On pourrait donc le classer parmi les "nouveaux cristaux dopés ytterbium". Néanmoins, nos étroites collaborations avec les laboratoires de l'école Chimie-Paris et du CEA-LETI nous ont permis d'avoir accès à ces cristaux. Ses propriétés spectroscopiques prometteuses à 1003 nm, combinées à l'intérêt de l'étude et de l'utilisation d'un nouveau cristal dopé ytterbium sont autant de points positifs qui nous ont poussés à utiliser ce cristal.

⁴⁰ A ma connaissance

Encadré B.4 - Propriétés du $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ – Yb:KYW :

(Principalement tirées de [Gaumé, 02] et [Métrat, 99])

Propriétés générales :

Cristal biaxial positif de la famille des Tungstates
Croissance par méthode de Czochralski modifiée
Système cristallin : C2/c
Densité : $6,56 \text{ g.cm}^{-3}$
Masse Molaire : $623,7 \text{ g.mol}^{-1}$
Volume de maille : $631,39 \text{ Å}^3$

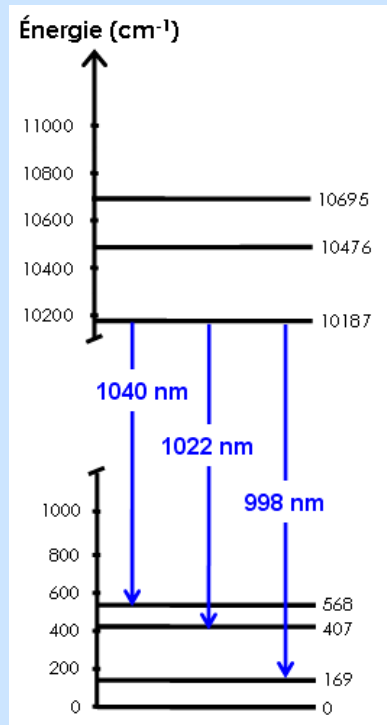
Z (Nombre d'unité formulaireire par maille) : 4
Température de fusion : 1075 K
Indice de réfraction à $1 \mu\text{m}$: 2
Conductivité thermique K_{Co} non dopé : $3,8 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$.
Temps de vie de fluorescence : 0,3 ms.

Quelques résultats obtenus en régime continu et femtoseconde :

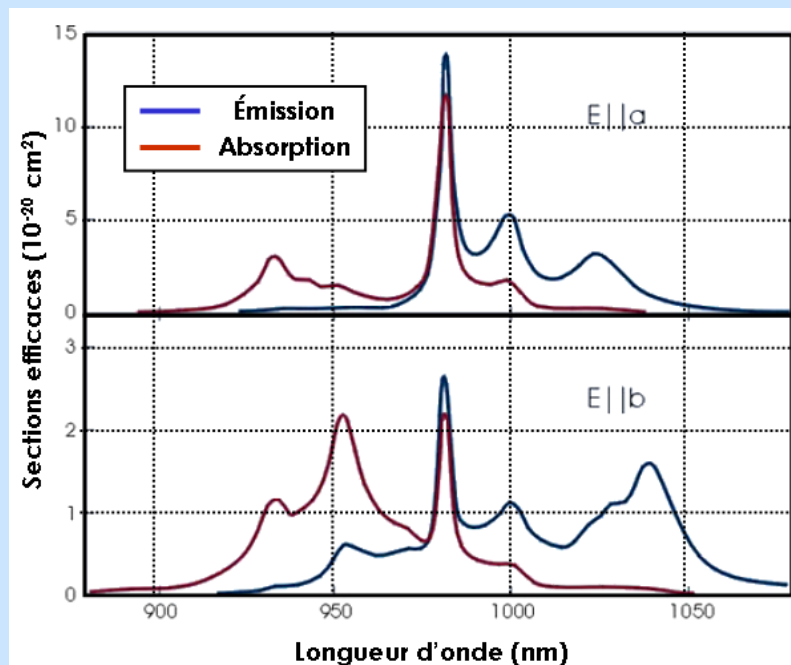
- Régime continu : Pompage longitudinal classique : $\approx 70 \text{ mW}$ @ 1040 nm / 1W de pompe @ 980 nm [Lagatsky, 99].
Technique du disque mince : $\approx 70 \text{ W}$ @ 1030 nm / 120W de pompe @ 980 nm [Erhard, 01].
- Régime femtoseconde : - Pompage longitudinal classique Mode-Lock passif par Absorbant Saturable (SESAM)
 $\Delta\tau \approx 100 \text{ fs}$ - 100 mW @ 1046 nm / 1,1W de pompe @ 980 nm [Klopp, 02].
- Technique du disque mince Mode-Lock passif par Absorbant Saturable (SESAM)
 $\Delta\tau \approx 240 \text{ fs}$ - 22W @ 1028 nm / 100W de pompe @ 980 nm [Brunner, 02].

Nos échantillons de Yb:KYW :

Dopage 10% en ions Yb^{3+} - $N_0 = 6,3 \cdot 10^{26} \text{ ions.m}^{-3}$ - Longueurs 1 et 1,5 mm - traités antiréflexion autour de 1010 nm.
Conductivité thermique calculée : K_{C} dopé (10% at. Yb) = $2,9 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$.
Axe de propagation parallèle à **c**. Polarisations accessibles **a** et **b** (axes cristallographiques).



Niveaux énergétiques et transitions possibles pour Yb:KYW.



*Spectres d'absorption (en rouge) et d'émission (en bleu) selon les deux polarisations accessibles (**a** et **b**) de Yb:KYW.*

(D'après <http://www.ekspla.com/en/main/products/?PID=498>)

Encadré B.5 - Propriétés du $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ – Yb:YSO :

(Principalement tirées de [Gaumé, 02] et [Gaumé, 02b])

Propriétés générales :

Cristal biaxial positif de la famille des silicates
Croissance par méthode de Czochralski
Système cristallin : C2/c
Densité : $4,29 \text{ g.cm}^{-3}$
Masse Molaire : $285,9 \text{ g.mol}^{-1}$
Volume de maille : $885,3 \text{ \AA}^3$

Z (Nombre d'unité formulaire par maille) : 8
Température de fusion : 2000 K
Indice de réfraction à $1 \text{ }\mu\text{m}$: 1,8
Conductivité thermique K_{Co} non dopé : $4,4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.
2 sites de substitution ($\text{Y} \leftrightarrow \text{Yb}$) site 1 et site 2.
Temps de vie de fluorescence : 0,7 ms.

Différentes utilisations de la matrice de YSO suivant le dopant :

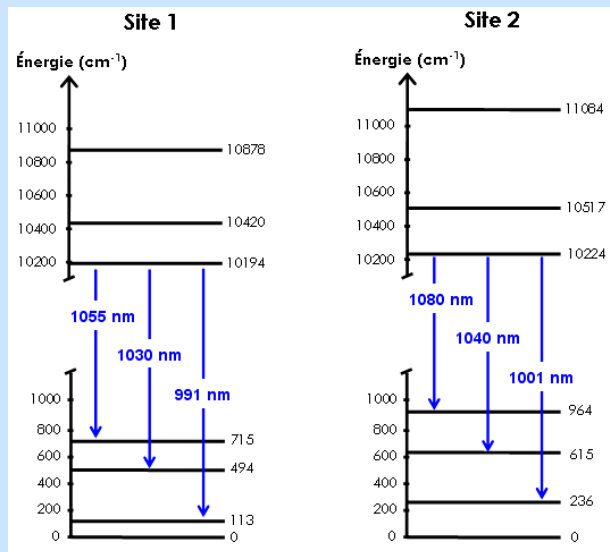
- Matériau utilisé pour les scintillateurs : dopage par les ions Ce [Carel, 97].
- Matériau laser :
 - dopage par des ions Cr^{4+} [Deka, 92]
 - dopage par des ions Tm^{3+} [Li, 93]
 - dopage par des ions Nd^{3+} [Comaskey, 94]
 - co-dopage par des ions Er^{3+} , Yb^{3+} [Li, 94]
 - dopage par des ions Yb^{3+} [Gaumé, 00]
- Absorbant saturable : dopage par des ions Cr^{4+} [Chang, 02]

Nos échantillons de Yb:YSO :

Dopage 5% en ions Yb^{3+} - $N_0 = 9,2.10^{26} \text{ ions.m}^{-3}$ - Longueurs 1, 2 et 3 mm - traités antiréflexion autour de 1010 nm.

Conductivité thermique mesurée : K_{C} dopé (5% at. Yb) = $3,8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Propagation selon l'axe cristallographique Y, correspondant à l'axe cristallographique de croissance b → Polarisation accessibles selon les axes X et Z.

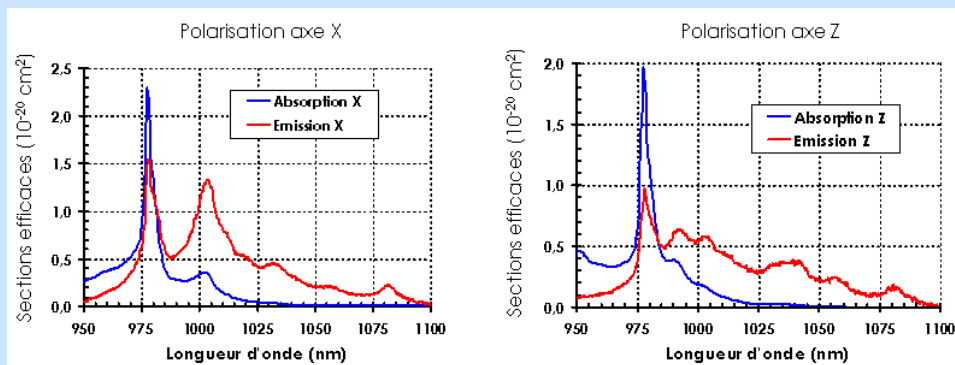


Niveaux énergétiques et transitions possibles pour les deux sites de l'Yb:YSO.

Remarque :

En comparant les spectres d'émission et les longueurs d'ondes des transitions possibles pour chaque site, on observe un fort mélange des transitions des deux sites pour la polarisation selon l'axe Z. Des "pics" sont présents à environ 990, 1000, 1030 et 1040 nm, et 1055 et 1080 nm.

Pour la polarisation selon l'axe X, le site 2 a une contribution importante avec notamment le fort pic autour de 1000 nm.



Spectres d'absorption (en bleu) et d'émission (en rouge) selon les deux polarisations accessibles (X et Z) de nos échantillons d'Yb:YSO.

B-III.4 Conclusion :

En conclusion, résumons ici nos choix, tant au niveau des sources de pompe que des cristaux dopés ytterbium que nous avons retenus. D'après notre figure de mérite et les contraintes en terme de disponibilité des matériaux, nous avons retenus pour ces travaux les cristaux de Yb:YSO et de Yb:KYW.

Concernant le cristal de Yb:YSO, nous disposons d'échantillons de plusieurs longueurs entre 1 mm et 3 mm dopés à hauteur de 5% en ions ytterbium ($9,2 \cdot 10^{26}$ ions.m⁻³). Nous avons donc commencé nos études expérimentales avec ces cristaux pompés à 980 nm. La source de pompe que nous avons choisie est une diode à ruban large de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ (puis remise en forme spatialement) émettant un maximum de 4W à 980 nm. Comme nous l'avons vu plus haut, ces sources permettent un pompage intense, homogène et polarisé. En outre, comme nous l'avons déjà évoqué, ces diodes permettent de surmonter des contraintes expérimentales dues à la proximité des longueurs d'ondes de pompe (≈ 980 nm) et du laser (≈ 1003 nm).

Yb:KYW peut être pompé sur sa "Zero-Line" à 980 nm ou à plus basse longueur d'onde autour de 930 nm. Pour un pompage autour de 930 nm, la contrainte de proximité des longueurs d'ondes n'existe plus, ce qui permettrait d'utiliser une source fibrée (plus conviviale d'utilisation qu'une diode à monoémetteur remise en forme). Ses sections efficaces d'absorptions sont très élevées, comparées aux autres cristaux dopés ytterbium, ce qui permet d'utiliser des cristaux courts. Ces cristaux, ainsi qu'une source de pompe adéquate à 930 nm, n'étaient pas encore disponibles au début de ces travaux. Ils constitueront alors une solution alternative à l'Yb:YSO et ce, à double titre. Pour un pompage à 980 nm, nous pourrions comparer deux sources utilisant deux cristaux ytterbium différents. Pour un pompage à 930 nm, nous comparerons deux solutions utilisant des sources de pompe et des longueurs d'ondes de pompe différentes.

Le schéma général des lasers à base de cristaux dopés ytterbium et pompés à 980 nm que nous allons développer est présenté sur la figure suivante.

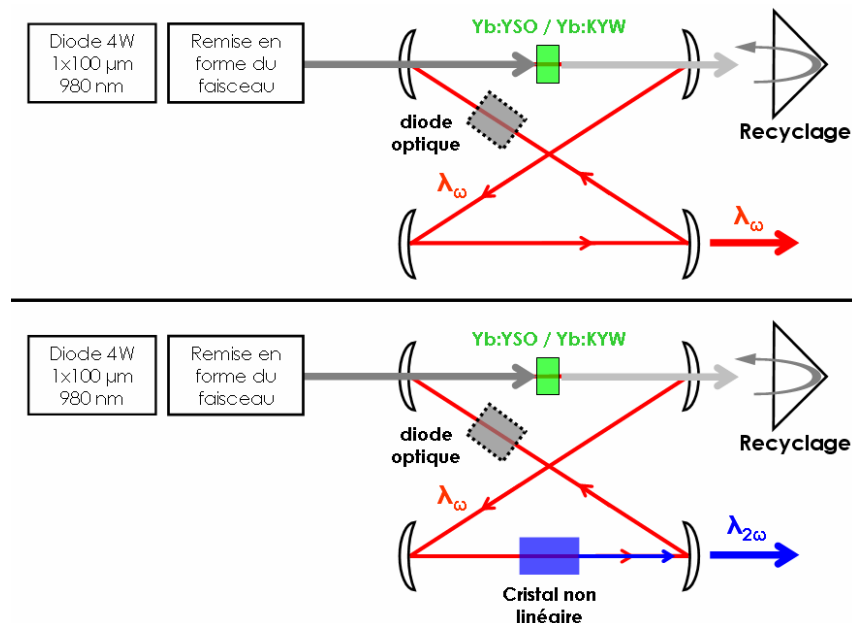


Figure B-12 : En haut : Schéma de principe du laser infrarouge en anneau.

En bas : Schéma de principe du laser en anneau doublé en fréquence intracavité.

B-IV Réalisations Expérimentales :

Nous présentons dans cette partie les principaux résultats expérimentaux obtenus avec les cristaux massifs de Yb:YSO et de Yb:KYW.

Nous commençons par exposer les solutions que nous avons retenues pour pouvoir pomper le cristal à 980 nm tout en forçant l'oscillation laser à 1003 nm. La difficulté est double. Il faut tout d'abord pouvoir pomper le cristal à 980 nm sans insérer de pertes à la longueur d'onde laser recherchée de 1003 nm. Ceci sera réalisé par l'utilisation d'un schéma de pompage hors d'axe original utilisant un miroir "coupé". Ensuite, une fois le schéma de pompage mis en place et l'inversion de population réalisée, il faut pouvoir forcer l'oscillation laser à 1003 nm. Pour cela, il est nécessaire d'insérer des pertes importantes aux hautes longueurs d'ondes (typiquement > 1010 nm) sans insérer de pertes supplémentaires à 1003 nm. Un élément de la cavité réalisera alors l'analogue d'un filtre passe haut pour les longueurs d'ondes supérieures à 1010 nm. Nous avons choisi pour cela d'utiliser un miroir de repli de type dichroïque (Haute Réfexion @ ≈ 1000 nm et Haute Transmission @ ≈ 1040 nm). Ces premières considérations seront l'occasion de présenter des résultats d'expériences préliminaires à 1003 nm.

Nous présenterons ensuite les performances de nos lasers pompés à 980 nm par une diode à monoémetteur utilisant soit un cristal de Yb:YSO, soit un cristal de Yb:KYW. Ils émettront un rayonnement monomode longitudinal dans l'infrarouge et/ou dans le visible à 501,7 nm. Des résultats obtenus à 514 nm seront aussi exposés.

Enfin, nous finirons par la solution utilisant un cristal de Yb:KYW pompé par une diode fibrée à 930 nm, mais qui n'a, jusque là, pas encore donné de résultats satisfaisants.

B-IV.1 Remise en forme du faisceau de pompe à 980 nm :

La source de pompe utilisée à 980 nm est donc une diode nue à monoémetteur produisant 4W à partir d'une zone émettrice de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$. Son émission est polarisée rectilignement dans le plan parallèle au plan de jonction (axe lent X). Compte tenu des rayons de courbures des miroirs et de l'encombrement des montures et autres composants, le rayon (pris à $1/e^2$) du mode de cavité au niveau du cristal laser sera d'environ 45 à 55 μm . Nous choisissons donc de remettre en forme le faisceau de pompe pour obtenir, au point de focalisation, une taille d'environ 55 à 70 μm en rayon (pris à $1/e^2$). La figure B-13 page suivante montre le banc de pompe mis en place à 980 nm. L'annexe 1 donne une procédure de réglage de ce banc de pompe.

La diode laser de pompe est montée sur un support en cuivre régulé thermiquement par un élément Peltier et une circulation d'eau. Le faisceau issu de la diode, polarisé suivant l'axe X, est collimaté par un objectif de microscope (L_1) ayant une focale de 8 mm. Un système associant une lame demi-onde ($\lambda/2$) et un cube séparateur de polarisation (C.S.P.) joue alors le rôle d'un variateur de puissance. Cela permet de faire varier la puissance incidente sur le cristal à courant d'alimentation constant pour la diode de pompe, et donc à longueur d'onde d'émission constante (puisque celle-ci varie avec la température de la zone active et donc avec le courant d'alimentation). La température de la diode est alors réglée à courant d'alimentation maximum (4,9A) pour accorder sa longueur d'onde sur le maximum d'absorption du cristal utilisé. Nous travaillerons alors toujours au courant d'alimentation

maximum (λ_P est alors fixe) et ferons varier la puissance par rotation de la lame $\lambda/2$. On effectue alors une calibration de la puissance transmise par le banc de pompe en fonction de l'angle de la lame.

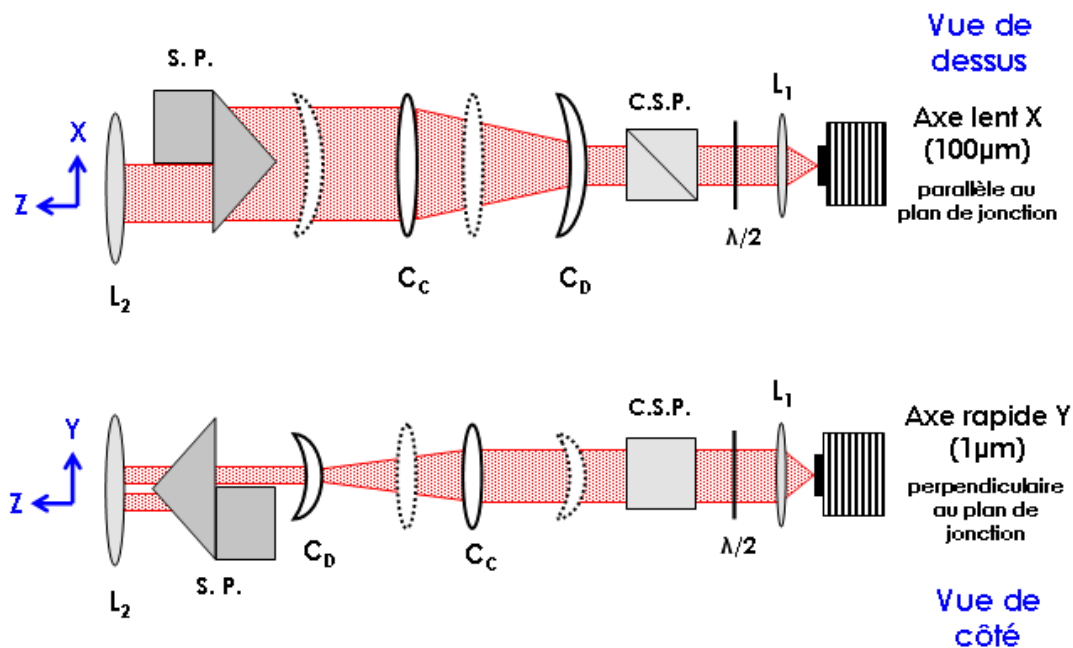
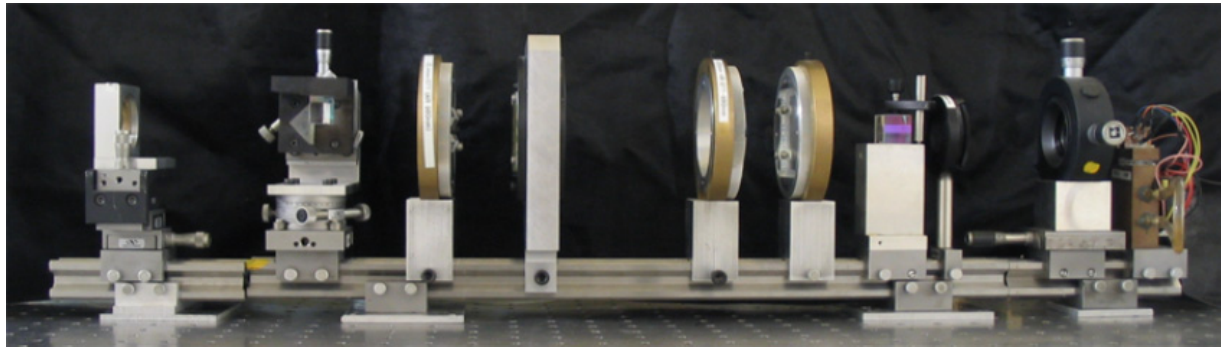


Figure B-13 : Schéma et photographie du banc de pompe permettant la remise en forme du faisceau issu de la diode à 980 nm (surface $1 \times 100 \mu\text{m}^2$). L_1 est un objectif de microscope de 8 mm de focale, C.S.P. est un cube séparateur de polarisation, $\lambda/2$ lame est une lame demi-onde ordre zéro à 980 nm. C_D sont des lentilles cylindriques divergente de focale -25,4 mm et C_C sont des lentilles cylindriques convergente de focale 200 mm. S. P. est un système de deux prismes et L_2 est un doublet de focale 80 mm permettant de focaliser le faisceau de pompe dans le cristal. La focalisation du faisceau n'est pas représentée ici, elle sera décrite sur la figure B-15.

Le faisceau passe ensuite à travers deux systèmes afocaux imbriqués, travaillant chacun selon l'une des directions privilégiées de la diode, et constitués d'une lentille cylindrique divergente (C_D focale -25,4 mm) et d'une lentille cylindrique convergente (C_C focale 200 mm). Associés à un doublet de focalisation (L_2) de 80 mm de focale, ce système de remise en forme permet d'obtenir théoriquement une taille au waist d'environ $40 \times 62 \mu\text{m}$ (en rayon), respectivement selon les axes X et Y.

On ajoute aussi un système de deux prismes à angle droit permettant d'homogénéiser la divergence du faisceau selon les deux directions et schématisé sur la figure B-14. Ce système permet, théoriquement sans affecter le M^2 global (produit selon les deux directions X et Y) ni la taille du faisceau au point de focalisation, de diminuer la divergence selon la direction de mauvaise qualité spatiale (X) tout en l'augmentant dans la direction bénéficiant d'une bonne qualité spatiale (Y). Tous les éléments optiques du banc sont traités anti-reflet à 980

nm (traitement antireflet large bande 077 de Melles Griot) et la transmission complète de ce banc de pompe est supérieure à 80%.

Le tableau suivant donne les valeurs des rayons de col, notés W et pris à $1/e^2$ des profils en intensité, et des paramètres M^2 du faisceau de pompe selon ses deux directions privilégiées X et Y avec et sans système de prisme, pour un doublet L_2 de 80 mm de focale. Ils ont été mesurés à l'aide d'une caméra Spiricon® (modèle COHU 4812).

	Sans système de prismes	Avec système de prismes
$W_x (\mu\text{m})$	53 ± 5	53 ± 5
M^2_x	28 ± 1	14 ± 1
$W_y (\mu\text{m})$	74 ± 5	74 ± 5
M^2_y	$2,5 \pm 0,5$	$7,0 \pm 0,5$

Tableau B-2 : Valeurs mesurées des rayons au waist W_x et W_y et des paramètres M^2 du faisceau de pompe remis en forme avec et sans système de prismes.

Le paramètre M^2 global $M^2_x.M^2_y$ sans le système de prismes vaut environ 70 alors qu'avec le système, il vaut 98. Ainsi, malgré une perte de qualité globale, certainement due aux aberrations supplémentaires introduites par les prismes et le doublet, puisqu'il travaille alors avec deux morceaux de faisceaux sur une surface plus grande, on a ainsi diminué la divergence du faisceau selon la direction X initialement de très mauvaise qualité. Cela permettra un meilleur recouvrement spatial des faisceaux de pompe et laser. De plus, ce système permet d'augmenter la puissance incidente sur le cristal. En effet, sans ce système selon la direction X les bords du faisceau sont occultés par la monture du doublet L_2 (de diamètre 25,4 mm), ce qui n'est plus le cas lorsque l'on ajoute ce système.

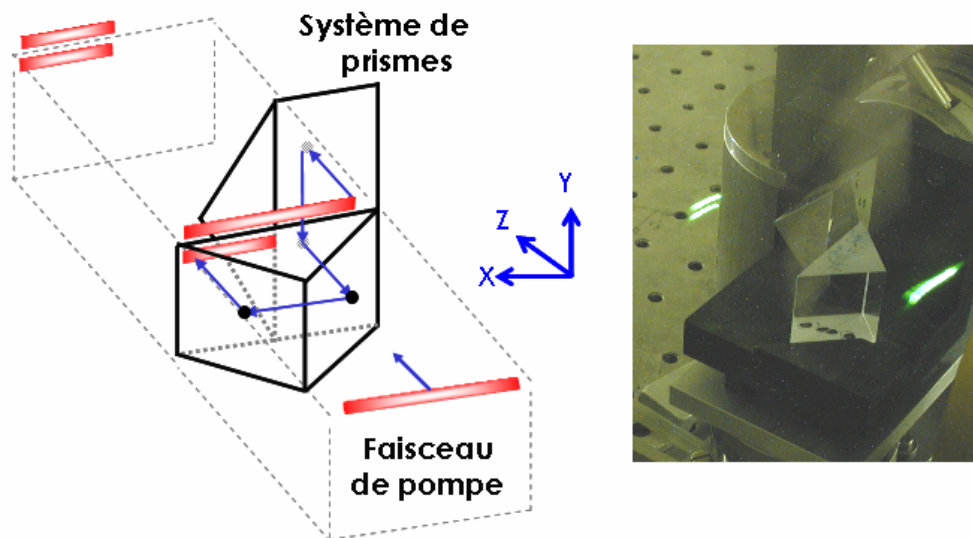


Figure B-14 : Système de prismes permettant d'homogénéiser la divergence du faisceau de pompe. On retrouve le faisceau de pompe avant et après le système sur la photographie de gauche.

Finalement, le faisceau de pompe au niveau du cristal laser a un profil gaussien légèrement elliptique de tailles (en rayon pris à $1/e^2$) 53 et 74 μm , respectivement selon les directions X et Y , avec des paramètres M^2 mesurés de 14 et 7, donnant des longueurs

confocales $2.Z_R$ de 2 et 8 mm respectivement. Les profils expérimentaux au niveau du cristal sont représentés sur la figure B-15, et comparés aux profils gaussiens théoriques.

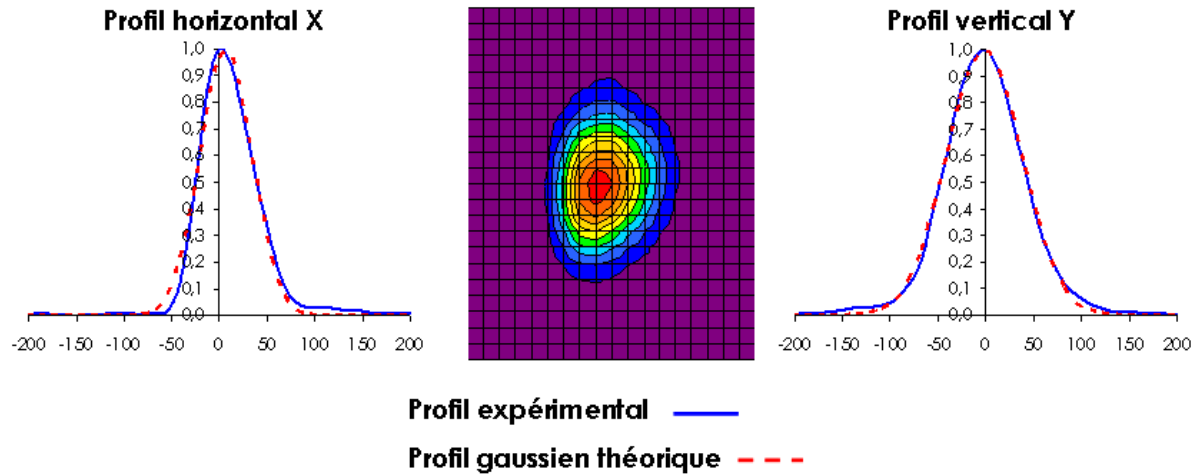


Figure B-15 : Profils expérimentaux du faisceau de pompe issu de la diode monoruban et remis en forme. Comparaisons avec des profils gaussiens théoriques.

B-IV.2 Système hors d'axe à 980 nm et double-passage de la pompe :

Le très faible écart entre longueur d'onde de pompe (980 nm) et longueur d'onde laser (1003 nm) ne nous permet pas d'utiliser un miroir d'entrée dichroïque (Haute Transmission @ λ_{Pompe} et Haute Réflexion @ λ_{Laser}). En effet, les meilleurs de ces miroirs peuvent être hautement transparents à 980 nm, mais hautement réfléchissants seulement à partir de 1020 nm. De plus, les fabricants spécifient ces longueurs d'ondes avec des précisions de, au mieux, $\pm 2\%$, correspondant donc à des variations pouvant aller jusqu'à ± 20 nm à $1,00 \mu\text{m}^{41}$.

Ceci nous a conduit à mettre en place un système de pompage hors d'axe original, nous permettant de nous affranchir des problèmes de traitements diélectriques des miroirs, puisque dans ce cas le faisceau de pompe ne traverse plus le miroir d'entrée de la cavité. Le pompage hors d'axe est rarement utilisé avec des cristaux massifs à cause du mauvais recouvrement spatial induit entre les faisceaux de pompe et laser. Cependant, il peut se révéler efficace dans deux cas.

Tout d'abord, si le cristal est plus fin que la taille de la zone pompée, l'angle introduit par la géométrie hors d'axe n'est plus problématique. C'est ce type d'architecture qui est utilisée dans les lasers à disque mince ("thin disk" lasers) permettant, comme on l'a déjà vu, de produire des puissances très élevées tant en régime continu ($>1\text{kW}$) [Stewen, 00], qu'en régime d'impulsions femtoseconde [Brunner, 02]. La production de puissances élevées par la technologie du disque mince n'est pas spécifiquement due au pompage hors d'axe, mais au fait que l'évacuation thermique est alors axiale⁴² (et non principalement radiale comme dans le cas de cristaux "épais") limitant de beaucoup les problèmes thermiques.

Le second moyen de rendre un pompage hors d'axe efficace, avec des cristaux "épais", est de minimiser l'angle entre l'axe de pompe et l'axe de la cavité. C'est ce principe, associé à de multiples passages du faisceau de pompe dans le cristal, qui a été utilisé pour le premier

⁴¹ Bien sûr, le décalage possible dû à l'erreur se fait dans le même sens pour tout le spectre.

⁴² La taille de la zone pompée est bien supérieure à l'épaisseur du cristal, l'évacuation thermique se fait alors suivant l'épaisseur du cristal.

laser vert à upconversion, pompé par diode et fonctionnant à température ambiante (mentionné dans le paragraphe A.II.1.b page 28) [Heumann, 02]. Cependant, le système utilisé alors nécessite des traitements dichroïques du type haute transmission à λ_{Pompe} et haute réflexion à λ_{Laser} qui ne peuvent pas être obtenus dans notre cas.

Ici, nous avons cherché à minimiser l'angle de pompage tout en utilisant des cristaux relativement fins⁴³ (voir les considérations de la partie précédente) et des multiples passages du faisceau de pompe à travers ce que nous avons appelé le système de recyclage. Pour cela, nous avons utilisé le fait que la section du faisceau de pompe remis en forme est rectangulaire (figure B-14). Le miroir d'entrée de cavité utilisé est alors une "tranche" de miroir de section rectangulaire découpée dans un miroir standard concave de 25 mm de diamètre⁴⁴, comme illustré sur la partie gauche de la figure B-16. Son épaisseur, de l'ordre de 3,5 mm, permet de minimiser l'angle de pompage. La figure B-16 montre le banc de pompe complet dans le cas du montage hors d'axe, auquel on a ajouté le miroir coupé d'entrée de cavité, ainsi qu'une vue de face de ce miroir et du faisceau de pompe.

La distance doublet (L_2)-cristal est d'environ 70 mm et l'angle de pompage est d'environ $2,8^\circ$. A une distance de 500 μm du point focal, les axes de propagation des faisceaux de pompe et de cavité sont alors décalés d'environ 25 μm .

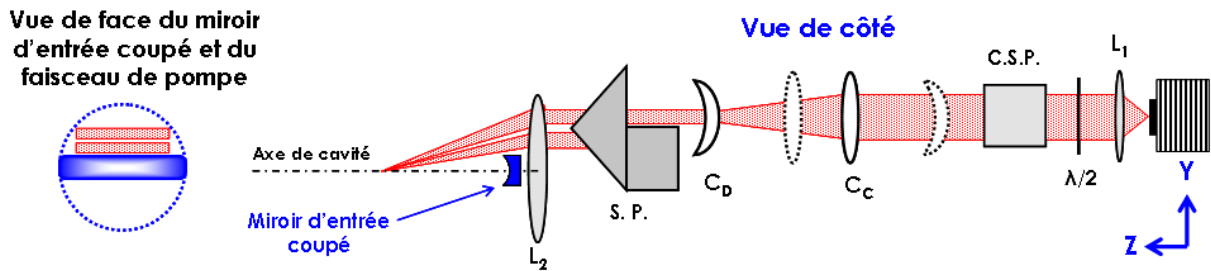


Figure B-16 : Banc de pompe hors d'axe vu de côté avec le miroir coupé d'entrée. Le trait pointillé bleu sur la vue de face schématise le miroir standard initial avant découpe.

On peut légitimement se demander si les performances d'un tel système de pompage sont comparables à un système standard de pompage longitudinal, pour lequel le faisceau est focalisé par L_2 sur l'axe de la cavité à travers un miroir dichroïque.

Pour cela, nous avons monté une cavité linéaire en L à trois miroirs (concave 50 mm-concave 200 mm-plan) autour du cristal de Yb:YSO de 2 mm de longueur. Nous avons testé les performances laser pour un schéma de pompage longitudinal à travers un miroir dichroïque (HT 980 nm - HR 1020 nm) et pour le schéma de pompage hors d'axe (figure B-17 partie de droite). Les tests ont été effectués dans exactement les mêmes conditions expérimentales, à savoir que les cavités étaient identiques, le cristal était régulé par un élément Peltier à une température de 20°C , le coupleur de sortie avait une transmission spécifiée à 5% à 1064 nm et la longueur d'onde d'émission laser était de 1082 nm dans les

⁴³ Mais dont l'épaisseur est bien supérieure à la taille de la zone pompée, ce qui ne nous place pas du tout dans les conditions du disque mince.

⁴⁴ J'en profite ici pour souligner l'excellente qualité des découpes de ces miroirs faites à l'atelier d'optique de l'Institut d'Optique par messieurs Cyril Bazin et Gilles Collas et les remercier encore.

deux cas. Aucun élément de sélection spectrale n'était utilisé, si bien que, naturellement, le laser oscillait à haute longueur d'onde.

Les résultats des puissances laser à 1082 nm en fonction de la puissance de pompe incidente sont reportés sur le graphe de la figure B-17.

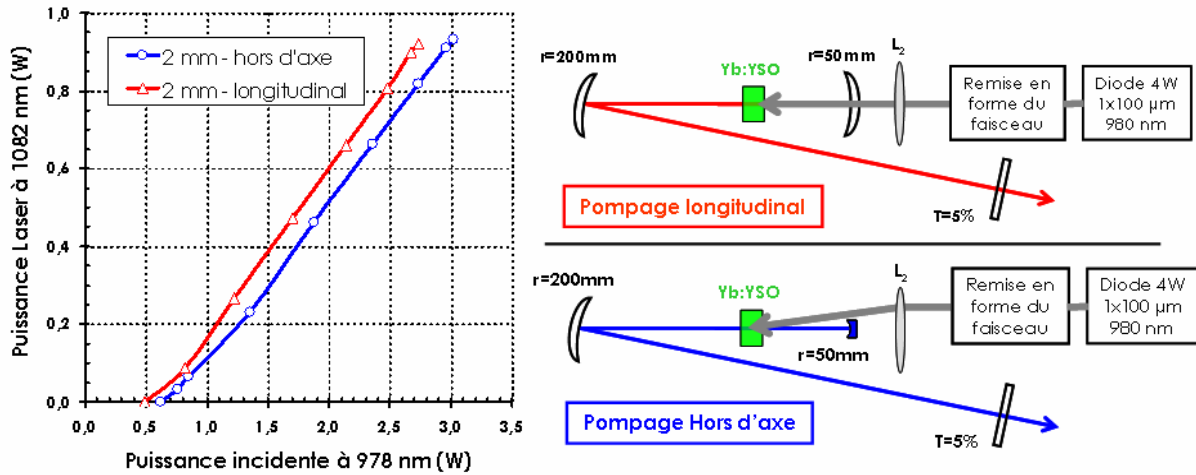


Figure B-17 : A gauche : Efficacités laser à 1082 nm pour un cristal de Yb:YSO de 2mm de longueur suivant un schéma de pompage classique longitudinal (en rouge) et suivant le schéma de pompage hors d'axe (en bleu). A droite : Schéma des cavités utilisées.

Les performances des deux systèmes de pompage sont très proches [Jacquemet, 04]. Les puissances maximales extraites sont de 920 mW pour le pompage longitudinal et de 930 mW pour le système hors d'axe. Elles correspondent toutes deux au maximum de la puissance de pompe délivrée par la diode nue (bridée à 3,8W). On note cependant que la puissance incidente sur le cristal en pompage hors d'axe est supérieure à la puissance maximale incidente en pompage longitudinal, et ce pour un même courant d'alimentation de la diode de 4,8A. En effet, le pompage longitudinal nécessite de traverser un élément supplémentaire qui est le miroir dichroïque d'entrée, cause de la perte de la puissance incidente.

On voit donc à travers cette comparaison que notre système de pompage hors d'axe se révèle performant même dans le cas de cristaux "épais" de 2 mm de longueur.

Remarque : Les mesures de puissances se font, sauf mention contraire, avec un détecteur thermique Gentec TPM 300 et une tête de mesure PS-310 V2 avec une précision de $\pm 5\%$.

Enfin, comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, nous avons aussi mis en place un système de recyclage du faisceau de pompe non absorbé par le cristal. Que ce soit pour une cavité linéaire ou un résonateur en anneau, il est placé derrière le premier miroir de repli de la cavité (voir par exemple la figure B-12). Ce premier miroir de repli est alors lui aussi un miroir coupé traité haute réflexion à 1000 nm. Ces deux miroirs coupés concaves forment une sous-cavité autour du cristal laser. La figure suivante représente une coupe de cette sous-cavité vue de côté ainsi que le double-passage du faisceau de pompe dans le cristal.

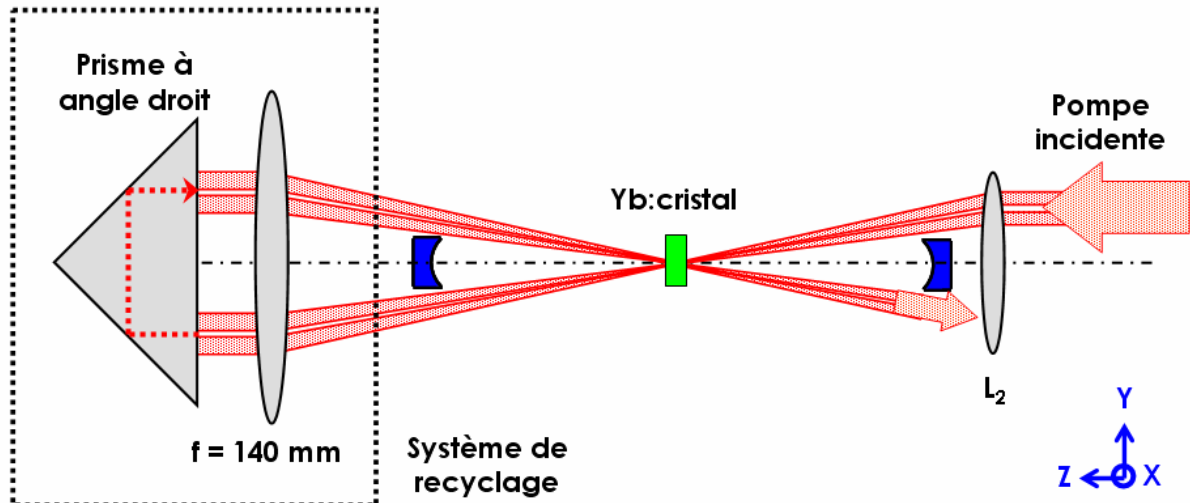


Figure B-18 : Coupe de la sous-cavité formée par le miroir coupé d'entrée (en bleu à droite) et le miroir coupé de repli (en bleu à gauche). Le faisceau de pompe vient de la droite. Le système de recyclage est représenté à gauche.

Le système de recyclage est constitué d'un doublet convergent ($f=150$ mm - $\varnothing$ 40 mm) qui permet de collimater le faisceau de pompe non absorbé par le cristal puis de le focaliser après réflexion par le prisme. Le faisceau de pompe fait ainsi un double passage dans le cristal et permet d'utiliser une part plus importante de la puissance de pompe disponible, de saturer encore plus l'absorption et de bénéficier ainsi de gains plus importants et plus homogènes. Il sera notamment plus efficace à des longueurs d'ondes laser présentant de la réabsorption, comme autour de 1003 nm, pour lesquelles la saturation de l'absorption est nécessaire pour obtenir un gain laser positif. Son coefficient de réflexion total, mesuré en l'absence des miroirs coupés, est de 90%, les bords du faisceau selon la direction horizontale (X) pouvant être légèrement occultés par le doublet.

Afin d'illustrer l'apport de ce système, nous présentons ici deux séries de performances laser obtenues en cavité linéaire pour le même cristal (Yb:YSO - 1 mm de longueur). Ces deux séries correspondent à deux longueurs d'ondes lasers différentes, 1005 nm et 1042 nm. Les cavités linéaires utilisées sont formées de trois miroirs (concave-concave-plan) pour une oscillation à 1042 nm et de quatre miroirs (concave-concave-plan-plan) pour une oscillation à 1005 nm. Le miroir plan supplémentaire utilisé dans la cavité à 1005 nm permet, par un traitement dichroïque spécifique, d'insérer des pertes aux hautes longueurs d'ondes du spectre d'émission du cristal pour forcer l'oscillation laser à 1005 nm. Nous expliciterons cela dans le paragraphe suivant. L'oscillation laser à 1042 nm résulte d'une émission laser "libre", c'est-à-dire sans sélection spectrale, tout comme pour les résultats présentés précédemment à 1082 nm. On peut d'ailleurs noter que pour un cristal fin (1 mm) la longueur d'onde laser d'oscillation "libre" est plus petite que pour un cristal plus épais de 2 mm (1042 nm contre 1082 nm). Ceci est dû à une réabsorption plus importante pour un cristal épais que pour un cristal fin.

Les deux graphiques de la figure B-19 suivante représentent les efficacités laser avec et sans recyclage obtenus à 1042 nm et à 1005 nm.

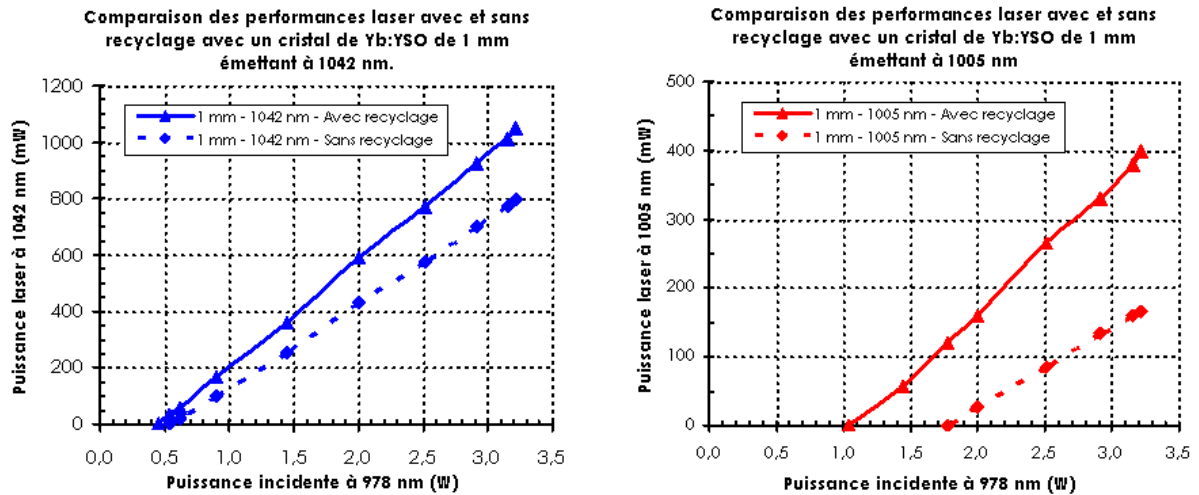


Figure B-19 : A gauche : Efficacité laser à 1042 nm avec (trait plein) et sans recyclage (pointillés) pour le cristal de Yb:YSO de 1 mm. A droite : Efficacité laser à 1005 nm avec (trait plein) et sans recyclage (pointillés) pour le cristal de Yb:YSO de 1 mm.

A 1042 nm, la réabsorption étant très faible, l'apport du recyclage se fait sentir pour les puissances de pompe élevées, le seuil étant quasiment inchangé. Reprenons ici la figure B-9 page 103 illustrant l'évolution du gain linéique de Yb:YSO en fonction de la longueur d'onde pour différents taux d'inversion de population. Dès les petits taux d'inversion β , le gain est positif autour de 1040 nm. L'apport du recyclage au seuil est alors faible. Il se répercute surtout par une augmentation de la puissance extraite de plus de 30%. Ceci est dû à une puissance de pompe, vue par le cristal, plus importante.

A 1005 nm, longueur d'onde pour laquelle la réabsorption est élevée, l'apport du recyclage est bien plus important. Le gain linéique varie vite avec le taux d'inversion β . Pour des puissances de pompes supérieures au Watt, l'absorption est saturée et la puissance de pompe recyclée est importante. Un gain positif à 1005 nm est alors beaucoup plus rapidement atteint avec recyclage que sans ce système, et le seuil diminue fortement. Il est diminué de près de 40% et le gain en puissance laser maximale est d'environ 140%.

On voit donc à travers ces résultats expérimentaux l'avantage du double passage de la pompe pour une émission laser efficace à basse longueur d'onde.

B-IV.3 Comment forcer l'oscillation laser à 1003 nm ?

Deux solutions sont généralement utilisées pour accorder la longueur d'onde d'émission d'un laser sur des plages importantes, le filtre biréfringent (filtre de Lyot) ou le prisme dispersif. Nous ne parlerons pas ici des réseaux dispersifs dont les efficacités de diffraction, atteignant difficilement les 90%, introduiraient des pertes trop importantes pour nos systèmes laser.

Un filtre de Lyot est composé d'une lame mince de matériau biréfringent à faces parallèles insérée dans la cavité à l'incidence de Brewster. L'incidence de Brewster permet de polariser l'émission laser. Pour une orientation donnée des axes ordinaires et extraordinaires de la lame biréfringente par rapport à la polarisation de l'onde laser, la transmission du filtre pour la polarisation sélectionnée dépend de la longueur d'onde. Elle présente un maximum de transmission à λ_0 et introduit donc des pertes supplémentaires aux autres longueurs

d'ondes. L'oscillation laser a alors lieu autour de λ_0 . L'accordabilité est obtenue en tournant le filtre par rapport à sa normale, changeant la valeur de λ_0 . C'est une solution très répandue dans les lasers solides à Ti:Sa et les lasers à colorants, présentant des courbes de gain régulières "en cloche". La largeur spectrale sélectionnée est généralement assez large, si bien qu'un tel filtre est souvent associé à un (des) étalon(s) solide(s) Fabry-Perot pour ne sélectionner qu'un seul mode longitudinal. Un filtre de Lyot, initialement prévu pour un oscillateur Ti:Sa, a par exemple été utilisé pour tester l'accordabilité des cristaux de Yb:YSO et Yb:LSO pompés par une diode fibrée de forte puissance (15W) [Jacquemet, 05a]. Il a permis d'obtenir une accordabilité sur plus de 60 nm, entre environ 1025 et 1090 nm pour les deux cristaux, avec des puissances de plusieurs Watts, dans un schéma de pompage longitudinal à travers un miroir d'entrée dichroïque.

Cependant, en utilisant notre schéma de pompage hors d'axe pour permettre l'oscillation à basses longueurs d'ondes, les tests d'accordabilité avec ce type de filtre n'ont pas du tout été concluants. La longueur d'onde minimale atteinte était de l'ordre de 1017 nm.

La deuxième solution largement répandue est l'accordabilité par un prisme dispersif. Il est introduit dans un bras collimaté de la cavité et disperse avec un angle différent les différentes longueurs d'ondes pouvant osciller. L'accordabilité est obtenue par rotation du prisme ou du miroir de fond de cavité, ce qui permet de sélectionner la longueur d'onde dispersée par le prisme qui est stable pour le résonateur. C'est avec un prisme en SF10 que nous avons atteint pour la première fois la gamme de longueurs d'ondes voulues autour de 1005 nm (en cavité linéaire). Néanmoins, les puissances extraites obtenues avec les cristaux de Yb:YSO n'étaient que de l'ordre de 75 mW à 1003 nm [Jacquemet, 04]. De plus, cette méthode, relativement simple d'utilisation et de mise en pratique dans une cavité linéaire est difficilement transposable au cas des résonateurs en anneau que nous utiliserons par la suite. Nous n'avons alors utilisé un prisme dispersif que pour quelques expériences préliminaires en cavité linéaire.

Nous avons donc dû mettre en place une autre méthode pour forcer l'oscillation laser autour de 1003 nm. Elle consiste, comme toutes les autres méthodes d'accordabilité, à insérer des pertes aux longueurs d'ondes que nous voulons rejeter. Cependant, dans notre cas, plutôt que de chercher à accorder la longueur d'onde d'émission laser (pouvoir la changer "à volonté" sur une large plage), on souhaite forcer l'oscillation laser autour de 1003 nm, sans pour autant chercher une large gamme d'accordabilité. Ainsi, comme la bande d'émission recherchée fait partie des plus petites longueurs d'ondes parmi les spectres d'émission des cristaux dopés ytterbium, nous avons choisi d'insérer des pertes à toutes les longueurs d'ondes typiquement supérieures à 1010 nm. Finalement, nous souhaitons réaliser l'analogue d'un filtre passe-bas, comme schématisé sur la partie gauche de la figure B-20.

Pour cela, nous utilisons un miroir de cavité avec un traitement diélectrique spécifique de type dichroïque (LaserOptik-HR 985 nm-HT 1040 nm)⁴⁵, dont les courbes de transmission à incidence normale et pour un angle d'incidence de 10° sont reportées sur la partie droite de la figure B-20. Ce miroir, utilisé comme miroir de repli, permet donc d'insérer des pertes pour

⁴⁵ Les spécifications exactes de ce miroir réalisé par la société allemande Laseroptik GmbH sont (HT 900 nm-HT 985 nm-HT 1064 nm). Néanmoins, les mesures de transmission assurent une haute transmission dès 1040 nm et la fonction HT 900 nm ne nous intéresse pas ici.

les hautes longueurs d'ondes du spectre. A incidence normale, le coefficient de réflexion à 1003 nm a été mesuré à 99,6%, alors que la transmission est de 5% à 1020 nm et de 35% à 1030 nm. Or, pour de tels traitements diélectriques, lorsque l'angle d'incidence θ augmente, la courbe de transmission se décale vers les basses longueurs d'ondes. Ainsi, pour une incidence de 10° , la transmission de ce miroir a été mesurée à environ 1% à 1003 nm, 20% à 1020 nm et est supérieure à 80% à 1030 nm.

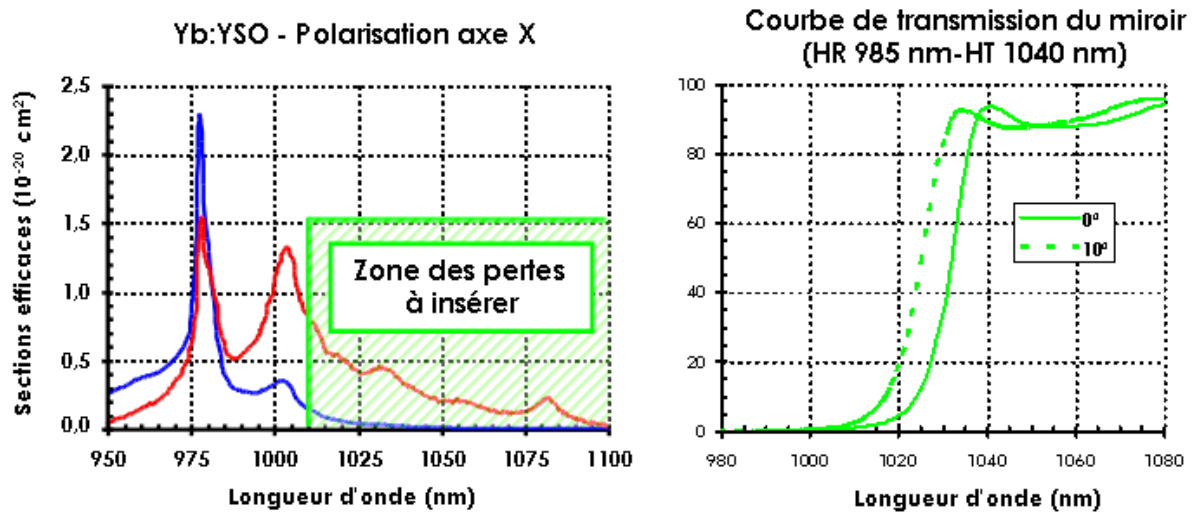


Figure B-20 : A gauche : Représentation des pertes à insérer pour obtenir l'oscillation autour de 1003 nm par rapport au spectre d'émission de Yb:YSO. A droite : Courbes de transmission mesurées à incidence normale (trait plein) et pour un angle d'incidence de 10° (pointillés) pour le miroir introduisant les pertes.

Si, pour une incidence donnée, les pertes introduites sont insuffisantes et la longueur d'onde d'émission laser alors trop grande, il suffira d'augmenter l'angle d'incidence sur le miroir pour ainsi augmenter les pertes introduites et diminuer la longueur d'onde d'émission. Néanmoins, en décalant la courbe de transmission, on augmente aussi les pertes à 1003 nm, ce qui sera néfaste lorsque l'on souhaitera obtenir de grandes puissances intracavité en vue du doublement de fréquence.

En utilisant ce moyen de sélection, des expériences préliminaires ont été réalisées en cavité linéaire avec les cristaux de Yb:YSO. Elles ont notamment été l'occasion de démontrer la première source solide pompée par diode accordable entre 1000 et 1010 nm [Jacquemet, 04]. Ces expériences nous ont permis de tester les différentes longueurs de cristaux de Yb:YSO à notre disposition. Leur but est tout d'abord de vérifier que l'oscillation laser peut bien avoir lieu autour de 1005 nm, puis de tester l'accordabilité de ces cristaux dans la gamme 1000-1010 nm.

Nous nous plaçons bien sûr selon le schéma de pompage hors d'axe à 980 nm avec double-passage du faisceau de pompe. On rappelle que le faisceau de pompe est polarisé suivant l'axe X. La cavité est linéaire en Z à quatre miroirs (figure B-21). Le cristal laser est placé entre deux miroirs concaves coupés de 50 et 200 mm de rayon de courbure. Un miroir de repli plan (HR 985 nm-HT 1040 nm) sous une incidence d'environ 8° permet de forcer l'oscillation laser autour de 1005 nm pour le cristal de 1 mm. Pour le cristal de 2 mm de long, il est nécessaire d'introduire un peu plus de pertes pour diminuer la longueur d'onde d'émission. Sous une incidence d'environ 12° , l'oscillation laser a lieu à 1006 nm. Il ne fut pas possible d'obtenir un effet laser à basse longueur d'onde avec le cristal de 3 mm de long. Enfin, un

coupleur de sortie plan de transmission T (%) ferme le résonateur. Finalement, on utilise un étalon solide Fabry-Perot en silice fondue de $25\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et non traité pour accorder finement la longueur d'onde d'émission laser.

Pour chacun des deux cristaux, on a cherché à optimiser la puissance extraite au niveau du coupleur de sortie. Pour le cristal de 1 mm, les meilleurs résultats ont été obtenus avec un miroir d'environ 8,5% de transmission à 1005 nm et pour le cristal de 2 mm, l'optimum a été trouvé pour un miroir d'environ 20% de transmission. Les résultats obtenus en accordabilité sont reportés sur le graphe de la figure B-21 pour une puissance de pompe incidente de 3W. Dans les deux cas, conformément aux spectres d'émission, le faisceau laser est polarisé suivant l'axe X du cristal.

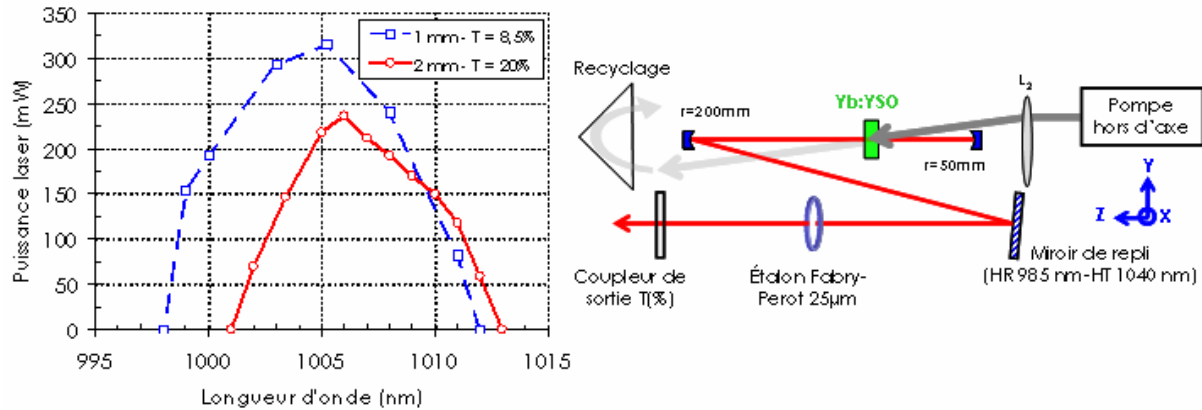


Figure B-21 : A gauche : Puissances laser extraites en fonction de la longueur d'onde pour les cristaux de Yb:YSO de 1mm (en bleu) et de 2 mm (en rouge). La puissance de pompe incidente est de 3W. A droite : Schéma expérimental de la cavité en Z utilisé.

Naturellement, puisqu'il présente une réabsorption moins importante, le cristal de 1 mm peut osciller à plus basse longueur d'onde avec des puissances de sortie supérieures. On voit nettement sur ces courbes qu'il sera plus intéressant d'utiliser un cristal court (1 mm), puisque la puissance de sortie maximale, de près de 300 mW à 1003 nm, est deux fois supérieure à celle obtenue avec le cristal de 2 mm. Enfin, avec le cristal de 1 mm, l'oscillation laser a pu être obtenue jusqu'à une longueur d'onde de 998,5 nm (puissance de 150 mW), ce qui correspond à un défaut quantique de 2,1%. C'est à notre connaissance le plus faible défaut quantique obtenu en pompage par diode avec un cristal massif⁴⁶. On s'approche là d'un système laser à (quasi) "deux niveaux".

Notons enfin qu'à ce stade, les fuites derrière le miroir de repli n'ont pas été mesurées. Il se peut donc fortement que l'optimum en terme de puissance totale extraite en fonction de la transmission du coupleur de sortie soit ici faussé. Cependant, cela ne change en rien les conclusions générales de ces expériences.

Ces premiers tests nous ont tout d'abord permis de valider la méthode retenue pour forcer l'oscillation laser autour de 1003 nm, à savoir l'utilisation d'un miroir de type dichroïque (HR 985

⁴⁶ On décernera tout de même la palme du plus petit défaut quantique jamais obtenu à notre connaissance à Johan Petit, en thèse au Laboratoire de Chimie Appliquée à l'État Solide de l'École Chimie-Paris et avec qui, entre autre, nous collaborons efficacement. En pompant un cristal de Yb:CaGdAlO₄ avec un laser Ti:Sa à 979 nm, l'oscillation laser a été obtenue jusqu'à 985 nm, correspondant à un défaut quantique de 0,6 % !

nm-HT 1040 nm). Cette méthode s'est révélée plus efficace que l'utilisation d'un prisme dispersif. Nous avons de plus mis en évidence que le cristal de 1 mm de long, présentant une réabsorption moins importante à 1003 nm et permettant un meilleur recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le mode de cavité, donne de meilleurs résultats. Une puissance de près de 300 mW a ainsi été obtenue à 1003 nm dans cette configuration non optimisée et en régime multimode longitudinal.

Nous allons maintenant passer aux expériences menées pour obtenir une oscillation monomode longitudinale à 1003,4 nm dans une cavité en anneau, ainsi qu'aux résultats obtenus dans le visible par doublement de fréquence.

B-IV.4 Anneau monomode longitudinal à 1003/501 nm avec Yb:YSO :

Nous présentons ici les résultats obtenus avec le cristal de Yb:YSO de 1 mm de longueur dans un résonateur en anneau. Nous commençons par présenter la cavité utilisée et les performances dans l'infrarouge à 1003,4 nm, pour lequel le rayonnement émis est monomode longitudinal. Le doublement de fréquence de l'onde infrarouge fondamentale est obtenu en modifiant légèrement les miroirs de cavité et en insérant le cristal non linéaire de KNbO₃.

B-IV.4.a Meilleures performances à 1003,4 nm et premiers résultats à 501 nm :

La cavité retenue pour obtenir une émission monomode longitudinale est une cavité en anneau. L'encombrement des composants à insérer tel que le rotateur de Faraday, ainsi que la nécessité d'avoir un deuxième waist dans la cavité, pour pouvoir insérer par la suite le cristal non linéaire, nous ont conduit à monter un résonateur à six miroirs. La figure B-22 montre l'architecture en "double nœud papillon" utilisée pour les meilleures performances à 1003,4 nm. On trouvera une procédure de réglage de cette cavité dans l'annexe 2.

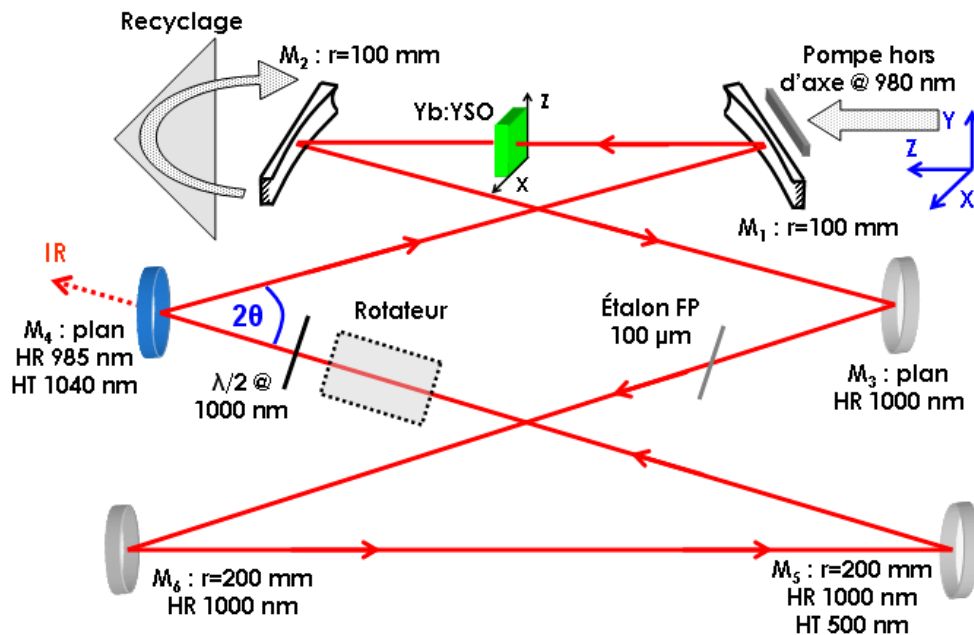


Figure B-22 : Schéma de la cavité à 6 miroirs en anneau utilisée à 1003,4 nm. θ vaut ici environ 15° . M_1 - $M_2 \approx 110$ mm, M_2 - $M_3 \approx 230$ mm, M_3 - $M_6 \approx 310$ mm, M_6 - $M_5 \approx 245$ mm, M_5 - $M_4 \approx 290$ mm, M_4 - $M_1 \approx 240$ mm.

Le faisceau de pompe hors d'axe vient de la droite et est polarisé suivant l'axe X, correspondant à l'axe X du cristal pour lequel l'absorption est maximale. Le cristal est positionné sur une monture en cuivre (contact par graisse thermique) régulée thermiquement par un élément Peltier. Sauf mention contraire la monture est maintenue à une température de 18°C. L'absorption non saturée du cristal à 978 nm pour le faisceau de pompe polarisé suivant l'axe X est de 75%. Au maximum de la puissance de pompe incidente (3,3W), l'absorption saturée est de 40%.

M₁ et M₂ sont deux miroirs coupés (HR 1000 nm), permettant le pompage hors d'axe et le double passage de la pompe. Ils forment la sous cavité autour du cristal de Yb:YSO (1 mm) et ont ici un rayon de courbure de 100 mm. Le rayon au col (waist) du mode de cavité au niveau du cristal est de 48x50 µm. M₃ et M₄ sont 2 miroirs de repli plans. M₄ est le miroir HR 985 nm-HT 1040 nm (en bleu à gauche) introduisant les pertes. L'angle d'incidence θ est de l'ordre de 18° et la transmission à 1003 nm est alors d'environ 5%. Il joue le rôle du coupleur de sortie. Enfin, M₅ et M₆ sont deux miroirs concaves de 200 mm de rayon de courbure (HR 1000 nm) créant un second waist de cavité de rayon 90 µm.

Les tailles de faisceau de cavité données ici sont les valeurs calculées par le logiciel Paraxia ABCD permettant de simuler des résonateurs et de tester ainsi leurs zones de stabilités et les tailles du mode fondamental gaussien associé. Ces tailles peuvent varier quelque peu suivant les réglages.

On trouve aussi le rotateur de Faraday et la lame $\lambda/2$ à 1000 nm formant la diode optique et ne sélectionnant qu'un sens de propagation. En pratique, on sélectionne à volonté le sens de propagation de l'onde laser en tournant la lame $\lambda/2$, mais, pour des raisons pratiques, on utilisera toujours le sens schématisé sur B-22. Comme dans les expériences précédentes, l'émission laser à 1003 nm est polarisée suivant l'axe X du cristal. Un étalon solide Fabry-Perot non traité en silice fondue d'épaisseur 100 µm, et placé à l'incidence de Brewster, permet d'ajuster finement la longueur d'onde laser fondamentale et de maintenir la polarisation selon l'axe X. La longueur totale de la cavité est d'environ 1,42 m correspondant à un intervalle spectral entre modes longitudinaux fondamentaux consécutifs de 210 MHz.

Moyens d'analyse spectrale de l'émission laser :

Une partie du faisceau laser est injecté dans un Interféromètre Fabry-Perot confocal d'analyse à balayage qui permet d'observer les modes longitudinaux de l'émission laser (Burleigh Instruments Control Model 350-Contrôleur Model 351). Les miroirs utilisés ont un rayon de courbure de 50 mm et une réflectivité à 1000 nm d'environ 99,5 % donnant une finesse théorique de 600. En position confocale $d=r=50\text{mm}$, l'intervalle spectral libre $c/4.d$ vaut 1,5 GHz. Le signal transmis est détecté par une photodiode rapide en silicium Radiospare IPL 10530DAW couplée à un oscilloscope rapide Tektronix TDS 3032 de 300 MHz de bande passante.

La longueur d'onde laser est mesurée par un analyseur de spectre optique ANRISTU MS9710B d'une résolution pouvant aller jusqu'à 0,01 nm et sensible de 0,6 à 1,75 µm.

Le graphe de la puissance laser de sortie à 1003,4 nm (derrière M₄) en fonction de la puissance de pompe incidente est reporté sur la figure B-23. L'encart inséré dans le graphique est le signal transmis par l'analyseur Fabry-Perot à balayage.

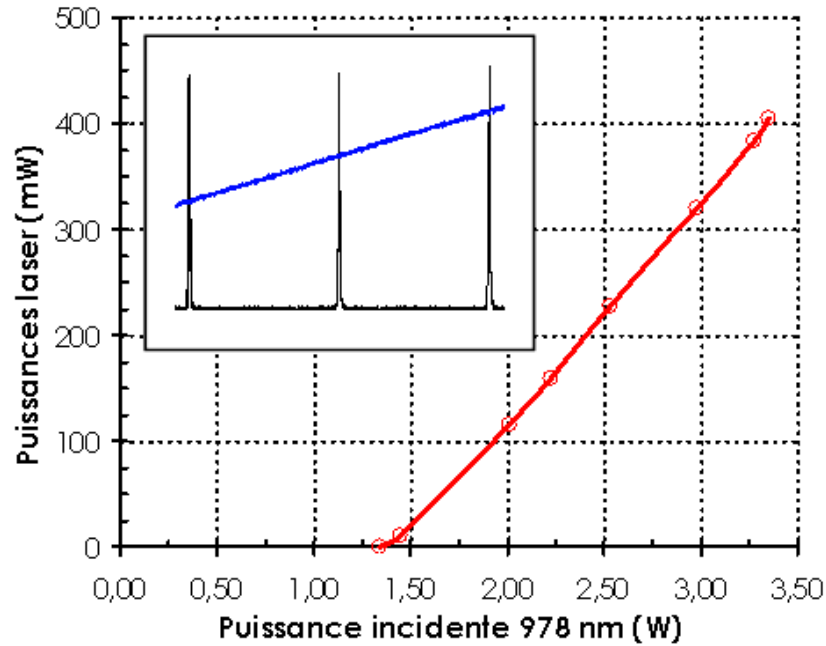


Figure B-23 : Puissances laser à 1003,4 nm mesurées derrière M_4 ($T=5\%$) en fonction de la puissance de pompe en régime monomode longitudinal. Le cadre inséré est le signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse à balayage.

On obtient une puissance supérieure à 400 mW de rayonnement monomode longitudinal à 1003,4 nm pour une puissance de pompe incidente maximale d'environ 3,3W à 978 nm. Le seuil d'oscillation laser correspond à une puissance de pompe incidente de 1,3W, soit une intensité d'environ 25 kW.cm⁻². La pente d'efficacité laser par rapport à la puissance de pompe incidente est alors de 20% et l'efficacité optique-optique est de 12% pour une puissance de pompe maximale de 3,3W. Le spectre transmis par l'analyseur Fabry-Perot, composé de pics identiques et équidistants, indique que le rayonnement infrarouge émis est monomode longitudinal. Pratiquement, en tournant la lame demi-onde, on obtient une propagation unidirectionnelle dans un sens ou dans l'autre, et, dans la majorité des cas, le laser est automatiquement monomode longitudinal.

Compte tenu des difficultés à atteindre cette gamme de longueurs d'ondes, dues au fort caractère quasi-trois niveaux des transitions considérées, les résultats obtenus ici à température ambiante sont très satisfaisants. Cependant, cette puissance de 400 mW n'est pas suffisante pour effectuer un doublement de fréquence efficace selon un schéma extracavité en simple passage. Suivant les calculs de doublement de fréquence effectués dans la partie A-IV, cette puissance de 400 mW focalisée sur un rayon de 50 μm ne produirait que 430 μW de bleu-vert. En diminuant la taille du faisceau fondamental jusqu'à un rayon de 25 μm , la puissance doublée n'atteindrait que 1,7 mW.

La transmission du miroir M_4 (HR 985nm-HT 1040nm) à 1003,4 nm d'environ 5% a été mesurée en utilisant en M_3 différents coupleurs plans de transmission connue. Au maximum de la puissance de pompe, on estime alors la puissance infrarouge circulant dans la cavité à 8W. En utilisant l'équation A-2 page 54, une telle puissance intracavité focalisée sur un rayon de 90 μm (taille du deuxième waist de cavité où le cristal doubleur sera inséré) dans un cristal de KNbO₃ de 10 mm de long devrait fournir une puissance de l'onde doublée de 48 mW.

Nous avons donc inséré le cristal doubleur dans son four au niveau du deuxième waist de cavité, entre les deux miroirs concaves M_5 et M_6 , pour obtenir les premiers photons bleu-vert.

Le cristal de KNbO_3 utilisé a une longueur de 9,5 mm et bénéficie d'un traitement antireflet double bande à 500 nm ($R < 0,5\%$) et 1000 nm ($R < 0,25\%$). Il nous a été fourni par la société allemande FEE GmbH. Il est taillé pour que la propagation des ondes se fasse selon son axe cristallographique **b**. Dans une telle configuration, le doublement de fréquence de type I en accord de phase non critique par la température se fait à 982 nm à température ambiante et à 1003,4 pour une température d'environ 76,5°C. L'onde fondamentale doit être polarisée selon l'axe **c** du cristal et l'onde doublée sera polarisée selon l'axe **a**. Son coefficient non linéaire d_{eff} accessible dans cette configuration est donné à 9 pm.V^{-1} (logiciel SNLO). Enfin, ce cristal étant sensible aux chocs et aux trop fortes variations thermiques, il est nécessaire de prendre quelques précautions lors de son maniement et de son utilisation. En particulier, il ne faut pas le serrer trop fortement dans la monture du four, pour qu'il puisse se dilater sans que les contraintes soient trop importantes. De plus, et c'est là la précaution la plus importante, il faut que la rampe de température du four utilisé ne dépasse pas un taux d'environ 1°C par minute pour le chauffage et environ 0,5°C par minute pour son refroidissement [Biaggio, 92]. Enfin, il est préconisé d'utiliser ce cristal à des températures inférieures à 180 °C, puisqu'une transition de phase apparaît à 223°C [Biaggio, 92]. Toutes ces précautions ont été prises en utilisant un four EKSMA KK1 et son contrôleur de température TK1, dont la rampe de température est pilotée de manière externe par un programme LabVIEW.

Les pertes d'insertion du KNbO_3 dans la cavité ont été mesurées à 0,5%, un peu supérieures aux spécifications du traitement antireflet du fournisseur. Après insertion du KNbO_3 avec son four à température ambiante dans la cavité, il est nécessaire d'optimiser les réglages de la cavité et du KNbO_3 pour maximiser la puissance de sortie infrarouge. Le KNbO_3 est alors orienté de façon à maintenir la polarisation linéaire incidente selon l'axe **X** du cristal laser de Yb:YSO.

Dans cette configuration, lorsque le KNbO_3 est à température ambiante, la puissance laser extraite dans l'infrarouge chute d'environ 10% et on obtient alors une puissance de sortie de 360 mW au maximum de la puissance de pompe. La puissance intracavité à considérer est alors de 7,2W.

On augmente ensuite la température du cristal pour obtenir l'accord de phase à 1003,4 nm. La figure suivante représente les résultats obtenus.

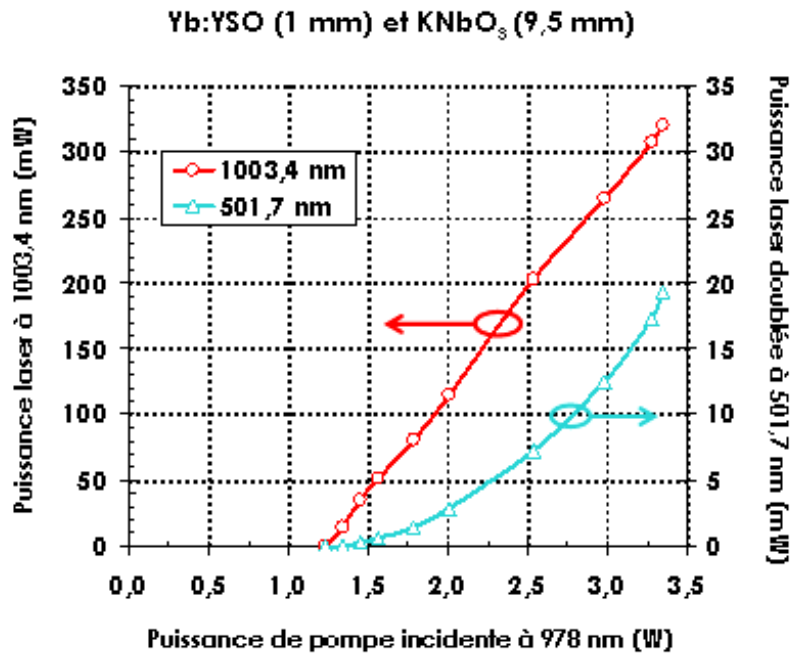


Figure B-24 : Efficacités laser pour l'onde fondamentale à 1003,4 nm (en rouge) et pour l'onde de seconde harmonique à 501,7 nm (en bleu-vert) en fonction de la puissance de pompe incidente.

La puissance laser maximale obtenue dans le visible est de près de 20 mW pour 3,3W de puissance de pompe incidente. La puissance dans l'infrarouge a bien sûr un peu chuté, mais il reste tout de même une puissance d'environ 320 mW disponible en sortie de l'oscillateur. Le caractère monomode longitudinal de l'émission laser a été vérifié sur le faisceau infrarouge par manque de miroirs adéquats à 500 nm. De même, seule la longueur d'onde dans l'infrarouge a pu être mesurée par l'analyseur de spectre optique, puisque celui-ci n'est sensible que jusqu'aux alentours de 600 nm. Ces premiers résultats sont satisfaisants même dans cette configuration de cavité non optimisée, puisque la transmission du miroir de sortie M₄ à 1003 nm est de 5% environ.

Cependant, la puissance laser à 501,7 nm est de moitié inférieure à la puissance calculée par le modèle simple présenté dans le chapitre A (partie A-IV.1). Outre les imperfections de réglages, plusieurs raisons expliquent ces résultats. La première est que les hypothèses utilisées pour ces calculs donnent des résultats surestimés (en particulier profil d'intensité uniforme). La seconde est que le waist du mode fondamental expérimental, dépendant des réglages, est peut-être supérieur à la valeur calculée par le logiciel Paraxia ABCD. Enfin, la valeur réelle du d_{eff} dépend de la qualité du cristal et peut être inférieure à la valeur utilisée pour ces calculs (9 pm.V⁻¹).

En utilisant l'équation A-2 (partie A-IV.1) ainsi que les courbes expérimentales précédentes, nous pouvons estimer la valeur expérimentale du coefficient non linéaire de notre cristal de KNbO₃. En prenant comme rayon du faisceau fondamental, au waist du cristal non linéaire, une valeur de 90 μm , une transmission du miroir M₄ de sortie pour l'infrarouge de 5% et un cristal de KNbO₃ de 9,5 mm de long et d'indice de réfraction 2,26 à 500 nm et à 76,5°C, on obtient une valeur calculée un d_{eff} de 7,2 pm.V⁻¹. Cette valeur correspond à 80% de la valeur donnée par le logiciel SNLO et que nous avons reportée jusqu'à présent (9 pm.V⁻¹). La (faible)

différence provient principalement des hypothèses de calculs (ondes planes) et de la qualité du cristal non linéaire.

Nous allons maintenant chercher à augmenter la puissance de bleu-vert produite.

B-IV.4.b Cavité et résultats obtenus à 501,7 nm :

Pour augmenter la puissance intracavité et bénéficier de meilleures conditions pour le doublement de fréquence, il faut diminuer les pertes de la cavité. Pour cela, le seul moyen est de minimiser la transmission de M_4 (HR 985nm-HT 1040nm) en le soumettant à un angle d'incidence plus petit. Cependant, l'encombrement des montures, du four à insérer et des éléments intracavités ne nous permet pas de fermer davantage les angles. Nous avons donc placé en M_6 un miroir concave de 200 mm de rayon de courbure ayant le traitement (HR 985nm-HT 1040nm). L'angle d'incidence étant plus petit, environ 8° au lieu d'environ 18° , la transmission à 1003 est plus petite, mesurée à 0,5%. Le miroir plan M_4 est maintenant un miroir traité HR à 1000 nm. La cavité maintenant optimisée pour le doublement de fréquence est schématisée sur la figure B-25 et les résultats obtenus dans cette configuration sont reportés sur la figure B-26 suivante.

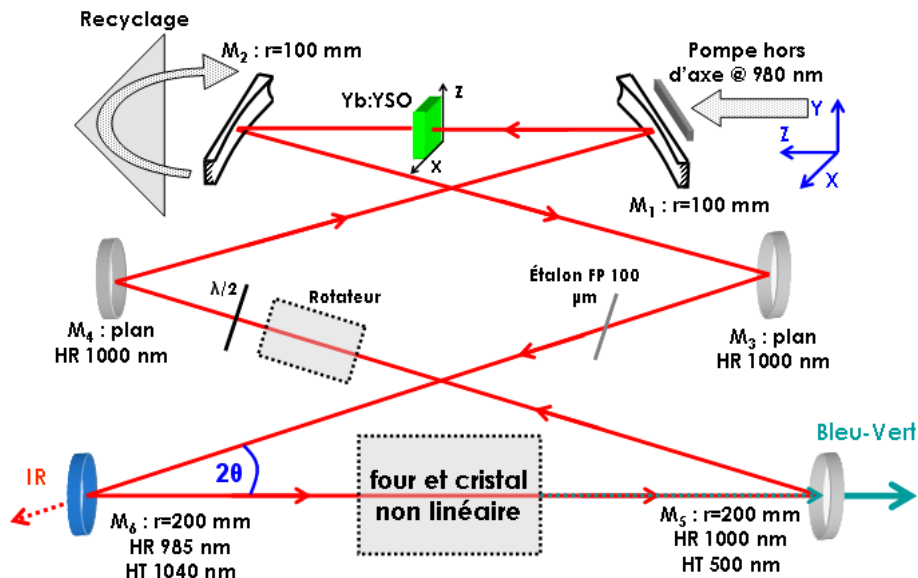


Figure B-25 : Schéma de la cavité optimisée pour le doublement de fréquence avec le cristal de Yb:YSO (1mm) et le cristal non linéaire de KNbO_3 (9,5 mm).

Comme prévu, la diminution des pertes dans l'infrarouge permet d'augmenter la puissance intracavité et d'obtenir donc une meilleure conversion vers le visible. La réduction des pertes induit un seuil d'oscillation laser un peu plus faible d'environ 1,2W incident, soit une intensité d'environ 23 kW.cm^{-2} . On obtient ici une puissance de 60 mW de rayonnement monofréquence à 501,7 nm pour une puissance de pompe incidente de 3,3W à 978 nm. Ceci représente une efficacité optique-optique de la puissance de pompe incidente (3,3W) vers le visible de 1,8%. La transmission du miroir M_6 à 1003 nm étant de 0,5%, une faible partie du rayonnement infrarouge est extraite du résonateur. Au maximum de la puissance de pompe, la puissance de sortie résiduelle dans l'infrarouge est d'environ 55 mW. Ces résultats sont une version un peu améliorée de ceux présentés dans [Jacquemet, 05].

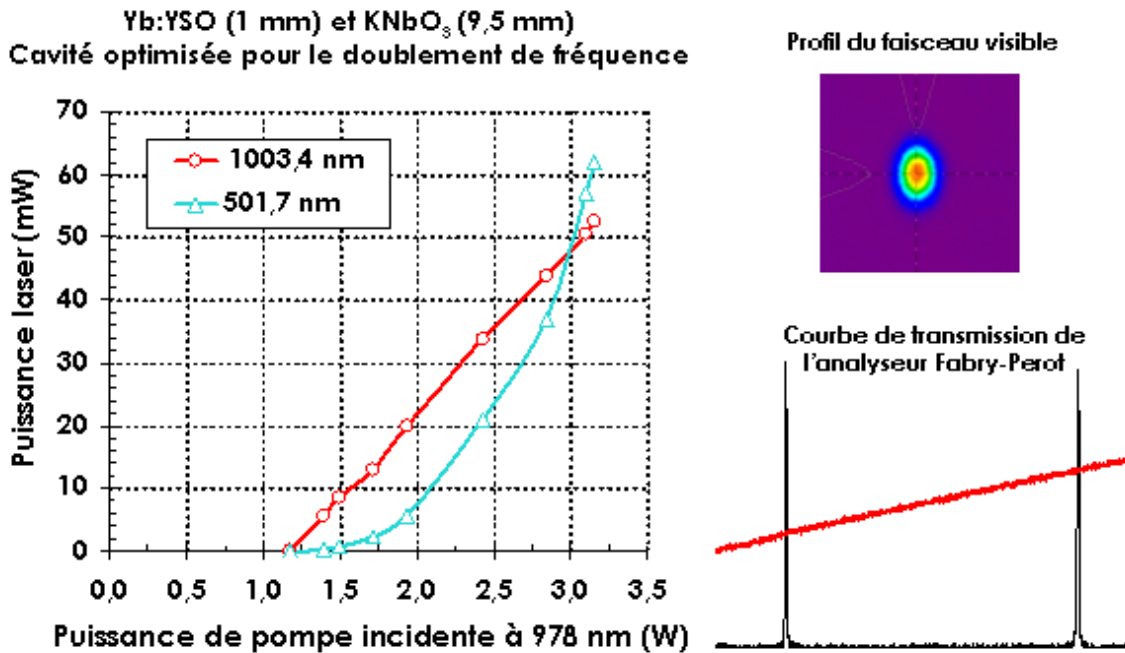


Figure B-26 : Meilleurs résultats obtenus dans le bleu-vert pour la cavité optimisée.

Ici encore, les résultats présentés correspondent à un régime d'émission monomode longitudinal comme le confirme le signal transmis par l'analyseur Fabry-Perot à balayage. Comme précédemment, ceci a été vérifié sur le rayonnement infrarouge, tout comme la longueur d'onde fixée à 1003,4 nm. Aucun asservissement ni principe de stabilisation n'était utilisé ici, si bien que le laser pouvait sauter de mode longitudinal en cours de fonctionnement. Cependant, il était stable pendant plusieurs minutes si les perturbations extérieures n'étaient pas trop importantes.

Un profil du faisceau laser visible mesuré à la caméra Spiricon est aussi représenté sur la figure B-26. Il est parfaitement gaussien mais légèrement elliptique. L'ellipticité est due à un mode de cavité n'ayant pas les mêmes dimensions dans les plans tangentiel et sagittal au niveau du second waist. Elle peut être rattrapée par les réglages de la cavité.

Ces résultats sont tout à fait satisfaisants puisque nous répondons ici pleinement au cahier des charges que nous nous étions fixé, à savoir produire typiquement une puissance de 50 mW de rayonnement monomode longitudinal à 501,7 nm. Cependant, les contraintes de sélectivité en longueur d'onde, et le caractère quasi-trois niveaux du schéma laser à 1003 nm, ne nous permettent pas encore de réaliser une cavité hautement réfléchissante à 1003 nm, dans laquelle la puissance fondamentale circulant serait bien plus élevée, ce qui permettrait d'augmenter encore la puissance laser dans le visible.

Bien sûr, si on ne cherche plus une longueur d'onde précise, il est facile de réaliser une telle cavité hautement réfléchissante dans l'infrarouge. Dans le cas de l'Yb:YSO, la longueur d'onde d'oscillation pour une telle cavité est de 1042 nm. Ceci nous entraînerait à utiliser le cristal non linéaire de KNbO₃ à une température d'environ 175°C, ce qui est une température un peu élevée pour ne pas risquer de l'endommager. De plus, les longueurs d'ondes autour de 520 nm n'ont que peu d'intérêt pour des applications de spectroscopie de l'iode ou de stabilisation en fréquence.

Intéressons-nous maintenant aux performances que nous avons obtenus avec un cristal de Yb:KYW (1mm-dopage 10%) pompé à 981 nm.

B-IV.5 Anneau monomode longitudinal à 1003/501 nm et 514 nm avec Yb:KYW :

L'idée première de l'utilisation des cristaux de Yb:KYW était de simplifier la source précédente en utilisant un cristal présentant du gain à 1003 nm tout en pouvant être pompé à plus basse longueur d'onde, autour de 930-940 nm. Dans ce cas, un pompage longitudinal classique au travers d'un miroir dichroïque en utilisant une diode fibrée deviendrait possible. Cependant, dans un premier temps, plusieurs limitations nous ont poussé à utiliser ce cristal en pompage à 980 nm.

Nous allons d'abord nous intéresser aux résultats obtenus à 1003,4 et 501,7 nm pour un pompage à 981 nm. Nous verrons notamment la différence de comportement par rapport au cristal de Yb:YSO. Nous présenterons ensuite des résultats de doublement de fréquence obtenus à 514 nm, autre longueur d'onde d'intérêt pour la spectroscopie de l'iode et la stabilisation de laser en fréquence pour la mise en pratique du mètre.

B-IV.5.a Cavité et résultats obtenus à 1003,4 nm et 501,7 nm :

Le cristal de Yb:KYW utilisé mesure 1 mm de long et est dopé à hauteur de 10% en ions ytterbium. Il est placé dans la même monture en cuivre que précédemment, régulée thermiquement par un élément Peltier. L'absorption non saturée à 981 nm pour une polarisation selon l'axe **a** est très grande et mesurée à 93%. En régime de saturation d'absorption, pour une puissance de pompe maximale de 3,3W incidents, l'absorption est de 75%.

Outre les valeurs des sections efficaces, la principale différence entre les cristaux de Yb:KYW et les cristaux de Yb:YSO est l'intensité des pics d'émission aux différentes longueurs d'ondes de leurs spectres. Nous rappelons sur la figure suivante les spectres d'absorption et d'émission des Yb:YSO et Yb:KYW selon les axes de polarisation ayant les sections efficaces d'émission les plus importantes autour de 1003 nm.

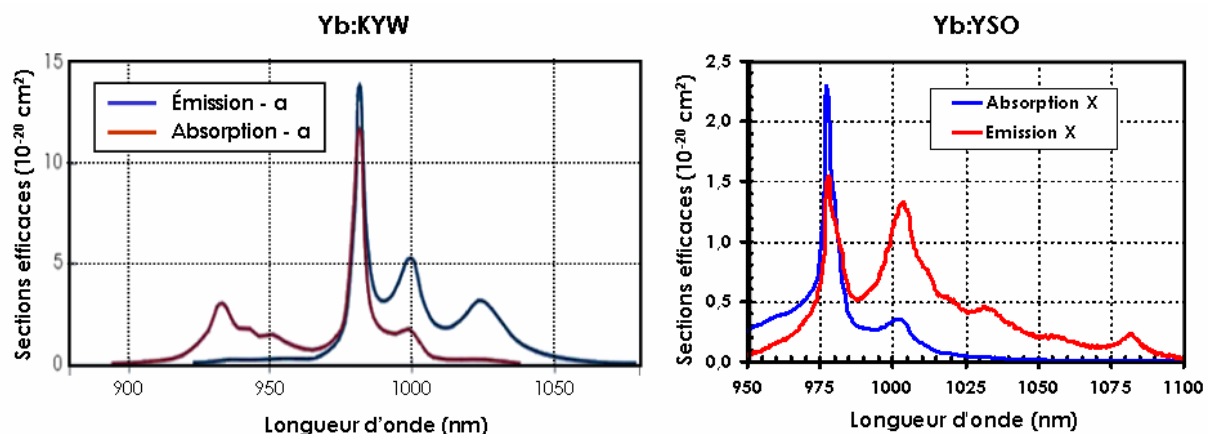


Figure B-27 : Spectres d'absorption et d'émission des cristaux de Yb:KYW (polarisation **a**) et de Yb:YSO (polarisation **X**).

Concernant le Yb:YSO, le pic d'émission le plus marqué sur cette polarisation, outre la "Zero-Line", se situe à 1003 nm. Les autres "pics" autour de 1030 et 1080 nm le sont beaucoup moins, si bien que le laser a toujours pu osciller aux basses longueurs d'ondes vers 1003-1006 nm, même lorsque le miroir (HR 985nm-HT 1040 nm) avait un angle faible (8°).

Comme l'atteste son spectre d'émission, la situation est différente pour le Yb:KYW. Mise à part le pic à 981 nm, le pic d'émission le plus intense se situe aussi autour de 1000 nm, mais un deuxième pic, à environ 1022 nm, est intense et présente une absorption bien moindre qu'à 1000 nm. Avec l'évolution du taux d'inversion β , le gain à 1022 nm va donc vite devenir important. Il sera alors nécessaire d'introduire, dès 1022 nm, des pertes importantes pour forcer l'oscillation autour de 1003 nm, et donc d'utiliser un miroir (HR 985nm-HT 1040 nm) avec un angle relativement grand.

Les considérations précédentes se sont révélées justes puisque, lorsque le miroir (HR 985nm-HT 1040 nm) est placé en M_6 , c'est-à-dire avec un angle faible, la longueur d'émission laser minimale est de 1014 nm. En jouant sur l'orientation de l'étalon solide Fabry-Perot et légèrement sur les miroirs de cavité, la puissance extraite est maximale à 1019 nm. Dans ce cas, on obtient alors une puissance de plus de 850 mW de rayonnement infrarouge monomode longitudinal à partir d'une puissance de pompe incidente de 3,3W, ce qui correspond à un rendement optique-optique de près de 26%.

Pour forcer l'oscillation laser à 1003,4 nm, il est nécessaire d'utiliser un miroir (HR 985nm-HT 1040 nm) plan placé en M_4 , position pour laquelle l'angle d'incidence est plus grand et les pertes insérées plus importantes, avec une transmission de 5% à 1003,4 nm. C'est donc dans cette configuration que nous avons travaillé à 1003,4 nm et à 501,7 nm. La figure ci-dessous montre un schéma de la cavité utilisée pour obtenir l'oscillation laser à 1003,4 nm et le doublement de fréquence à 501,7 nm.

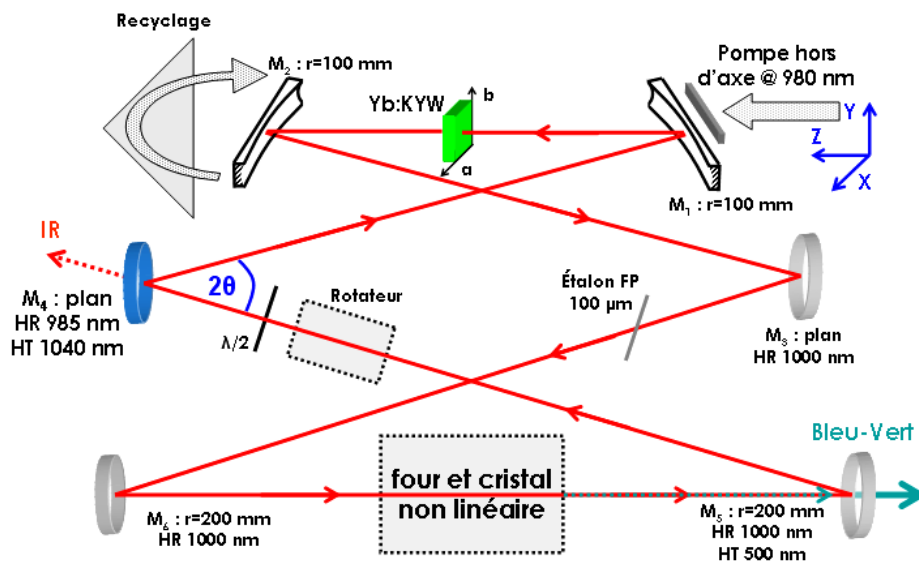


Figure B-28 : Schéma de la cavité utilisée pour l'oscillation laser à 1003,4 nm avec Yb:KYW.

Malgré une cavité avec des pertes élevées à 1003,4 nm, les performances laser dans l'infrarouge et le visible sont tout à fait satisfaisantes comme l'attestent les courbes d'efficacités reportées sur la figure B-29. Le miroir M_4 (HR 985nm-HT 1040 nm) plan permettant de forcer l'oscillation à 1003 nm joue le rôle de coupleur de sortie pour l'infrarouge, alors que le faisceau doublé est extrait à travers le miroir M_5 .

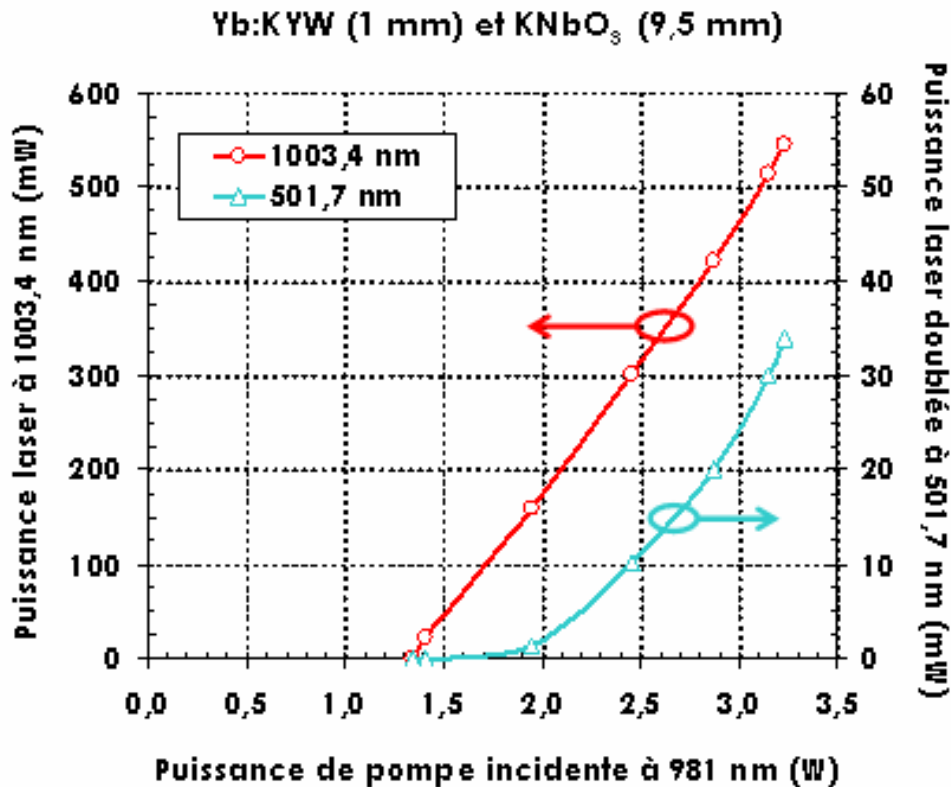


Figure B-29 : Courbes d'efficacités à 1003,4 nm et à 501,7 nm selon les deux voies de sortie de l'oscillateur.

Le seuil d'oscillation laser est mesuré pour une puissance de pompe incidente de 1,34W ($\approx 25 \text{ kW.cm}^{-2}$). Au maximum de la puissance de pompe, on obtient simultanément en régime monomode longitudinal des puissances de près de 550 mW dans l'infrarouge (11W intracavité) et de plus de 30 mW dans le bleu-vert. Le cristal de KNbO₃ est aussi ici porté à une température de 76,5°C, pour un accord de phase optimal. L'efficacité optique-optique de la pompe incidente vers l'infrarouge est de 16,5% et de 1% de la pompe incidente vers le visible.

Enfin, nous allons nous intéresser au cas de la cavité hautement réfléchissante dans l'infrarouge en utilisant un cristal de Yb:KYW.

B-IV.5.b Cavité et résultats obtenus à 514 nm :

Si on remplace le miroir (HR 985nm-HT 1040 nm) permettant de forcer l'oscillation à 1003,4 nm par un miroir hautement réfléchissant à 1 μm , le laser oscille librement à 1027 nm. Les pertes des miroirs étant très limitées ($T < 0,1\%$), la puissance intracavité est bien plus importante que dans les cas précédents. En doublant la fréquence de cette émission infrarouge, on peut atteindre des longueurs d'ondes autour de 514 nm, intéressantes pour la spectroscopie de l'iode mais surtout pour la stabilisation de laser en fréquence [Goncharov, 04].

A cette longueur d'onde la température d'accord de phase du KNbO₃ est expérimentalement déterminée à 123,7°C. Les résultats laser obtenus à 513,5 nm sont reportés sur la figure suivante.

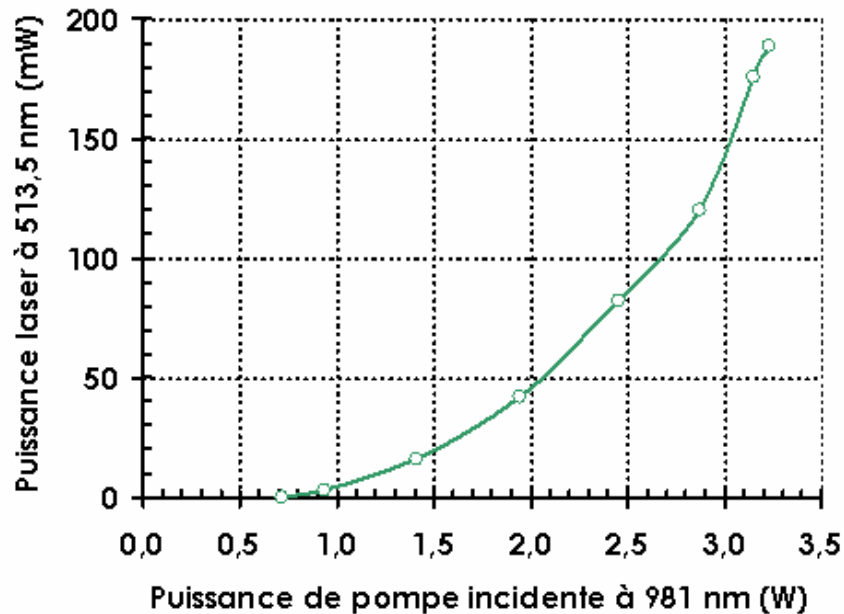


Figure B-30 : Puissances laser obtenus à 513,5 nm avec Yb:KYW et KNbO₃ dans une cavité hautement réfléchissante.

Dans cette configuration, on obtient une puissance maximale de vert de 190 mW autour de 514 nm. Le caractère monomode longitudinal n'a pas été vérifié sur l'analyseur Fabry-Perot à balayage, mais tout laisse à penser que l'émission était bien monofréquence. En effet, dans tous les cas où le fonctionnement était multimode longitudinal, la puissance doublée, à puissance de pompe constante, variait beaucoup et des changements de sens de propagation dans la cavité apparaissaient. Ici, à puissance de pompe fixe, la puissance émise dans le visible ne variait pas, ce qui laisse penser que l'émission obtenue était bien monomode longitudinale.

On obtient donc ici une émission monomode longitudinale avec une puissance de près de 200 mW à 513,5 nm, ce qui peut être très utile pour la stabilisation de lasers en fréquence sur des transitions de l'iode moléculaire [Goncharov, 04].

B-IV.6 Expériences préliminaires en pompage à 930 nm avec Yb:KYW :

Tous les résultats obtenus jusqu'à présent avec Yb:YSO puis avec Yb:KYW en pompage par une diode à monoémetteur à 980 nm sont satisfaisants et remplissent les objectifs que nous nous étions fixés en termes de puissances de sortie dans le bleu-vert et de longueurs d'ondes. Cependant, la remise en forme du faisceau de pompe, ainsi que le pompage hors d'axe, en font un système plutôt complexe comparé à un système de pompage longitudinal à partir d'une diode fibrée. En effet, un tel système n'est généralement composé que de deux optiques (doublets ou triplets), l'une pour la collimation et l'autre pour la focalisation du faisceau issu de la diode, ce qui simplifie le nombre de pièces et les réglages. Dans ce cas, le pompage est longitudinal à travers un miroir d'entrée dichroïque. Il faut pour cela que la différence entre longueur d'onde de pompe et longueur d'onde laser autour de 1 μm soit d'environ 40 à 50 nm. Pour une application à 1003 nm, le cristal de Yb:KYW a été identifié puisqu'il peut être pompé vers 930 nm.

Après avoir discuté de la source de pompe fibrée, nous présenterons les premiers résultats obtenus à 1003,4 nm en cavité linéaire, ainsi que ceux obtenus en anneau bidirectionnel à

différentes longueurs d'ondes supérieures à 1020 nm. Les expériences menées ici et les résultats obtenus ne sont que préliminaires.

B-IV.6.a La diode fibrée 5W-Ø 100 µm :

La source à 930 nm est une diode émettant une puissance de 5W et fibrée sur un diamètre de 105 µm d'ouverture numérique 0,2 (57 kW.cm⁻² pour une puissance de 5W sur un spot circulaire de 100 µm de diamètre et un profil d'intensité carré ("top hat")). Elle permet d'obtenir des densités de puissances, au point de focalisation dans le cristal, similaires au système de pompe précédent à 980 nm. Le paramètre M^2 calculé de cette diode fibrée est alors de 33. C'est une diode JDS Uniphase SDL 6390 dont la longueur d'onde d'émission peut varier de 931 nm pour une température de 15°C à 947 nm pour une température de 50°C. Elle sera utilisée autour de 15°C pour accorder son spectre à la bande d'absorption du Yb:KYW. En contrepartie, la puissance maximale émise n'est que de 4,6W.

Avec un tel faisceau, il ne nous a pas été possible de mettre en place un système de double-passage de la pompe efficace. Il y a deux raisons à cela. La première est qu'une partie du faisceau de pompe non absorbée serait renvoyée dans la diode, ce qui est très mauvais pour son bon fonctionnement. La deuxième raison est que la divergence du faisceau est telle que sa taille, quelques dizaines de mm après le point de focalisation et derrière un miroir plan-concave, est trop importante pour nos optiques.

Le faisceau émis par une diode fibrée (longueur 1 m) n'est plus polarisé linéairement suivant une direction fixe. A cause du couplage entre modes, le faisceau est dépolarisé. En utilisant un système dit "oreilles de Mickey", on arrive, en agissant sur la biréfringence de la fibre, à obtenir, au mieux, des proportions relatives de polarisations suivant deux axes orthogonaux de 75% et 25%. En utilisant 75% des 4,6W de puissance émis au total, on bénéficie alors de l'équivalent d'une source d'une puissance de 3,4W et polarisée linéairement.

On rappelle que l'intensité de pompe minimum à 930 nm pour atteindre la transparence à 1003 nm (I_{Pmin}) est ici 2,5 fois plus élevée que pour un pompage à 980 nm (voir la figure de mérite B-10). Les valeurs de I_{Pmin} estimées étaient supérieures à 40 kW.cm⁻², correspondant environ à une puissance de 3,5W focalisés sur un rayon de 50 µm pour un profil d'intensité carré.

Il est donc nécessaire ici de chercher à augmenter au maximum la densité de puissance de la pompe au niveau du cristal. On combine un doublet de collimation (L_1) de 80 mm de focale avec un doublet de focalisation (L_2) de 60 mm de focale (figure B-31). Dans cette configuration, on mesure un rayon au waist (à $1/e^2$ de l'intensité) de 52 ± 5 µm avec un profil intermédiaire entre un profil gaussien et un profil d'intensité carré ("top hat"). La différence de taille, par rapport à la valeur théorique attendue (≈ 40 µm), provient des aberrations sphériques introduites par les doublets utilisés à pleine ouverture.

Nous utilisons ensuite le fait que l'on puisse obtenir des proportions de polarisation d'environ 75/25. On règle les "oreilles de Mickey" pour que ce soit l'état de polarisation horizontal (l'axe X de la partie précédente correspondant au plan du marbre) qui supporte le maximum de puissance ($\approx 3,4$ W). On insère, dans la partie collimatée du faisceau, un cube séparateur de polarisation (C. S. P.) large bande (900-1400 nm) de grandes dimensions (38 mm) et traité antireflet pour ne sélectionner que la polarisation TM (horizontale, axe X). Une

lame demi-onde ($\lambda/2$) de grand diamètre ($\varnothing$ 40 mm) couplée à un second cube séparateur de polarisation permet alors de faire varier la puissance de l'onde transmise polarisée horizontalement. C'est un système analogue au banc de pompe hors d'axe à 980 nm. Bien que la perte de puissance soit relativement importante par rapport à la puissance nominale de la diode, ce montage permet de maintenir un état de polarisation bien connu et une longueur d'onde d'émission de la diode fixe (puisque l'on travaille alors à courant maximum). La figure B-31 ci-dessous décrit le banc de pompe complet.

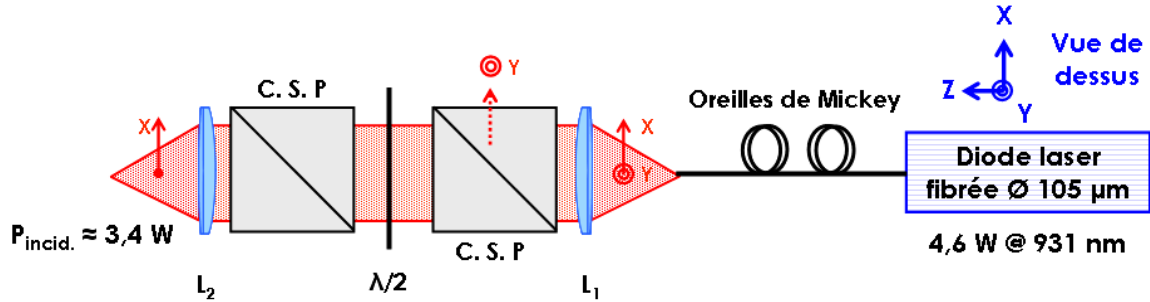


Figure B-31 : Banc de pompe fibré polarisé avec variateur de puissance. C.S.P. sont des cubes séparateurs de polarisation, L_1 et L_2 sont deux doublets de longueurs focales respectives 80 et 60 mm.

B-IV.6.b Résultats en cavité linéaire à 1003,4 nm :

Pour ces expériences préliminaires (analogues à celles effectuées sur le Yb:YSO en pompage à 980 nm - figure B-21), nous utilisons une cavité linéaire à 4 miroirs en Z permettant d'utiliser un miroir plan (HR 985 nm-HT 1040 nm) en repli, forçant l'émission laser à 1003 nm.

En régime d'absorption non saturée, le cristal absorbe 85% de la puissance incidente à 931 nm. En régime saturé ($P_p=3,3W$), le cristal absorbe encore 62% de la puissance de pompe. Contrairement au pompage à 980 nm, on se trouve ici dans une situation pour laquelle les puissances de pompe disponibles ne sont pas beaucoup plus élevées que la puissance de saturation. On reprend ici les valeurs calculées dans le tableau B-1, correspondant à un faisceau de pompe de rayon 50 μm au waist. La puissance de saturation à 981 nm calculée était de 0,27W, alors qu'à 931 nm, elle s'élevait à 2,2W. L'absorption est donc peu saturée à 931 nm par rapport au pompage à 980 nm.

Le schéma de la cavité ainsi que les résultats obtenus sont reportés sur la figure suivante (figure B-32). Pour une longueur totale de bras collimaté (entre M_2 et le miroir plan HR 1000 nm) de 450 mm, le rayon au waist du mode gaussien fondamental de la cavité W_c est de 45 μm . La distance entre le miroir plan d'entrée et le miroir de repli concave est d'environ 80 mm. Contrairement aux expériences analogues avec Yb:YSO pompé à 980 nm hors d'axe, on utilise ici comme miroir de fond de cavité (habituellement le coupleur de sortie) un miroir hautement réfléchissant à 1000 nm. L'extraction de la puissance se fait à travers le miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) introduisant les pertes et forçant l'oscillation laser à 1003 nm. L'angle θ nécessaire pour l'effet laser à 1003 nm a une valeur de 20° environ, correspondant à une transmission mesurée de $8,0 \pm 0,5$ %. Enfin, les puissances reportées ici correspondent à la somme des puissances mesurées sur chaque voie de sortie.

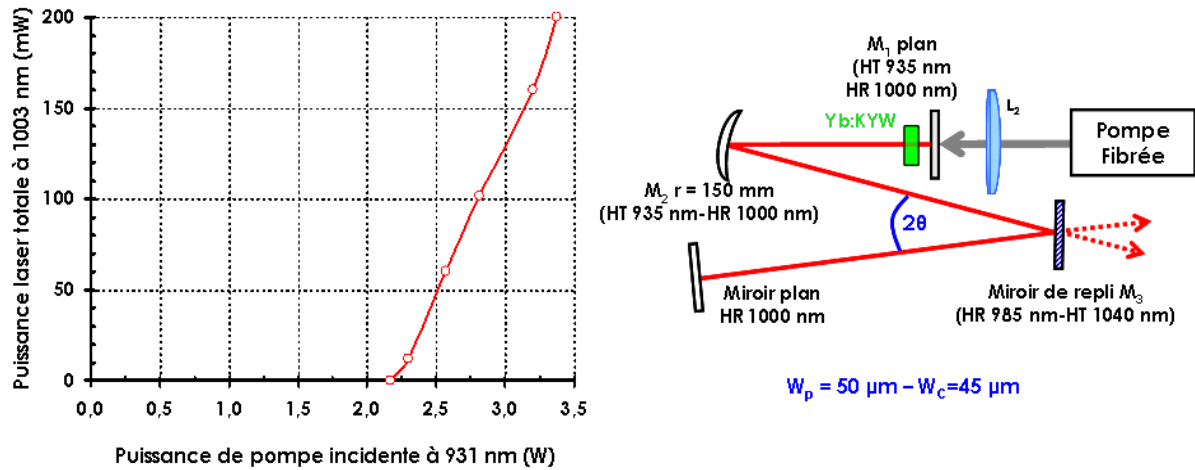


Figure B-32 : A gauche : Schéma de la cavité utilisée. A droite : Puissance laser totale à 1003 nm en fonction de la puissance de pompe incidente polarisée suivant l'axe a du Yb:KYW. La longueur d'onde de pompe est fixe à 931 nm.

On obtient au total une puissance maximale de 200 mW à 1003 nm pour une puissance de pompe incidente de 3,3W à 931 nm. C'est moins que ce qui a été obtenu pour le Yb:YSO de 1 mm, pour un pompage à 978 nm, dans des conditions analogues et dans une configuration non optimisée (300 mW). Une différence importante, outre la source de pompe et la longueur d'onde, est qu'il n'y a pas ici de recyclage qui permettrait d'homogénéiser et d'augmenter le gain. De plus, les aberrations dont est entaché le faisceau de pompe à 931 nm induisent un pompage peu homogène, ce qui limite encore les performances.

Le seuil d'oscillation laser est relativement élevé. il a été mesuré à une puissance de pompe d'environ 2,1W correspondant à 40 kW.cm⁻², ce qui est bien plus grand que pour toutes les configurations et résultats obtenus en pompage sur la Zero-Line. Si on compare aux résultats obtenus avec Yb:KYW pompé à 980 nm, les puissances de pompe au seuil étaient toujours inférieures à 1,5W. Cette différence s'explique bien sûr par une intensité minimum de pompe pour atteindre la transparence I_{pmin} bien plus élevée en pompant à 931 nm qu'en pompant sur la "Zero-line". La pente d'efficacité est ici de 17%.

Remarques :

1)- Si on utilise le banc de pompe sans les cubes séparateurs de polarisation ni la lame demi-onde, on augmente alors la puissance de pompe maximale à 4,6W et la puissance de sortie maximale totale sur les deux voies est de 330 mW. Le seuil d'oscillation laser est plus élevé (2,9W) à cause du décalage en longueur d'onde de la diode de pompe avec le courant d'injection.

2)- Le filtre de Lyot disponible a été testé dans cette cavité linéaire. Le miroir de repli plan M_3 (HR 985 nm-HT 1040 nm) est alors remplacé par un miroir hautement réfléchissant à 1000 nm. L'oscillation laser a pu être obtenue à 1003 nm avec une puissance maximale totale d'une quinzaine de mW pour une puissance de pompe incidente de 3,3W.

Même si l'oscillation laser à 1003 nm a pu être obtenue en cavité linéaire, les résultats sont moins bons que pour un pompage à 980 nm. Le seuil d'oscillation est notamment bien plus élevé et la puissance de sortie modeste limitée par la puissance de pompe disponible. On peut en outre noter que les seuils obtenus expérimentalement à 980 nm (≈ 25 kW.cm⁻²) et à 930 nm (≈ 40 kW.cm⁻²) sont en accord avec les calculs et remarques exposés pour la figure de mérite (figure B-10).

Intéressons-nous maintenant à l'oscillation laser dans une cavité en anneau très similaire à celle utilisée précédemment pour le pompage à 980 nm.

B-IV.6.c Cavité en anneau bidirectionnelle à 1020 nm :

Dans cette partie, nous présentons les premiers résultats obtenus en cavité en anneau avec le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm. Pour des raisons de simplicité de réglages et de souplesse de changement des miroirs, le rotateur de Faraday et la lame demi-onde   1005 nm (formant la diode optique) n'ont pas été insérés dans cette cavité en anneau. Son fonctionnement est donc bidirectionnel pour les résultats présentés ici. Comme nous allons le voir, l'oscillation laser n'a pas pu être obtenue à 1003 nm. La longueur d'onde minimale obtenue est de 1020 nm. Le schéma du résonateur en anneau utilisé est représenté sur la figure B-33 ci-dessous.

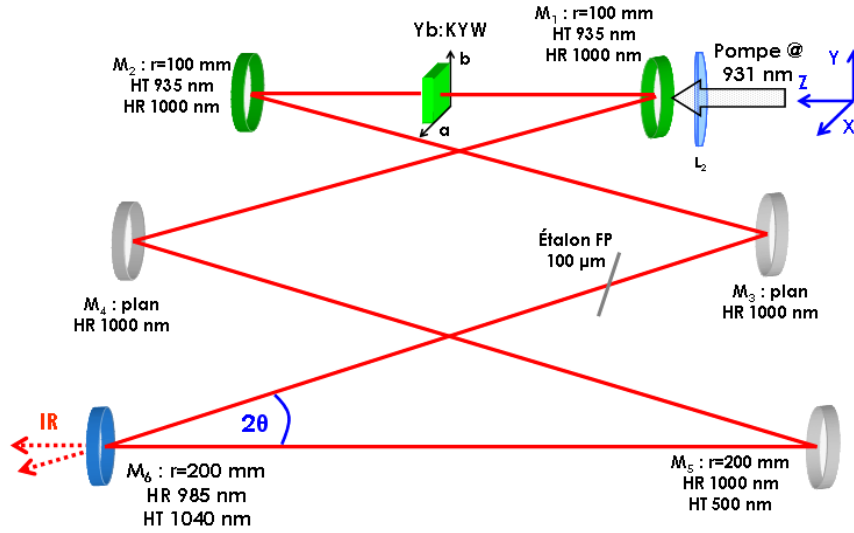


Figure B-33 : Cavité en anneau utilisée avec le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm pour l'oscillation laser à 1020 nm.

Contrairement à la cavité en anneau utilisée en pompage hors d'axe à 980 nm, pour laquelle le doublet de focalisation avait une focale de 80 mm, l'optique de focalisation du faisceau de pompe à 930 nm a ici une focale de 60 mm. Le miroir d'entrée n'est plus un miroir coupé, mais un miroir dichro ique concave-concave (ménisque) de rayon de courbure 100 mm (HT 935 nm-HR 1000 nm). La frontale plus courte du doublet de focalisation, ainsi que l'encombrement plus important du miroir d'entrée nous ont obligés à diminuer au maximum l'espacement entre les deux miroirs ($r=100$ mm) formant la sous-cavité autour du cristal laser. On travaille alors en bord de zone de stabilité de la cavité, le waist du mode de cavité au niveau du cristal laser, donné par Paraxia ABCD, est de $52 \times 58 \mu\text{m}$ et les réglages sont bien plus délicats qu'ils ne l'étaient déjà auparavant.

On doit alors augmenter légèrement la taille de la zone pompée pour bénéficier d'un bon recouvrement spatial des faisceaux. On utilise alors deux doublets de 60 mm de focale pour obtenir un waist de pompe d'environ $65 \mu\text{m}$ de rayon.

Si on place un miroir plan supportant le traitement (HR 985 nm-HT 1040 nm) en M_4 , comme c'était le cas pour forcer l'oscillation laser à 1003 nm avec ce cristal pompé à 980 nm, aucun effet laser n'est pas obtenu, que ce soit à 1003 nm ou à une autre longueur d'onde.

Pour bénéficier de toute la puissance de pompe disponible, on enlève les cubes séparateurs de polarisation et lame demi-onde, nous permettant d'obtenir une puissance d'environ 5W de pompe (seulement 75% sont polarisés suivant l'axe du cristal de plus forte

absorption). Même dans cette configuration l'effet laser à 1003 nm n'est pas obtenu. Le gain créé à 1003 nm n'est pas suffisant pour contrebalancer les pertes de la cavité.

Cependant, l'effet laser peut être obtenu à 1020 nm si un miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) est placé en M_6 comme sur la figure B-33. Dans ce cas, la transmission à 1020 nm pour l'angle θ d'incidence de 10° environ est de l'ordre de $20 \pm 4\%$. Cette valeur, tirée de mesures effectuées au laboratoire sur un spectromètre à transmission Cary 500, est difficile à évaluer précisément puisque l'on se trouve alors sur le flanc de la courbe de transmission qui est très abrupte (voir la figure B-20 partie de droite).

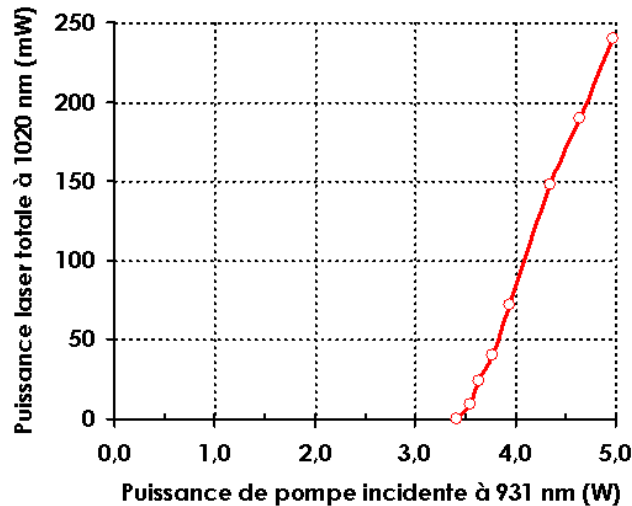


Figure B-34 : Efficacité laser à 1020 nm pour le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm par diode fibrée dans une cavité en anneau bidirectionnelle.

Les performances laser obtenues sont représentées sur la figure B-34. Les puissances laser reportées sont la somme des puissances extraites sur chaque voie de sortie de l'oscillateur. L'émission est polarisée linéairement suivant l'axe **a** du cristal.

Le seuil de l'oscillation laser est élevé, pour une puissance de pompe incidente un peu inférieure à 3,5W. Pour le maximum de puissance de pompe disponible de 5W, la puissance totale extraite à 1020 nm sur les deux voies est de 240 mW. Si nous avons laissé les cubes séparateurs de polarisation et la lame demi-onde, la puissance de pompe maximale d'environ 3,5W nous aurait à peine permis d'atteindre le seuil d'oscillation.

A titre de comparaison, selon le schéma de pompage à 980 nm, en utilisant le miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) en M_6 , l'oscillation laser avait lieu à une longueur d'onde de 1014 nm pour une puissance de pompe maximale de 3,3W. Or, l'oscillation laser à basse longueur d'onde est caractéristique d'une importante saturation de l'absorption. Cette saturation de l'absorption est bien plus aisée à réaliser en pompant le cristal sur sa "Zero-Line" que vers 930 nm. Ceci montre bien que, aux densités de puissances de pompe auxquelles nous travaillons, il est plus difficile d'obtenir un gain positif pour de faibles longueurs d'ondes laser en pompant à 930 nm, que pour un pompage à 980 nm.

Notre cristal de longueur 1 mm et de dopage 10% en ions ytterbium semble donc trop dopé (ou trop long) pour les tailles de faisceau de pompe obtenues ici. La saturation de l'absorption est difficile à obtenir ce qui limite le gain à 1003 nm par une réabsorption trop importante.

Enfin, nous travaillions ici en bord de zone de stabilité de la cavité avec un mauvais recouvrement des faisceaux principalement dû à un faisceau de pompe de taille trop importante et présentant des aberrations. Nous nous sommes notamment aperçus que hors du point de focalisation, le profil du faisceau se déforme, un trou se creuse en son centre, caractérisant de fortes aberrations sphériques. Le temps manquant, une étude expérimentale plus poussée de cette configuration de pompage longitudinal à 930 nm par une diode fibrée n'a pas pu être menée. Une partie suivante de simulations numériques nous permettra d'apporter quelques pistes pour améliorer cette solution.

B-IV.7 Conclusion et discussion :

Les résultats obtenus avec un pompage à 980 nm sont très encourageants pour la suite, puisque les principaux objectifs que nous nous étions fixés ont été atteints. Nous avons mis en place un système de pompage hors d'axe original à 980 nm, utilisant une diode d'une puissance de 4W à monoémetteur. Ce schéma permet de pomper un cristal dopé ytterbium à 980 nm sur sa "Zero-Line" tout en obtenant l'oscillation laser à des longueurs d'ondes aussi basses que 998,5 nm. Associée à un système de double passage du faisceau de pompe dans le cristal laser et à un miroir insérant des pertes importantes pour les hautes longueurs d'ondes des spectres d'émission (≈ 1040 nm), cette architecture a permis d'obtenir l'effet laser recherché à 1003,4 nm pour des cristaux de Yb:YSO (1mm-5% en ions) et de Yb:KYW (1mm-10% en ions). L'émission laser monomode longitudinale est obtenue grâce à un résonateur en anneau. Le doublement de fréquence intracavité avec un cristal non linéaire de KNbO_3 a été mis en place pour obtenir l'émission laser monofréquence dans le bleu-vert à 501,7 nm.

Suivant la configuration utilisée, le cristal de Yb:YSO produit simultanément des puissances de 320 mW dans l'infrarouge et de 20 mW à 501,7 nm, ou de 60 mW dans le bleu-vert et d'une cinquantaine de mW infrarouges. Le cristal de Yb:KYW est beaucoup plus efficace dans l'infrarouge puisqu'on obtient simultanément des puissances de 550 mW à 1003 nm et de 35 mW de bleu-vert, malgré des pertes supérieures à 5% à 1003 nm.

Les puissances converties dans le bleu-vert restent ici modestes principalement à cause de puissances intracavité limitées par les pertes à 1003 nm. De plus, le cristal de KNbO_3 , utilisé en accord de phase non critique par la température, induit des pertes d'insertion d'environ 0,5% et sa longueur n'est pas optimale. En effet, pour un rayon au waist de 90 μm , le paramètre confocal $2.Z_R$ vaut plus de 110 mm. Nous pourrions donc sans problèmes utiliser un cristal non linéaire deux fois plus long.

Le banc de pompe hors d'axe un peu complexe pourrait être simplifié par l'utilisation d'une source de pompe (quasiment)-limitée par la diffraction, telle que les diodes évasées ("tapered laser diode") produisant plusieurs Watts avec un paramètre M^2 de l'ordre de 2 et permettant un meilleur recouvrement spatial [Paschke, 04], [Klopp, 02].

Une solution alternative, vers laquelle nous nous sommes tournés dans un premier temps, est un pompage à une longueur d'onde plus basse permettant un pompage longitudinal classique à travers un miroir dichroïque. Il est alors nécessaire d'identifier le ou les cristaux présentant une absorption relativement élevée à des longueurs d'ondes autour de 910-950 nm, ainsi qu'un gain important autour de 1003 nm. Le tungstate Yb:KYW fait partie de ceux-ci.

Cependant, les premiers résultats obtenus en pompage à 930 nm sont peu concluants puisque l'émission laser à 1003 nm n'a pas été obtenue dans un résonateur en anneau. La principale raison est que l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence

(I_{Pmin}) est 2 à 3 fois plus élevée que pour un pompage à 980 nm sur la "Zero-Line". D'autre part, l'ensemble diode de pompe-résonateur n'est pas optimisé et un double passage du faisceau de pompe n'est notamment pas possible. Une architecture de type disque mince serait peut-être une solution plus adaptée. Elle permettrait de fortement saturer l'absorption par des multiples passages du faisceau de pompe, et d'ainsi obtenir une forte inversion de population.

Les simulations numériques qui suivent vont nous permettre de proposer des voies d'améliorations au système actuel utilisant un pompage longitudinal à 930 nm.

B-V Simulations numériques :

De nombreux modèles de simulations numériques concernant le fonctionnement de lasers à quasi-trois niveaux dans des cristaux massifs ont été décrits dans la littérature. On peut par exemple citer les modèles développés par T. Y. Fan [Fan, 87], W. P. Risk [Risk, 88], T. Taira [Taira, 97] ou G. Bourdet [Bourdet, 00]. Cependant, ces modèles présentent plusieurs inconvénients si on souhaite les appliquer à notre système laser, que nous pourrions qualifier de quasi-deux niveaux vu la proximité des niveaux fondamental et terminal de la transition laser (un seul niveau excité est utilisé, le niveau bas du multiplet excité, et les niveaux fondamental pour la pompe et terminal de la transition laser ne sont séparées que de 200 à 300 cm^{-1}). Tout d'abord, ils ne prennent pas en compte la diffraction des faisceaux (et notamment du faisceau de pompe) lors de leur propagation dans le cristal laser, ce qui n'est pas réaliste dans le cas d'un pompage par diode laser présentant une divergence importante. De plus, ces modèles ne considèrent pas de déplétion de la population du multiplet fondamentale, ce qui est en contradiction avec une forte saturation de l'absorption que nous cherchons à obtenir. En outre, l'absorption du faisceau de pompe, lors de sa propagation dans le cristal, est toujours considérée comme ayant la forme d'une décroissance exponentielle. Ceci est vrai lorsque l'on est en situation d'absorption non saturée, mais la situation est ici différente. Enfin, tous ces modèles ne prennent pas en compte l'élévation de température due à l'absorption de la pompe et influant le peuplement thermique de chaque niveau.

Par la suite F. Augé et al. [Augé, 00] ont développé un modèle numérique s'appliquant aux transitions à quasi-trois niveaux. Ce modèle prend notamment en compte la diffraction des faisceaux, le phénomène de saturation de l'absorption et l'influence de la température. Cependant, dans ce cas, la saturation de l'absorption est introduite dans les simulations à travers des mesures expérimentales d'absorptions. Ceci nécessite donc de pouvoir effectuer ces mesures préalablement et de disposer des cristaux et sources de pompe adéquates. De plus, cette méthode ne donne qu'une mesure globale de l'absorption sur toute la longueur du cristal. Elle ne prend pas en compte les variations spatiales de l'absorption, notamment due aux variations de l'intensité de pompe à travers sa divergence.

Lors de sa thèse, Sylvie Yiou a amélioré ce modèle pour prendre en compte l'évolution spatiale de l'absorption pendant la propagation du faisceau de pompe dans le cristal [Yiou, 05]. Ces simulations étaient appliquées au cas d'un cristal de Yb:S-FAP, pompé à 900 nm par un laser Ti:Sa délivrant un faisceau "limité par la diffraction", pour émettre à 980 nm. Dans ce cas, on est en présence d'un schéma d'énergie à trois niveaux pour lequel le niveau terminal de la transition laser correspond au niveau énergétique fondamental. Les problèmes thermiques n'étaient alors pas pris en compte.

Dans cette partie, nous nous proposons de présenter un modèle numérique plus complet et adapté à notre problématique. Il prend en compte la divergence du faisceau de pompe, l'évolution spatiale de l'absorption pendant sa propagation, rendant compte de la saturation de l'absorption, et l'élévation de température, liée à la charge thermique déposée dans le cristal, influant sur les sections efficaces effectives. Notre modèle se rapproche de celui développé par A. Brenier et G. Boulon, qui leur a permis de calculer une figure de mérite des cristaux dopés ytterbium en terme d'extraction de puissance aux longueurs d'ondes de maximum de gain [Brenier, 01]. Cependant, nous ajoutons ici les effets thermiques sur les sections efficaces.

Après avoir présenté le modèle utilisé, nous le validerons en comparant ses résultats avec les résultats expérimentaux obtenus précédemment pour les cristaux de Yb:YSO et de Yb:KYW pompés à 980 nm et à 930 nm. Nous utiliserons enfin ces simulations numériques pour proposer des améliorations sur les paramètres du cristal de Yb:KYW et de la source de pompe à 930 nm afin d'obtenir une émission laser efficace à 1003 nm.

B-V.1 Présentation du programme de simulations :

Ces simulations numériques sont inspirées des méthodes introduites par F. Augé [Augé, 00] et S. Yiou [Yiou, 05]. Les équations utilisées pour l'évolution de l'intensité de pompe, de l'intensité laser et le calcul du gain laser sont les équations présentées dans la partie théorique B-II. Nous les rappellerons au fur et à mesure lorsque cela s'avèrera utile. Ce modèle numérique a été programmé avec le logiciel Mathematica (version 4.2). Il peut être appliqué à la plupart des cristaux dopés ytterbium, moyennant la connaissance de leurs propriétés spectroscopiques (niveaux d'énergie, sections efficaces effectives, temps de vie, dopage, ...). Nous présentons ici le fonctionnement du modèle et les équations utilisées dans le cas d'un résonateur en anneau.

Le but de ce programme est de calculer la puissance laser de sortie à une longueur d'onde fixe pour une puissance de pompe et des pertes de cavité données. Les calculs ne se font donc pas pour tout le spectre d'émission du cristal considéré, mais seulement à une longueur d'onde choisie. C'est une étude discrète qui ne permet pas de prédire, pour une situation de pertes spectrales données de la cavité, quelle longueur d'onde sera susceptible d'osciller. L'ajout de l'aspect spectral serait ici trop lourd en temps de calculs.

Le principe général consiste à calculer le gain laser net⁴⁷ pour une puissance de pompe P_p et une puissance laser P_L données (connaissant la transmission T du coupleur de sortie). Le

gain net que nous considérons ici est donné par : $G = \frac{P_L^{Intra}(\ell_c)}{P_L^{Intra}(0)}$ où $P_L^{Intra}(0)$ est la puissance

laser intracavité en entrée du cristal et $P_L^{Intra}(\ell_c)$ la puissance laser intracavité en sortie du cristal de longueur ℓ_c .

En faisant varier, soit la puissance de pompe, soit la puissance laser, on compare le gain laser net simulé G avec le gain existant lors de l'oscillation laser. À l'oscillation,

⁴⁷ Correspondant au gain linéique intégré sur la longueur du cristal.

$$G_{\text{Osc.}} = \frac{1}{(1-T)(1-L)}, \text{ où } T \text{ est la transmission du miroir de sortie et } L \text{ la valeur des pertes passives}$$

(comprenant les pertes par diffraction, diffusion et les pertes des miroirs autres que celles du coupleur de sortie). Une solution physique, valable pour la cavité et le cristal considérés, est obtenue pour le couple (P_p, P_L) vérifiant $G=G_{\text{Osc.}}$.

Le corps du modèle repose sur un module calculant le gain net G en fonction des deux paramètres, puissance de pompe incidente P_p et puissance laser de sortie P_L .

Bien sûr, si on souhaite travailler sans effet laser, il suffit de fixer P_L à zéro.

La première étape du module de calcul consiste, pour P_p et P_L données, à déterminer l'évolution de l'intensité de pompe dans le cristal et l'élévation de température associée pendant la propagation du faisceau de pompe. Pour cela, le cristal est découpé en tranches suffisamment fines, d'épaisseur dz , pour pouvoir considérer l'intensité de pompe comme constante dans une tranche. Pour les cristaux utilisés lors des expériences de longueurs $\ell_c = 1 \text{ mm}$, le cristal sera par exemple découpé en 128 tranches.

La figure suivante montre un schéma de principe de la cavité en anneau et rappelle les notations utilisées. L'origine de l'axe de propagation z est pris à l'entrée du cristal, la sortie du cristal correspond alors à $z = \ell_c$.

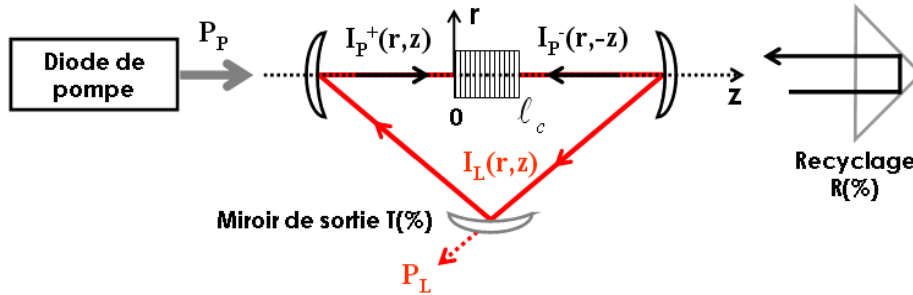


Figure B-35 : Cavité et notations utilisées pour les simulations.

B-V.1.a Hypothèses de calculs utilisées :

Comme pour tout modèle, il est nécessaire d'introduire quelques hypothèses simplificatrices, validées expérimentalement la plupart du temps, et permettant de mener à bien nos calculs.

La première hypothèse consiste à considérer les profils des faisceaux pompe et laser comme gaussiens dans le cristal. Ceci est bien sûr vrai pour le faisceau laser dont le paramètre M^2 sera pris égal à l'unité⁴⁸. Pour le faisceau de pompe, cette hypothèse a été validée expérimentalement (sur la diode monoruban $1 \times 100 \mu\text{m}$ à 980 nm et remise en forme). Une conséquence implicite de cette hypothèse est que l'on suppose que le profil transverse gaussien du faisceau de pompe n'est pas déformé lors de sa propagation et de son

⁴⁸ Hypothèse réaliste si la cavité est stable pour le mode TEM_{00} et si les modes d'ordres supérieurs ne sont pas excités par une taille de pompe bien supérieure à la taille du mode laser fondamental.

absorption dans le cristal⁴⁹. Ceci a été vérifié par les simulations sur un faisceau limité par la diffraction ($M^2=1$) dans [Yiou, 05]. En outre, la prise en compte de ce phénomène rendrait les calculs extrêmement longs.

Cette hypothèse va nous permettre de calculer l'évolution de l'intensité de pompe au centre de l'axe de propagation ($r=0$), puis de lui appliquer, à chaque tranche dz du cristal, le profil transverse gaussien correspondant, en tenant compte de la diffraction du faisceau.

L'intensité du faisceau de pompe s'écrit, en coordonnées cartésiennes, pour la diode à 980 nm monoruban remise en forme :

$$I_p^+(x, y, z) = I_p^+(0, 0, z) \cdot e^{-\left[\frac{2x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{2y^2}{w_{Py}^2(z)} \right]} \quad (\text{Équation B-37})$$

$$\text{avec : } w_{Px}(z) = w_{Px0} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{P0}) \cdot M_x^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Px0}^2} \right]^2} \text{ et } w_{Py}(z) = w_{Py0} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{P0}) \cdot M_y^2 \cdot \lambda_P}{\pi \cdot n \cdot w_{Py0}^2} \right]^2}.$$

On suppose ici que les positions longitudinales des "waists" du faisceau de pompe selon les directions x et y sont confondus en $z_{P0} = \ell_c / 2$. A l'entrée du cristal et en $r=0$ ($x=y=0$), l'intensité de pompe s'écrit, en fonction de la puissance de pompe incidente :

$$I_p^+(0, 0, 0) = \frac{2 \cdot P_p}{\pi \cdot w_{Px0} \cdot w_{Py0}}. \text{ Dans le cas d'une diode fibrée délivrant un faisceau à symétrie de}$$

révolution, on utilisera des formules analogues en coordonnées cylindriques.

La deuxième hypothèse utilisée suppose que, pour une puissance de pompe donnée, la puissance laser intracavité reste constante selon l'axe z de propagation. Ceci est valable car les pertes de la cavité sont relativement faibles. Le gain à l'oscillation est donc petit, entraînant une faible variation de l'intensité laser I_L dans le milieu à gain.

L'intensité intracavité du faisceau laser I_L s'écrit, en fonction de la transmission T du miroir de sortie et de la puissance laser de sortie P_L :

$$I_L(x, y, z) = \frac{2 \cdot P_L}{\pi \cdot T \cdot w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_L^2(z)}} \quad (\text{Équation B-38})$$

$$\text{avec } w_L(z) = w_{L0} \cdot \sqrt{1 + \left[\frac{(z - z_{L0}) \cdot \lambda_L}{\pi \cdot n \cdot w_{L0}^2} \right]^2}.$$

La dernière hypothèse porte sur le calcul et la prise en compte de l'élévation de température dans le cristal. Pour ce phénomène, on se base sur les travaux de thèse de Sébastien Chénais portant sur les effets thermiques dans les lasers dopés ytterbium et relatés dans [Chénais, 04a] et [Chénais, 04b]. La source thermique est le faisceau de pompe, qui est, pour ces calculs d'élévation de température, considéré comme ayant un profil transverse carré ("Top-Hat") de rayon $W_P(z)$. L'évacuation thermique par les faces du cristal (par radiation et convection) est négligeable devant l'évacuation radiale par contact avec la

⁴⁹ Cette déformation pourrait avoir lieu sur les "ailes" de la distribution gaussienne où l'intensité est plus faible et le régime d'absorption différent.

monture en cuivre entourant le cristal. La distribution de température est alors calculée indépendamment dans chaque tranche dz par résolution de l'équation de la chaleur à l'état stationnaire et pour une conductivité thermique du cristal K_C homogène. La charge thermique déposée dans chaque tranche de cristal dépend de la puissance de pompe absorbée par cette tranche et de la tendance du cristal à transformer les photons absorbés en chaleur par l'intermédiaire de la fraction thermique η_h (rapport entre la puissance thermique dissipée dans le cristal et la puissance absorbée). L'expression de la fraction thermique η_h dépend du régime d'absorption, avec ou sans effet laser, et s'exprime de

$$\text{manière générale par : } \eta_h = 1 - \eta_p \cdot \left[(1 - \eta_L) \cdot \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\bar{\lambda}_f} + \eta_L \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right] \quad (\text{Équation B-39}).$$

Dans cette expression, λ_p est la longueur d'onde de pompe, λ_L la longueur d'onde d'émission laser, $\bar{\lambda}_f$ la longueur d'onde de fluorescence moyenne intégrée sur le spectre d'émission du cristal considéré, η_p est le rendement quantique d'absorption que nous prendrons égal à l'unité, η_L est le rendement d'extraction laser (fraction d'ions se désexcitant sous forme de photons laser) et η_r est le rendement quantique de fluorescence (rendant compte de la fraction d'ions se désexcitant de manière radiative sous la forme de photons de fluorescence à $\bar{\lambda}_f$). L'expression locale complète du rendement d'extraction laser η_L ⁵⁰, sans négliger la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser, s'écrit [Chénais, 04a] :

$$\eta_L = \frac{(\sigma_{eL} N_2 - \sigma_{aL} N_1) I_L}{(\sigma_{eL} N_2 - \sigma_{aL} N_1) I_L + \frac{N_2}{\tau}} \quad (\text{Équation B-40}).$$

Le rendement d'extraction laser, ainsi que la fraction thermique, peuvent être calculés pour chaque tranche dz , que l'on soit en régime d'absorption sans effet laser ou avec effet.

Par résolution de l'équation de la chaleur en négligeant l'évacuation axiale, la distribution de température dans le cristal (qui est supposée de symétrie cylindrique pour la simplicité des calculs mais n'influant pas sur les résultats puisque son rayon r_0 est bien supérieur à la zone pompée dans laquelle est déposée la charge thermique) s'écrit :

$$T(r, z) = T(r_0, z) - \frac{\eta_h \cdot \frac{dP_p(z)}{dz}}{4 \cdot \pi \cdot K_C} \cdot \begin{cases} 1 + \text{Ln} \left(\frac{r_0^2}{w_p^2(z)} \right) - \frac{r^2}{w_p^2(z)}, & r \leq w_p(z) \\ \text{Ln} \left(\frac{r_0^2}{r^2} \right), & r > w_p(z) \end{cases} \quad (\text{Équation B-41})$$

La température $T(r_0, z)$ correspond à la température au bord du cristal, en contact avec la monture en cuivre régulée thermiquement. Une fine couche de graisse thermique est utilisée pour un meilleur contact et un bon transfert thermique entre le cristal et la monture en cuivre.

⁵⁰ Il est défini comme le rapport du nombre de photons émis par émission stimulée par rapport à la quantité totale d'ions se désexcitant du multiplet excité, que ce soit par transitions radiatives ou non radiatives.

On peut alors considérer que le contact est quasiment parfait et que la température au bord du cristal $T(r_0, z)$ est égale à la température de la monture en cuivre régulée T_{mont} . [Chénaïs, 04c].

Nous calculons l'évolution de l'intensité de pompe au centre de l'axe de propagation ($r=0$), et donc la température en $T(0, z)$. Or, en utilisant l'équation B-41, la variation de température relative entre le centre de l'axe ($r=0$) et le bord de la zone pompée ($r=W_{p0}$) est inférieure à 15% (avec $r_0=2\text{mm}$ et $w_{p0}=50\text{ }\mu\text{m}$). On considèrera donc que la température prise en compte dans les sections efficaces effectives (équations B-3 et B-4) pour chaque tranche dz , est constante sur toute la section transverse de la zone pompée. Finalement, la température de la zone pompée s'écrit dans le cas de la diode monoruban :

$$T(0, z) = T_{mont} - \frac{\eta_h \cdot \frac{dP_p(z)}{dz}}{4 \cdot \pi \cdot K_C} \cdot \left[1 + \text{Ln} \left(\frac{r_0^2}{w_{px}(z) \cdot w_{py}(z)} \right) \right] \quad (\text{Équation B-42})$$

L'influence de la température de la monture ne sera pas spécifiquement étudié par la suite, mais fait l'objet de l'annexe 3 de ce manuscrit.

Enfin, afin de prendre en compte la largeur spectrale d'émission de la diode de pompe, généralement plus large que le pic d'absorption du cristal, nous avons introduit une section efficace effective moyenne d'absorption à la longueur d'onde de pompe $\bar{\sigma}_{ap} = RSP \cdot \sigma_{ap}(\lambda_{p0})$. Le paramètre RSP correspond au facteur de recouvrement spectral entre le spectre d'émission de la diode de pompe et le spectre d'absorption du cristal, alors que $\sigma_{ap}(\lambda_{p0})$ est la section efficace effective d'absorption au maximum du pic d'absorption à λ_{p0} . Nous considérons le spectre émis par la diode comme gaussien d'une largeur à mi-hauteur de 4 nm et notons cette densité de puissance spectrale normalisée $DSP(\lambda)$. Nous

calculons alors le facteur de recouvrement spectral par :
$$RSP = \frac{\int \sigma_{ap}(\lambda) \cdot DSP(\lambda) \cdot d\lambda}{\sigma_{ap}(\lambda_{p0}) \cdot \int DSP(\lambda) \cdot d\lambda}.$$

B-V.1.b Calcul du gain laser net G :

Il est ici nécessaire de prendre en compte les variations spatiales des intensités pompe et laser, induisant des variations spatiales du gain linéique. On rappelle que nous définissons le gain net G comme étant la variation relative de puissance laser intracavité entre l'entrée et

la sortie du cristal laser : $G = \frac{P_L^{Intra}(l_C)}{P_L^{Intra}(0)}$. Le calcul de G est ici développé en coordonnées

cylindriques pour alléger un peu les notations. Nous donnerons le résultat analogue en coordonnées cartésiennes à la fin de ce paragraphe. La grandeur I_L se référera toujours à l'intensité laser intracavité.

On commence par écrire la définition de la puissance laser intracavité :
$$P_L^{Intra} = \iint_{r, \theta} I_L(r, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta.$$
 L'intégration suivant r se fait de 0 à r_0 , où r_0 est le rayon du cristal,

et, suivant θ , de 0 à 2π . On dérive ensuite l'expression obtenue selon la variable z de chaque côté de l'égalité. En utilisant l'équation régissant l'évolution de l'intensité laser $\frac{dI_L(r,z)}{dz} = g_L(r,z) \cdot I_L(r,z)$, il apparaît alors :

$$\frac{dP_L^{Intra}}{dz} = \iint_{r,\theta} g_L(r,z) \cdot I_L(r,z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (\text{Équation B-43}).$$

L'expression générale du gain laser linéique $g_L(r,z)$ dans lequel on a introduit la section efficace effective moyenne d'absorption à la longueur d'onde de pompe $\bar{\sigma}_{ap}$ est :

$$g_L = N \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\bar{\sigma}_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) - \sigma_{aL}/\tau}{(\sigma_{eP} + \bar{\sigma}_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau}$$

On remplace ensuite $I_L(r,z)$ par son expression complète en fonction de la puissance intracavité donnée par la relation B-38 (modifiée avec $T=1$). On écrit alors :

$$\frac{dP_L^{Intra}}{P_L^{Intra}} = \frac{2}{\pi \cdot w_L^2(z)} \iint_{r,\theta} g_L(r,z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \quad (\text{Équation B-44}).$$

En intégrant le terme de gauche, de $P_L^{Intra}(0)$ (puissance laser à l'entrée du cristal) à $P_L^{Intra}(\ell_c)$ (puissance laser à la sortie du cristal), et en intégrant le terme de droite suivant z de 0 à ℓ_c , on obtient :

$$\ln \left[\frac{P_L(\ell_c)}{P_L(0)} \right] = \frac{2}{\pi} \iiint_{r,\theta,z} \frac{g_L(r,z)}{w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz = \ln[G] \quad (\text{Équation B-45}).$$

Enfin, on intègre le terme de droite selon θ de 0 à 2π et on obtient, sans approximation :

$$G = e^{4 \cdot \iint_{r,z} \frac{g_L(r,z)}{w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot dz} \quad (\text{Équation B-46}).$$

Ce calcul de gain net correspond au cas où la diode de pompe est une source fibrée, à symétrie cylindrique. Dans le cas de la diode monoruban remise en forme, on utilise les coordonnées cartésiennes et on obtient alors :

$$G = e^{\iiint_{x,y,z} \frac{2}{\pi \cdot w_L^2(z)} \cdot g_L(x,y,z) \cdot e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w_L^2(z)}} \cdot dx \cdot dy \cdot dz} \quad (\text{Équation B-47}).$$

B-V.1.c Structure générale du module de calcul du gain :

Comme nous l'avons vu au début de cette partie concernant le programme de simulations, l'essentiel des calculs numériques repose sur un module permettant de calculer le gain net laser pour deux paramètres d'entrée, pertinents pour l'expérimentateur, la puissance

de pompe incidente P_p et la puissance laser de sortie P_L . Nous explicitons ici son mode de fonctionnement. La figure suivante le représente schématiquement.

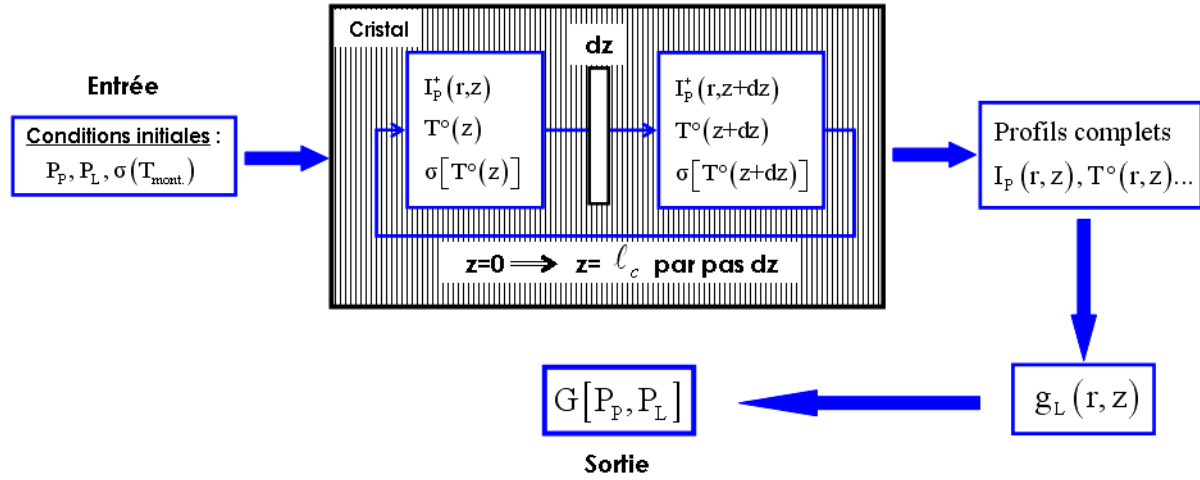


Figure B-36 : Schéma représentant le principe de fonctionnement du module permettant de calculer le gain net laser G correspondant à une valeur de la puissance de pompe incidente P_p et de la puissance laser de sortie P_L . La lettre σ représente l'ensemble des sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'ondes pompe et laser.

Le cristal est donc divisé en tranches fines d'épaisseur dz . On calcule tout d'abord l'évolution de l'intensité de pompe tranche après tranche et l'élévation de température associée de 0 à ℓ_c pour un simple passage du faisceau de pompe. On se base sur l'équation

suivante : $\frac{dI_p^+(x,y,z)}{dz} = -\alpha_p^+(x,y,z) \cdot I_p^+(x,y,z)$, avec le coefficient linéique d'absorption de

la pompe : $\alpha_p^+ = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\bar{\sigma}_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{aL})}{(\sigma_{ep} + \bar{\sigma}_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p^+ + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau}$. Pour chaque

tranche dz , la température calculée (équation B-42) permet de calculer les sections efficaces effectives (équations B-3, B-4) à prendre en compte pour la tranche suivante.

Connaissant l'évolution spatiale de l'intensité de pompe, on peut alors calculer le gain laser net G , correspondant aux valeurs de puissance de pompe incidente P_p et de puissance laser de sortie P_L initialement injectées, par les équations B-46 ou B-47. Notons que le calcul d'une valeur de gain G pour un couple (P_p, P_L) mets un peu moins de 2 secondes en utilisant un PC de 256 Mo de RAM muni d'un processeur AMD Athlon 1700+ (1,46 GHz).

Prise en compte du double passage du faisceau de pompe :

Lorsque, avec effet laser, on prend en compte le double passage du faisceau de pompe, on doit légèrement modifier les calculs. On se base sur l'analyse de Rigrod (pages 485-487 [Siegman, 86]). Suivant ce formalisme, en négligeant les effets d'interférences entre I_p^+ et I_p^- , et en prenant donc $I_p(z) = I_p^+(z) + I_p^-(z)$, on utilise les équations suivantes :

$$\frac{dI_p^+(z)}{I_p^+(z)} = -\alpha_p(z).dz$$

$$\frac{dI_p^-(z)}{I_p^-(z)} = \alpha_p(z).dz$$

(Équation B-48),

dans lesquelles $\alpha_p = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc).I_L.(\bar{\sigma}_{ap}.\sigma_{eL} - \sigma_{eP}.\sigma_{aL})}{(\sigma_{eP} + \bar{\sigma}_{ap}).(\lambda_p/hc).I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}).(\lambda_L/hc).I_L + 1/\tau}$.

Ces équations mènent à la relation suivante : $\forall z, I_p^+(z).I_p^-(z) = C$, où C est une constante que l'on peut déterminer à partir d'une condition aux limites. La condition aux limites utile est $I_p^-(\ell_c) = R.I_p^+(\ell_c)$, où R est le coefficient de réflexion du système de recyclage, ce qui donne $C = R.I_p^+(\ell_c)^2$. Dans ces calculs, le coefficient α_p prend en compte l'intensité de pompe totale, c'est-à-dire que l'absorption est saturée par l'intensité de pompe totale $I_p^+(z) + I_p^-(z)$.

Cependant, dans notre cas, on ne peut pas connaître $I_p^-(z)$ avant d'avoir calculé $I_p^+(z)$, si bien que $I_p^+(z)$ est calculée en utilisant le coefficient d'absorption $\alpha_p^+ = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc).I_L.(\bar{\sigma}_{ap}.\sigma_{eL} - \sigma_{eP}.\sigma_{aL})}{(\sigma_{eP} + \bar{\sigma}_{ap}).(\lambda_p/hc).I_p^+ + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}).(\lambda_L/hc).I_L + 1/\tau}$, dans lequel l'absorption n'est saturée que par $I_p^+(z)$. L'évolution de $I_p^+(z)$ calculée **avec un double passage de la pompe** est donc ici un peu faussée. Cependant, la relation $\forall z, I_p^+(z).I_p^-(z) = C$ reste physiquement valable.

Dans la détermination de $I_p(z) = I_p^+(z) + I_p^-(z)$, pour compenser l'erreur faite sur le calcul de $I_p^+(z)$, la constante C va être utilisée comme un paramètre d'ajustement. Pour plus de simplicité et pour se raccrocher à des grandeurs physiques, on utilise la condition aux limites $I_p^-(\ell_c) = R.I_p^+(\ell_c)$, qui donne $C = R.I_p^+(\ell_c)^2$, et c'est maintenant R que nous prenons comme paramètre d'ajustement. Il correspond à un coefficient de réflexion effectif du système de recyclage, qui permet de prendre en compte l'erreur sur le calcul de $I_p^+(z)$.

C'est une méthode qui ne change en rien les résultats finaux concernant les calculs de gain et la détermination des puissances laser avec double passage du faisceau de pompe. La seule chose que nous ne pourrions pas simuler de façon exacte, c'est l'absorption du faisceau de pompe avec double passage de la pompe. C'est une grandeur que nous ne pouvons, de toutes manières, pas mesurer expérimentalement.

L'annexe 4 regroupe l'ensemble des possibilités de calcul de ce programme de simulations. On y explique aussi, pour la validation de ce programme, la façon de procéder pour ajuster les paramètres, afin que résultats expérimentaux et simulations correspondent.

B-V.2 Validation du programme :

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les prédictions du programme de simulations et les résultats expérimentaux obtenus avec nos sources lasers à 1003 nm. Les comparaisons

des performances laser, dans différents cas expérimentaux et pour les deux cristaux de Yb:YSO et Yb:KYW, vont nous permettre de valider notre programme. Nous utiliserons pour cette validation les résultats expérimentaux obtenus à 1003 nm dans la cavité en anneau avec le Yb:YSO et le Yb:KYW pompés hors d'axe à 980 nm et ceux obtenus en cavité linéaire pour un pompage à 930 nm du Yb:KYW.

Comme exposé dans l'annexe 4, les seuls paramètres ajustables sont les rayons au waist W_p des faisceaux de pompe, éventuellement leur paramètre M^2 , le rayon au waist W_c du mode laser TEM_{00} de la cavité, et, dans le cas du double-passage de la pompe, le coefficient de recyclage effectif R . Pour tous ces paramètres ajustables, nous commençons avec les valeurs mesurées expérimentalement ou fournies par le logiciel Paraxia ABCD et nous autorisons un ajustement dans les limites des incertitudes de mesures ($\pm 5\mu\text{m}$).

Les données spectroscopiques du cristal de Yb:YSO utilisées pour ces simulations sont tirées des spectres mesurés au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'État Solide (L.C.A.E.S.) de l'école Chimie-Paris. Les valeurs spectroscopiques pour le cristal de Yb:KYW ont, elles, directement été mesurées sur les spectres disponibles site internet du fournisseur (<http://www.ekspla.com/en/main/products/?PID=498>).

Le paramètre RSP représentant le recouvrement spectral entre le spectre de la diode de pompe et le spectre d'absorption du cristal considéré a été directement calculé pour le cristal de Yb:YSO, puisque ses spectres nous étaient disponibles sous forme informatique. Pour le cristal de Yb:KYW, il s'agit juste d'une estimation, considérant que sa bande d'émission est un peu plus large que celle du silicate Yb:YSO.

Dans le tableau suivant sont reportées les grandeurs spectroscopiques utilisées pour les simulations qui suivent, ainsi que la température à laquelle est régulée le cristal (i.e. la température de la monture).

Cristal	Yb:YSO (978 nm)	Yb:KYW (981 nm)	Yb:KYW (931 nm)
Dopage N_0 (10^{26} m^{-3})	9,0	6,3	6,3
Temps de vie τ (ms)	0,7	0,24	0,24
σ_{aP} (10^{-20} cm^2)	2,3	11,55	3,1
RSP	73%	80%	95%
σ_{eP} (10^{-20} cm^2)	1,4	13,75	0,15
$\sigma_{eL(1003 \text{ nm})}$ (10^{-20} cm^2)	1,2	3,4	3,4
$\sigma_{aL(1003 \text{ nm})}$ (10^{-20} cm^2)	0,33	0,95	0,95
Temp. du cristal ($^{\circ}\text{C}$)	20	20	20

Tableau B-3 : Paramètres spectroscopiques des cristaux de Yb:YSO et Yb:KYW utilisés pour les simulations. On rappelle que les indices a et e indiquent l'absorption ou l'émission à la longueur d'onde de pompe (P) ou laser (L). RSP est le paramètre de recouvrement spectral, la section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde de pompe vaut alors $RSP \cdot \sigma_{aP}$.

Le tableau suivant contient les paramètres utilisés pour les simulations avec le faisceau de pompe hors d'axe à 980 nm et la cavité en anneau. Les valeurs entre parenthèses sont les

valeurs mesurées expérimentalement ou données par Paraxia ABCD pour la taille du mode laser.

Cavité en anneau	Diode monoruban (1x100 μm)-4W @ 978 nm
Waist de pompe W_{Px}	55 μm (53 μm)
M^2_x	15 (14)
Waist de pompe W_{Py}	75 μm (74 μm)
M^2_y	7 (7)
Décalage hors axe à l'entrée du cristal	30 μm (25 μm)
Waist de cavité W_c	48 μm (45 μm)
Coefficient de recyclage	80% (90%)

Tableau B-4 : Paramètres du faisceau de pompe et de la cavité en anneau pour le pompage hors d'axe à 980 nm. Les valeurs entre parenthèses sont les grandeurs mesurées expérimentalement ou calculées théoriquement.

Enfin, ce dernier tableau contient les paramètres utilisés pour les simulations laser du Yb:KYW avec le faisceau de pompe fibré à 931 nm et la cavité linéaire.

Cavité Linéaire	Diode fibrée ($\varnothing$ 100 μm)-5W @ 931 nm
Waist de pompe W_P	60 μm (52 μm)
M^2	25 (25)
Waist de cavité W_c	48 μm (45 μm)

Tableau B-5 : Paramètres du faisceau de pompe et de la cavité linéaire pour le pompage fibré à 931 nm. Les valeurs entre parenthèses sont les grandeurs mesurées expérimentalement ou calculées théoriquement.

B-V.2.a L'absorption sans effet laser :

Nous commençons par la comparaison entre absorptions simulées et absorptions expérimentales sans effet laser, et sans recyclage du faisceau de pompe, à 978 nm pour le cristal de Yb:YSO et à 931 nm pour le Yb:KYW (figure B-37).

Pour les valeurs expérimentales, on a ajouté des barres d'erreurs correspondant à 5% pour la puissance incidente et à 10% pour l'absorption, les puissances étant mesurées avec une incertitude de 5%. Bien que l'accord soit très bon dans le cas du pompage à 930 nm de Yb:KYW, les résultats obtenus à 980 nm (non représentés ici pour le Yb:KYW) diffèrent entre valeurs expérimentales et valeurs simulées. Les différences entre simulations et expériences sont de plus en plus grandes lorsque la puissance de pompe augmente. Ce désaccord semble toujours être mis en évidence quelque soient les cristaux dopés ytterbium utilisés pompés à 980 nm.

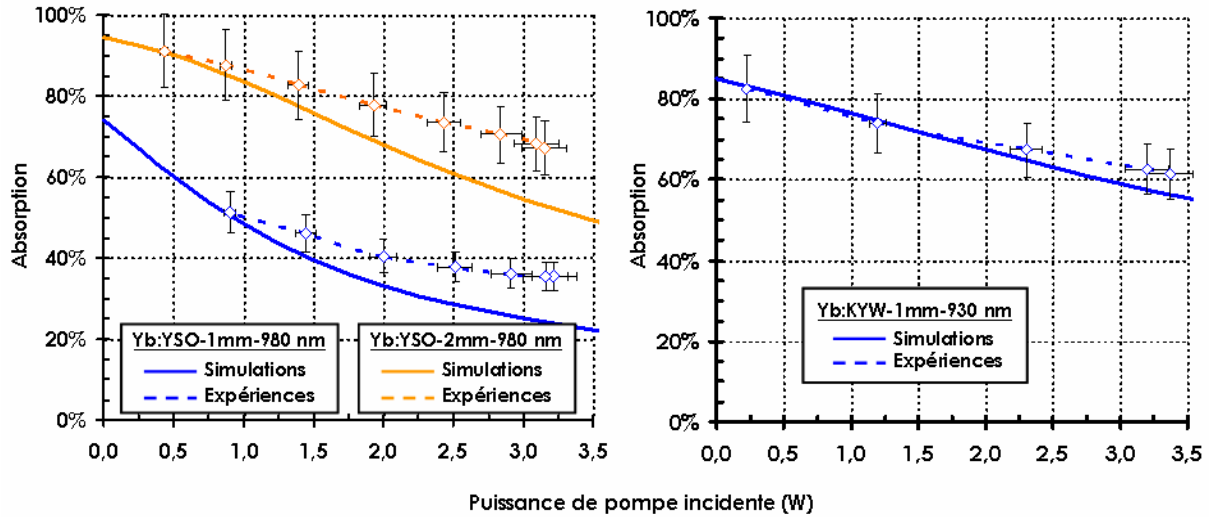


Figure B-37 : Comparaisons simulations-expériences d'absorption sans effet laser pour les cristaux de Yb:YSO 1 mm et 2 mm pompés à 980 nm (gauche) et de Yb:KYW 1 mm pompé à 930 nm (droite).

Cette différence, de l'ordre d'une vingtaine de pourcents, entre absorptions simulées et absorptions mesurées pour le pompage sur la "Zero-Line", n'est pas totalement expliquée. Une part de la différence peut provenir de l'erreur sur les sections efficaces mesurées à 980 nm (surtout en émission), très fortement influencées par les phénomènes de réabsorption, de piégeage ... De même, le temps de vie du niveau excité est délicat à déterminer précisément si toutes les précautions ne sont pas prises et des inhomogénéités de dopage peuvent conduire à des erreurs. L'autre part peut être attribuée à des phénomènes de luminescence coopérative ou à la présence d'impuretés jouant le rôle de pièges, phénomènes d'autant plus probables que la densité d'ions ytterbium portés sur l'état excité est importante.

Si la section efficace d'émission à 980 nm est sous-estimée dans les simulations, on ne rend pas bien compte de la ré-émission à 980 nm et la saturation de l'absorption est importante. Expérimentalement, un débit d'émission plus important limite le phénomène de saturation de l'absorption puisqu'il permet à des ions ytterbium excités de redescendre dans le multiplet fondamental, pour ensuite être ré-absorbés. Si, de plus, cette émission spontanée est amplifiée, le phénomène est exalté, menant à la différence illustrée ici.

B-V.2.b Pompage hors d'axe à 980 nm - Cavité en anneau à 1003 nm :

L'apparition de l'effet laser ajoute un débit prépondérant qui court-circuite les phénomènes parasites précédents. Le fait de ne pas parfaitement rendre compte de la saturation de l'absorption sans effet laser ne pose alors pas de problèmes pour les simulations lorsque l'effet laser est présent.

Avec les paramètres donnés dans les tableaux B-3 et B-4, on obtient les résultats présentés sur la figure B-38 suivante pour le pompage hors d'axe à 980 nm. Les résultats des simulations sont représentés en traits pleins et les résultats expérimentaux en pointillés. Les barres d'erreurs expérimentales correspondent à une erreur relative de $\pm 5\%$ sur les puissances mesurées.

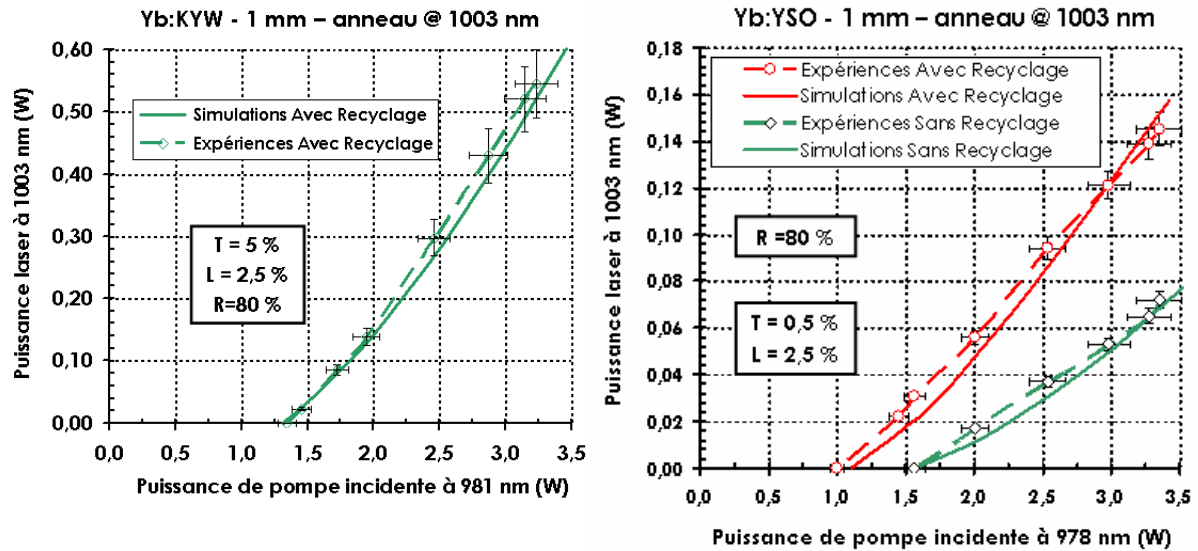


Figure B-38 : A gauche : Comparaison simulations-expériences pour Yb:KYW émettant à 1003 nm avec recyclage.

A droite : Comparaison simulations-expériences pour Yb:YSO émettant à 1003 nm avec et sans recyclage.

On utilise comme transmission du miroir de sortie les valeurs mesurées expérimentalement de 5% et 0,5% selon la position du miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) en M_4 ou en M_6 . Les résultats des simulations sont en bon accord avec les performances expérimentales obtenues lorsque l'on considère des pertes passives de la cavité L de 2,5%. Compte tenu du nombre de miroirs et des éléments intracavité (rotateur de Faraday, lame demi-onde, étalon Fabry-Perot), cette valeur de pertes passives n'est pas du tout aberrante. Expérimentalement, elles avaient été estimées à 2%. Lorsque le double-passage du faisceau de pompe est pris en compte, un coefficient de recyclage effectif de 80% conduit à de bons résultats (Yb:YSO - figure de droite). Expérimentalement, le coefficient de réflexion réel du système de recyclage avait été mesuré à 90%, ce qui montre que l'erreur sur la simulation du double-passage de la pompe n'est pas très importante.

Ces résultats de simulations laser pour un pompage à 980 nm et un effet laser à 1003 nm sont donc en bon accord avec les performances expérimentales obtenues. Les paramètres utilisés pour les simulations sont très proches des valeurs expérimentales. Pour les deux cristaux, des pertes passives de la cavité et un coefficient de recyclage effectif identiques donnent des résultats très satisfaisants. Tout cela montre déjà la validité de ce programme pour le pompage hors d'axe à 980 nm, même si la saturation de l'absorption sans effet laser n'est pas encore bien simulée. Passons maintenant à la validation du programme pour un pompage longitudinal du Yb:KYW par diode fibré à 931 nm.

B-V.2.c Pompage longitudinal à 931 nm - Cavité linéaire à 1003 nm :

Pour prendre en compte le fait que la cavité est maintenant linéaire et que le miroir de sortie est en position de repli, et non en position de fond de cavité comme c'est classiquement le cas, quelques modifications doivent être apportées au programme.

Tout d'abord, l'intensité totale intracavité à considérer ici en cavité linéaire, en négligeant le phénomène de "hole burning" spatial, et en considérant que le miroir de sortie est en position de repli, devient : $I_L(r,z) = \left[1 + (1-T)^2\right] I_C(r,z)$ avec $I_C(r,z) = \frac{2.P_L}{\pi.T.w_L^2(z)} . e^{-\frac{2.r^2}{w_L^2(z)}}$.

De plus, le faisceau laser traversant deux fois le milieu amplificateur par aller-retour de cavité et le miroir de sortie (transmission T) étant rencontré deux fois lui aussi, la condition de seuil de l'effet laser est alors modifiée comme suit : $G^2 = \frac{1}{(1-T)^2(1-L)}$, où G est le gain laser net sur un passage et L sont les pertes passives de la cavité. C'est cette condition que doit satisfaire la valeur du gain net G calculé pour qu'un couple de valeurs puissance de pompe/puissance laser soit solution du problème.

On utilise ensuite les paramètres des tableaux B-3 et B-5 comme données d'entrée du programme. Pour une transmission T du miroir de sortie de 8% à 1003 nm et des pertes passives de 1%, on obtient les résultats suivants (figure B-39). Ce sont ici les puissances de sortie sur une seule voie qui sont considérées.

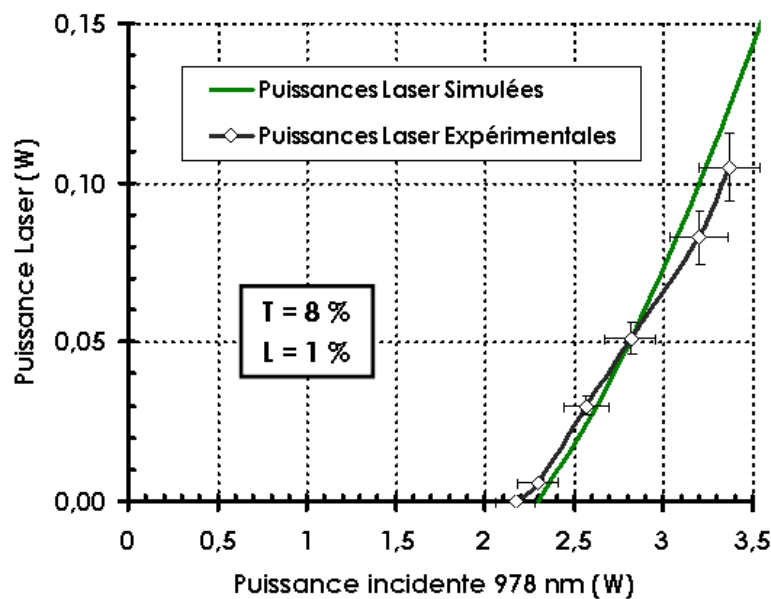


Figure B-39 : Comparaisons simulations-expériences pour Yb:KYW en cavité linéaire émettant à 1003 nm pour un pompage à 931 nm. Les performances laser expérimentales sur une seule voie de sortie sont comparées aux puissances simulées.

Encore une fois, on constate un bon accord entre simulations et résultats expérimentaux. La transmission de 8% du miroir de sortie utilisé est conforme à la valeur mesurée expérimentalement. Les pertes passives de 1% correspondent à l'ordre de grandeur pour ce type de cavités linéaires sans aucun élément intracavité.

B-V.2.d Conclusion :

Nous arrivons donc avec notre programme de simulations numériques à reproduire les performances et les tendances expérimentales en utilisant les paramètres spectroscopiques donnés par les spectres des cristaux et les transmissions des miroirs de sortie mesurés

expérimentalement. Les valeurs des pertes passives utilisées pour les simulations correspondent aux types de valeurs attendues pour les cavités utilisées.

Nous allons maintenant utiliser ce programme de simulations pour donner quelques pistes quant à l'amélioration de la solution fibrée à 930 nm pour une émission à 1003 nm.

B-V.3 Améliorations pour le pompage à 930 nm :

Dans cette partie, nous allons faire ressortir quelques pistes pour l'amélioration de la solution utilisant un pompage longitudinal par diode à 930 nm et un cristal de Yb:KYW dans une cavité en anneau. On cherche ici à améliorer la puissance de sortie à 1003 nm en considérant les conditions de pertes expérimentales qui ont permis de forcer l'effet laser à 1003 nm pour le cristal de Yb:KYW pompé à 980 nm.

En premier lieu, nous allons voir à l'aide des simulations, si l'effet laser à 1003 nm dans notre cavité en anneau aurait pu être obtenu en pompage à 931 nm avec notre diode fibrée. Nous étudierons ensuite quelques pistes pour des améliorations possibles.

On peut tout d'abord considérer que nous utiliserons le banc de pompe et la cavité en anneau actuelle, situation qui n'a permis d'obtenir des résultats qu'à 1020 nm (figures B-33 et B-34). Dans ce cas, on essaiera d'optimiser au mieux les paramètres du cristal de Yb:KYW (dopage et longueur) pour améliorer les puissances simulées à 1003 nm.

Dans un deuxième temps, c'est la taille de notre faisceau de pompe que nous chercherons à améliorer en utilisant notre cristal de 1 mm dopé à 10%. Nous supposerons alors que la cavité en anneau peut être réglée de manière à ce que le waist de cavité soit de 45 μm environ, comme pour les résultats expérimentaux obtenus à 980 nm. Nous comparerons puis combinerons alors les deux voies d'amélioration pour trouver un optimum à la solution utilisant notre diode fibrée à 931 nm.

Enfin, nous présenterons une dernière piste d'amélioration en utilisant une autre source de pompe, une diode à 930 nm de type évasée ("tapered laser diode").

Pour toute la suite on considère donc une cavité en anneau, un pompage à 931 nm d'un cristal de Yb:KYW, et une émission laser à 1003 nm.

B-V.3.a Que disent les simulations avec nos paramètres expérimentaux ?

On reprend ici les paramètres expérimentaux relatifs à la figure B-33, à savoir une cavité de rayon au waist 58 μm , un rayon de pompe de 65 μm , des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie d'une transmission de 5% à 1003 nm. On se restreint à une puissance de pompe incidente de 3,5W polarisés suivant l'axe **a** du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. De plus, on se place dans le cas où la diode optique est placée dans la cavité pour lequel la propagation est alors unidirectionnelle. La figure B-40 montre les performances laser simulées à 1003 nm dans ces conditions.

Aux vues de ces simulations, les conditions expérimentales de la cavité en anneau combinée à un pompage par diode fibrée auraient dûes nous permettre d'obtenir un effet laser à 1003 nm. Cependant, expérimentalement, l'effet laser n'a été obtenu qu'à 1020 nm, longueur d'onde nécessitant une inversion de population moins importante qu'à 1003 nm.

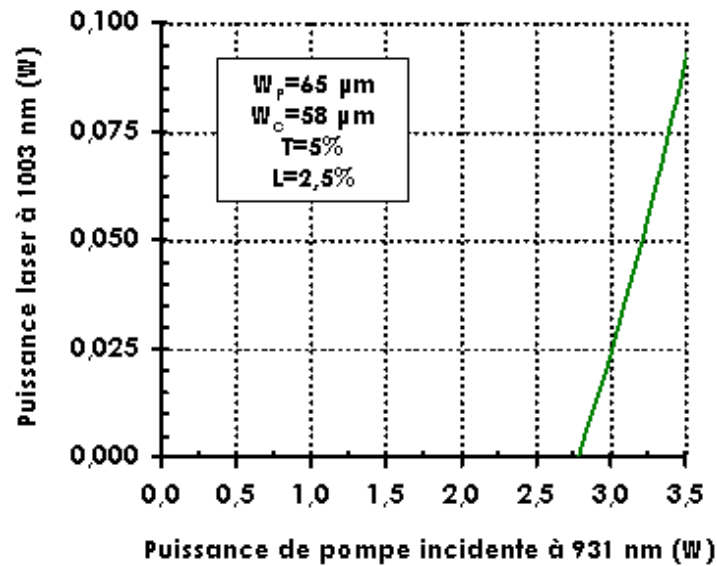


Figure B-40 : Puissance laser simulée à 1003 nm pour la cavité en anneau et le cristal de Yb:KYW de 1mm dopé à 10% pompé par la diode fibrée à 931 nm.

Comme on peut le voir, le seuil d'oscillation simulé est élevé et la puissance maximale de sortie pour une puissance de pompe de 3,5W (puissance de pompe polarisée disponible) n'est que d'environ 90 mW. On est alors très sensible aux réglages et aux pertes de la cavité.

On peut trouver plusieurs explications au fait qu'expérimentalement l'effet laser n'a pas été obtenu à 1003 nm. La plus probable est tout d'abord que le faisceau de pompe présente trop d'aberrations. Comme nous l'avons déjà remarqué, nous nous sommes notamment aperçus que hors du point de focalisation, le profil du faisceau se déforme, un trou se creuse en son centre, caractérisant de fortes aberrations sphériques. C'est un phénomène que nous ne prenons pas en compte dans les simulations. Les densités de puissances simulées sont donc surestimées par rapport aux densités expérimentales. Le seuil d'oscillation laser à 1003 nm est donc plus difficilement accessible. De plus, comme nous l'avons aussi fait remarqué dans la partie concernant les résultats expérimentaux, les réglages de la cavité ont dû être modifiés, par rapport au pompage à 980 nm, pour prendre en compte la plus courte frontale de l'optique de focalisation et l'encombrement plus important du miroir d'entrée. La cavité est donc réglée en bord de zone de stabilité pour laquelle l'astigmatisme est plus important.

Toutes ces raisons peuvent donc expliquer que l'effet laser n'a pas été obtenu à 1003 nm.

Passons maintenant aux améliorations possibles à apporter sur le cristal en gardant les paramètres expérimentaux pour le faisceau de pompe.

B-V.3.b Optimisation du cristal pour le banc de pompe expérimental :

On considère donc ici les propriétés précédentes pour le faisceau de pompe et on fait varier la longueur et le dopage du cristal pour trouver un optimum en terme de puissance de sortie. On se restreint à une puissance de pompe de 3,5W incidents polarisés suivant l'axe $\mathbf{a}$ du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. Enfin, on considère toujours des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie de 5% de transmission.

Les résultats présentés sur la figure ci-dessous correspondent à la puissance de sortie maximale extraite à 1003 nm pour une puissance de pompe incidente de 3,5W en fonction de la longueur du cristal et pour différents taux de dopage.

Ce graphique permet d'observer les tendances suivantes. Des cristaux trop dopés (7,5% et 10%) sont trop sensibles au phénomène de réabsorption. Ils ne permettent alors pas d'obtenir les plus fortes puissances même pour des cristaux courts. Au contraire, un cristal trop peu dopé sera moins sensible à la réabsorption, mais le gain créé à 1003 nm sera alors limité.

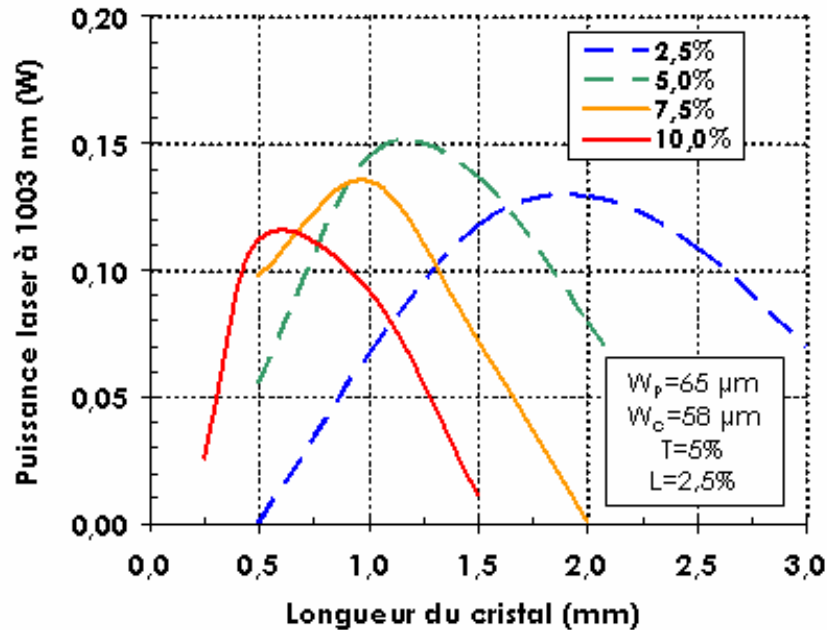


Figure B-41 : Puissances laser de sortie à 1003 nm en fonction de la longueur du cristal de Yb:KYW et pour différents taux de dopage en ions ytterbium. La puissance de pompe incidente est de 3,5W sur un rayon de 65 μm et un mode de cavité de 58 μm de rayon.

Dans nos conditions expérimentales, notre cristal de 1mm dopé à 10% n'est pas l'optimum. Pour un taux de dopage de 10%, la longueur optimale de cristal est d'environ 0,6 mm, mais dans ce cas le gain en puissance laser reste faible puisque l'on passerait alors d'une puissance de 90 mW à une puissance de 115 mW environ toujours pour une puissance de pompe de 3,5W. C'est pour un cristal dopé à 5% et de un peu plus de 1mm de longueur que la puissance laser à 1003 nm est la plus importante avec environ une puissance d'environ 150 mW. Cependant, dans tous ces cas, les puissances extraites restent faibles. De plus, il faut garder à l'esprit que la qualité spatiale de notre faisceau de pompe n'est pas excellente. Il présente notamment des inhomogénéités transverses pour des distances de l'ordre du millimètre autour du point focal, ce qui ne nous permet pas, en pratique d'utiliser des cristaux trop longs.

L'autre voie d'amélioration est de travailler avec un faisceau de pompe plus petit au point de focalisation et de meilleure qualité spatiale, notamment hors du waist.

B-V.3.c Améliorations sur la taille de pompe pour le cristal de 1mm dopé à 10% :

Dans ce paragraphe, on travaille avec notre cristal de 1mm de longueur et dopé à 10% en ions ytterbium et on recherche les meilleures performances en faisant varier la taille du faisceau de pompe.

On considère que la cavité en anneau peut être réglée à son optimum, correspondant aux résultats expérimentaux obtenus en pompage à 980 nm. Le mode de cavité TEM₀₀ a alors un rayon au waist d'environ 45 μm . On considère toujours des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie de 5% de transmission.

On fait varier le rayon du faisceau de pompe au point de focalisation dans le cristal et on simule la puissance laser produite à 1003 nm. Tout comme précédemment, on se restreint à une puissance de pompe de 3,5W incidents polarisés suivant l'axe **a** du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. Les résultats sont représentés sur la figure B-42.

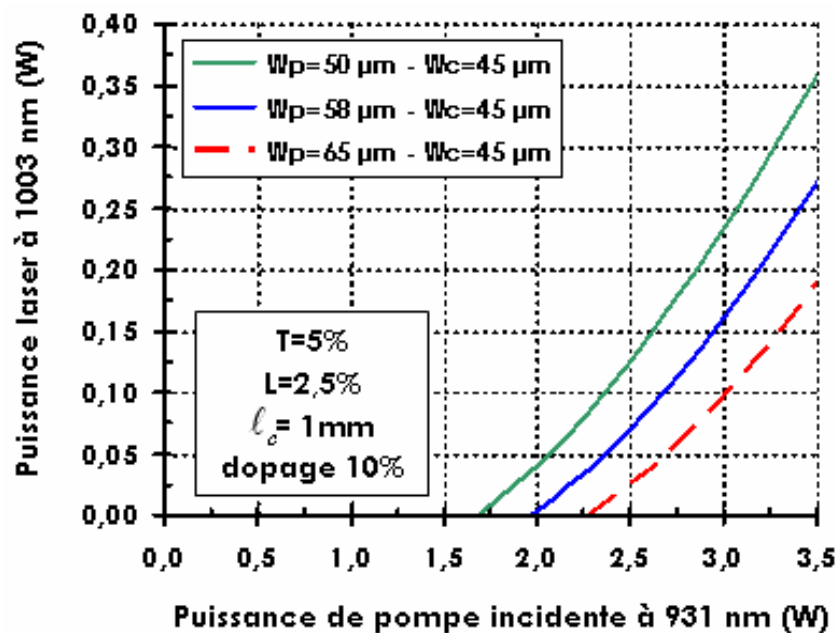


Figure B-42 : Puissance laser à 1003 nm en fonction de la puissance de pompe incidente pour le cristal de 1mm dopé à 10% pour différentes tailles de faisceau de pompe.

On voit que, naturellement, pour un rayon du faisceau laser de cavité fixé, les performances laser s'améliorent lorsque le rayon du faisceau de pompe diminue. Le gain en puissance laser en jouant sur les tailles de faisceau est bien plus grand qu'en faisant varier la longueur et le dopage du cristal. On peut ainsi atteindre des puissances supérieures à 350 mW pour un faisceau de pompe focalisé sur un rayon de 50 μm . Le seuil d'oscillation laser est alors obtenu pour une puissance de pompe d'environ 1,75 W.

Ces performances simulées sont inférieures aux résultats expérimentaux obtenus avec le cristal de Yb:KYW (1mm - 10%) pompé hors d'axe à 980 nm. Cependant, le gain en simplicité du montage permet de compenser cette perte de puissance de sortie (qui peut en outre être améliorée par une augmentation de la puissance de pompe).

B-V.3.d Synthèse avec la diode fibrée :

Nous avons donc vu, à travers les deux paragraphes précédents, les voies d'améliorations possibles des performances de notre laser utilisant un cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm par

une diode fibrée et émettant à 1003 nm. Nous avons considéré une configuration de pertes analogues à la situation expérimentale en pompage à 980 nm permettant de forcer l'oscillation laser à 1003 nm, soit une transmission de 5% du miroir de sortie (HR 980 nm-HT 1040 nm) et des pertes passives de 2,5%.

L'optimisation des paramètres du cristal en utilisant la configuration expérimentale, fournissant un faisceau de pompe de qualité spatiale moyenne de 65 μm de rayon et un mode de cavité de 59 μm de rayon, n'apporte que peu d'améliorations en terme de puissance laser de sortie. Pour une puissance de pompe incidente de 3,5W et pour un cristal de 1mm dopé à 10%, on passe d'une puissance laser de 90 mW à une puissance d'environ 150 mW pour un cristal de 1 mm dopé à 5%.

En revanche, la réduction du rayon du faisceau de pompe dans le cristal en utilisant les paramètres de la cavité expérimentale optimisée pour les résultats en pompage à 980 nm ($W_c=45 \mu\text{m}$) permet d'améliorer nettement les performances laser. Toujours pour une puissance de pompe de 3,5W incidents, le cristal de 1 mm dopé à 10% pompé sur un rayon de 50 μm permet d'obtenir une puissance d'environ 360 mW à 1003 nm. La réduction du rayon de pompe permet de plus de diminuer significativement le seuil d'oscillation laser. On passe d'un seuil correspondant à une puissance de pompe incidente de 2,3W pour un rayon de pompe de 65 μm , à environ 1,7W pour un rayon de 50 μm .

On peut enfin combiner les deux optimisations précédentes, c'est-à-dire considérer un rayon de pompe de 50 μm et un mode de cavité de 45 μm et optimiser longueur et dopage du cristal. Quelques simulations ont été réalisées, pour des cristaux de 1 mm de longueur, menant aux résultats présentés sur la figure ci-dessous.

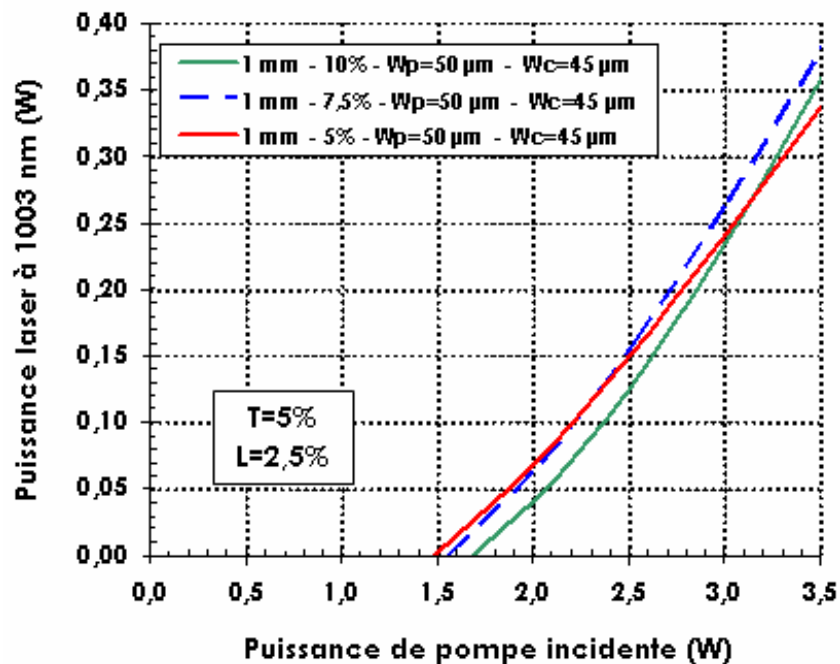


Figure B-43 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe à 931 nm pour des cristaux de 1 mm de long et de dopages différents. Le waist laser est fixé à 45 μm et le rayon de pompe à 50 μm .

Les variations sont peu importantes. Cependant, plus le dopage est élevé et plus le seuil d'oscillation laser augmente, illustrant le phénomène de réabsorption important pour ces taux de dopage. L'amélioration en terme de puissance laser extraite n'est pas importante,

puisque'un maximum de 380 mW à 1003 nm peut être obtenu avec un cristal dopé à 7,5% (en bleu) contre 360 mW avec notre cristal dopé à 10 % (en vert).

Finalement, pour ces simulations, les meilleurs résultats obtenus en terme de puissance de sortie à 1003 nm, sont réalisées avec un cristal de 1 mm dopé à 7,5 % pompé sur un rayon de 50 μm et inséré dans une cavité dont le mode laser vaut 45 μm en rayon. La puissance laser infrarouge de 380 mW pour une puissance de pompe incidente de 3,5 W avec un miroir de sortie de 5% de transmission correspond à 7,6W de puissance intracavité dans l'infrarouge.

Expérimentalement, pour le cas du pompage à 980 nm avec le cristal de Yb:KYW, la puissance intracavité dans l'infrarouge était d'environ 11W et nous avons obtenu une puissance convertie dans le visible par doublement de fréquence de 35 mW. Par une simple règle de trois avec ces résultats expérimentaux, nous pourrions alors espérer par doublement de fréquence une puissance de 24 mW à 501,7 nm.

Cependant, pour tous les résultats précédents qui supposent un rayon du mode laser de cavité de 45 μm , nous avons délibérément omis une limitation pratique qui est concerne la distance entre le miroir d'entrée et le cristal laser. Dans notre configuration de cavité, pour obtenir un mode de cavité de 45 μm , cette distance doit être d'environ 55 mm, ce qui impose des contraintes quant à la frontale de l'optique de focalisation. L'utilisation de triplets corrigés des aberrations ou de doublets de meilleure qualité devrait permettre d'obtenir un faisceau de 50 μm de rayon et de bonne qualité spatiale (non dégradation du profil transverse). En particulier, des triplets corrigés des aberrations de focale 70 mm et de diamètre 40 mm sont maintenant disponibles au laboratoire. Cependant, la frontale de ces optiques est d'environ 58 mm, trop courte pour pouvoir utiliser notre cavité dans son architecture actuelle, qui serait donc à revoir.

En prenant en compte toutes ces considérations et en utilisant toujours la diode fibrée (5W- $\varnothing$ 105 μm), on pourrait alors imaginer l'architecture suivante utilisant le cristal de 1mm dopé à 7,5% :

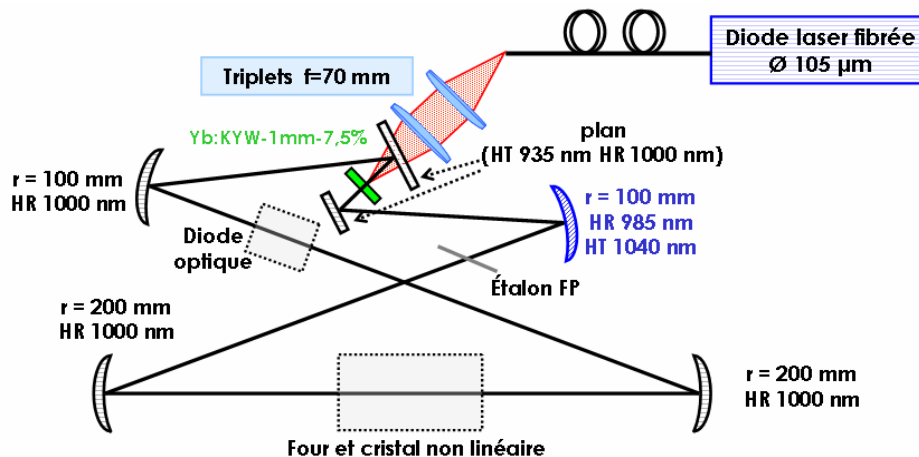


Figure B-44 : Architecture optimisée proposée pour le pompage à 931 nm et l'émission laser à 1003 nm, avec un cristal de Yb:KYW de 1mm de longueur et dopé à hauteur de 7,5% en ions ytterbium.

Les deux miroirs plans (HT 935 nm - HR 1000 nm) permettent un pompage longitudinal tout en réduisant la distance entre le miroir dichroïque et le cristal laser. La sous-cavité formée par les deux miroirs concaves de 100 mm de rayon de courbure impose un mode de cavité d'environ 45 μm de rayon. L'un de ces miroirs concave supporte le traitement dichroïque (HR

985 nm - HT 1040 nm) permettant de forcer l'oscillation laser à 1003 nm. Enfin, deux miroirs concaves de 200 mm de rayon de courbure forment le second waist de cavité utilisé pour le doublement de fréquence de l'infrarouge vers le visible.

Cette architecture devrait donc permettre d'obtenir un effet laser efficace à 1003 nm avec le cristal de Yb:KYW dans un schéma de pompage longitudinal avec une diode fibrée à 931 nm. Cependant, si nous avons ici simplifié le banc de pompe par rapport au système hors d'axe à 980 nm utilisant une diode à monoémetteur remise en forme, la cavité est un peu plus compliquée et nécessite notamment deux miroirs supplémentaires insérant nécessairement des pertes supplémentaires. Ces limitations viennent du paramètre M^2 élevé de la diode fibrée nécessitant d'utiliser des optiques de collimation et de focalisation de grande ouverture numérique et de courte focale. Pour surmonter ces difficultés, on peut utiliser une source de pompe différente de meilleure qualité spatiale (paramètre M^2), telles qu'une diode de type évasée ("tapered laser diode"). C'est ce que nous allons rapidement discuter dans le paragraphe suivant.

B-V.3.e Utilisation d'une diode de pompe de type évasée :

Avec les progrès technologiques importants de ces dernières années, on commence à voir l'apparition de diodes laser de type évasé ("tapered") produisant des puissances de deux à quatre Watts avec un faisceau quasiment limité par la diffraction ($M^2 < 3$). Nous avons déjà évoqué l'utilisation de ces diodes à plusieurs endroits dans ce manuscrit. De telles diodes commencent à devenir robustes et très performantes [Paschke, 04] [Weber, 05].

Ce sont des diodes laser à émission par la tranche qui combinent une zone active de section environ $3 \times 3 \mu\text{m}$ (longueur $\approx 1 \text{ mm}$) de type "ridge waveguide", utilisée pour les diodes laser monomodes mais de faibles puissances, et une zone amplificatrice évasée ("tapered") de plusieurs millimètres de longueur (voir la figure B-45).

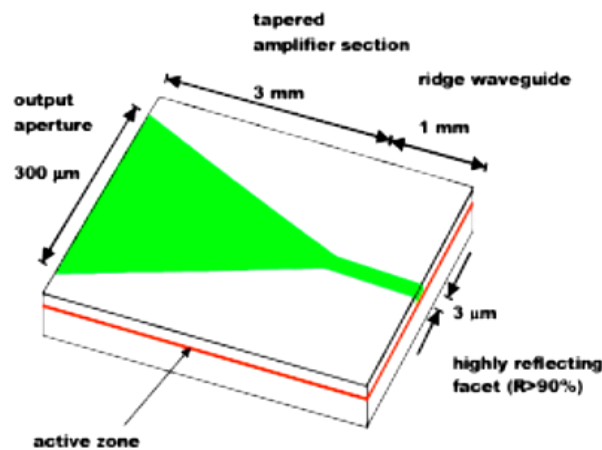


Figure B-45 : Schéma de principe d'une diode "tapered" réalisée au Ferdinand-Braun-Institute (Allemagne), tiré de [Klopp, 02].

La zone active "ridge waveguide" permet un filtrage spatial du mode propageant qui est ensuite amplifié dans la zone évasée. Le faisceau émis par la sortie de la zone évasée est elliptique (zone émettrice $\approx 3 \times 300 \mu\text{m}$), mais quasiment limité par la diffraction selon la direction lente ($300 \mu\text{m}$) avec un paramètre M^2 d'environ 3, voire moins. Selon la direction rapide, le faisceau est naturellement limité par la diffraction.

La remise en forme du faisceau émis est bien moins compliquée que celui utilisé sur la diode monoruban à 980 nm, puisque le faisceau est limité par la diffraction selon les deux directions de propagation. Il est alors possible de combiner cette source de pompe avec une cavité en anneau identique à celle déjà présentée expérimentalement. Enfin, le faisceau issu de ces diodes est polarisé linéairement comme toutes les diodes à émission par la tranche.

En considérant toujours un rayon de pompe de 50 μm et un waist de cavité de 45 μm , on a simulé pour différents cristaux (longueur-dopage) les performances laser. Le faisceau de pompe à 930 nm étant maintenant presque limité par la diffraction (on a considéré $M^2=3$), le recouvrement spatial est bien meilleur et il est possible d'utiliser des cristaux longs et moins dopés conduisant à des élévations de températures moindres. Ainsi, le meilleur compromis est un cristal de 3mm de longueur dopé à 3%. La figure (B-46) suivante montre les performances laser pour ce cristal dans une cavité en anneau de 2,5% de pertes passives avec un miroir de sortie de transmission $T=5\%$ (conditions expérimentales). On a aussi ajouté, pour comparaison, les performances simulées pour le meilleur cristal (1mm - 7,5 %) pompé par la diode fibrée à 930 nm (figure B-43).

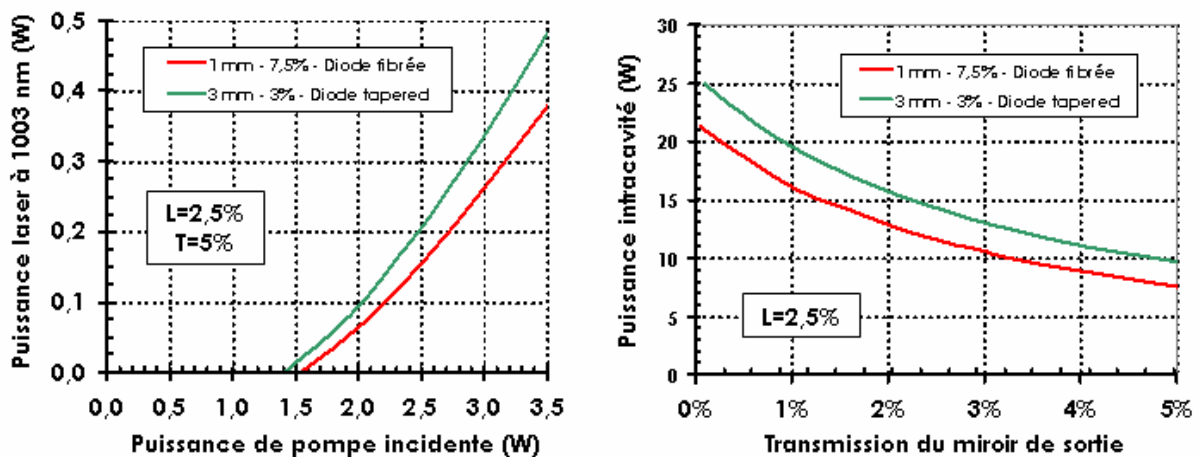


Figure B-46 : A gauche : Efficacités laser pour un cristal de Yb:KYW de 3mm de long et dopé à 3% pompé par une diode "tapered" à 930 nm (bleu) et pour un cristal de 1mm de long dopé à 7,5% pompé par notre diode fibrée à 930 nm (rouge). La cavité a des pertes passives de 2,5% et un coupleur de sortie de 5% de transmission. A droite : Puissances intracavité en fonction de la transmission du coupleur de sortie pour ces deux cristaux pour une puissance de pompe de 3,5W et des pertes passives de 2,5%.

Les performances présentées ici sont donc les meilleurs résultats simulés pour des cristaux de Yb:KYW dans une cavité en anneau et pompés soit par une diode fibrée "classique", soit par une diode évasée ("tapered") à 930 nm.

La diode évasée, de meilleure qualité spatiale, permet un très bon recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le mode de cavité. On peut alors utiliser des cristaux plus longs et moins dopés que dans le cas d'une diode fibrée, car l'échauffement est moins important (Voir Annexe 3). On pourrait ainsi obtenir une puissance de près de 480 mW à 1003 nm pour une puissance de pompe de 3,5W à 931 nm et un coupleur de 5% de transmission. Cela correspond à 9,6W de puissance laser infrarouge intracavité.

Les puissances intracavité infrarouges simulées ici, pour le pompage à 930 nm, sont donc inférieures à celles obtenues expérimentalement pour un pompage à 980 nm. Nous pourrions

cependant espérer obtenir une puissance d'environ 30 mW à 501,7 nm par doublement de fréquence.

B-V.3.f Conclusion :

Ce paragraphe nous a donc permis, à travers des simulations numériques, de proposer des améliorations sur le système actuel utilisant une diode fibrée à 930 nm pour une émission laser à 1003 nm. Rappelons que, expérimentalement, l'effet laser à 1003 nm n'avait été obtenu que pour une cavité linéaire. La cavité en anneau n'avait pas permis d'atteindre cette longueur d'onde. Cependant, les simulations montrent que l'effet laser aurait pu être obtenu, certes avec des puissances très modestes (90 mW) pour une puissance de pompe de 3,5W (figure B-40).

En choisissant un cristal de Yb:KYW plus adapté (1mm - 7,5%) et en améliorant l'imagerie et la qualité du faisceau de pompe, il serait possible d'obtenir une puissance infrarouge d'environ 380 mW à 1003 nm ($L=2,5\%$ - $T=5\%$). En outre, nous pourrions espérer produire une puissance un peu à 20 mW à 501,7 nm par doublement de fréquence. Ces performances numériques sont inférieures à celles obtenues expérimentalement en pompage à 980 nm. Cependant le système complet pompé à 930 nm est plus simple que celui développé expérimentalement à 980 nm.

Enfin, nous avons proposé une seconde solution pour un pompage longitudinal à 930 nm, qui se base sur une diode de pompe de type "tapered". Le meilleur recouvrement spatial obtenu grâce à la très bonne qualité de faisceau délivrée par ces diodes permettrait d'améliorer encore les résultats précédents. On pourrait obtenir, pour les mêmes puissances de pompe et avec un cristal de 3mm de long dopé à 3%, une puissance maximale de 480 mW en considérant toujours les conditions expérimentales du pompage à 980 nm qui ont permis de forcer l'oscillation à 1003 nm ($L=2,5\%$ - $T=5\%$). Dans ce cas, une trentaine de mW dans le bleu-vert à 501,7 nm pourraient être obtenus par doublement de fréquence, ce qui en ferait une source simplifiée et suffisamment puissante pour des expériences de métrologie et de stabilisation en fréquence.

B-VI Synthèse et conclusion du chapitre B :

Nous avons donc présenté dans ce chapitre les solutions laser à base de cristaux dopés ytterbium dont l'émission monomode longitudinale dans l'infrarouge est doublée en fréquence pour produire un rayonnement à 501,7 nm. Ces sources sont pompées par diode laser à 980 nm. Les premiers résultats pour un pompage par diode fibrée à 930 nm ont aussi été reportés.

Après avoir introduit les cristaux dopés ytterbium à travers leurs différentes applications et leurs propriétés spectroscopiques générales, nous avons présenté les équations régissant le fonctionnement laser dans de tels matériaux. Cette partie théorique nous a notamment permis de mettre en lumière les difficultés auxquelles nous avons été confrontées pour obtenir un effet laser à une longueur d'onde aussi basse que 1003 nm.

La principale difficulté vient du fait que le niveau terminal de la transition laser que nous cherchons à atteindre est peuplé thermiquement. Le cristal laser est alors naturellement absorbant à la longueur d'onde laser recherchée (1003 nm). Pour obtenir l'effet laser, il est donc nécessaire de porter une grande proportion d'ions ytterbium dans le multiplet excité pour atteindre, puis dépasser, le seuil de transparence du cristal. Ceci est réalisé en saturant l'absorption du milieu à la longueur d'onde de pompe, ce qui permet de minimiser les pertes par réabsorption à la longueur d'onde laser.

Cette partie théorique nous a ainsi permis de définir une figure de mérite adaptée à notre problème. Cette figure de mérite prend en compte la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de transparence à la longueur d'onde laser recherchée (I_{Pmin}), ainsi que le gain laser linéique obtenu pour une puissance de pompe de 1W focalisée sur un rayon de 50 μm . Nous avons appliqué cette figure de mérite à divers cristaux dopés ytterbium, ce qui nous a permis de faire ressortir les meilleurs candidats pour une émission laser à 1003 nm. Deux cristaux sont sortis du lot, un cristal déjà bien connu mais non commercial, le $Yb^{3+}:Y_2SiO_5$ (Yb:YSO) pompé à 978 nm, et un cristal utilisé dans des sources laser commerciales, le $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$ ou Yb:KYW, pompé à 981 nm ou à 931 nm.

Dans le cas du pompage à 980 nm, la proximité des longueurs d'ondes de pompe et du laser ajoute des contraintes techniques aux contraintes physiques. Un schéma de pompage hors d'axe original a alors été mis en place. De plus, l'effet laser peut être obtenu à 1003 nm seulement si des pertes importantes sont introduites aux autres longueurs d'ondes laser (>1020 nm), ce qui implique des contraintes techniques pour la sélection spectrale.

Tous les résultats expérimentaux obtenus en pompage par diode à 980 nm sont encourageants pour la vie future de ces sources monomodes longitudinales à 501 et 514 nm. Plusieurs solutions ont été présentées ici, satisfaisant aux objectifs que nous nous étions fixés. On peut les séparer en deux catégories : les sources émettant simultanément plusieurs centaines de mW dans l'infrarouge et quelques dizaines de mW le visible, et les sources émettant plusieurs dizaines de mW dans le visible.

La première catégorie est constituée par les sources Yb:YSO/ $KNbO_3$ (320 mW/20 mW) et Yb:KYW/ $KNbO_3$ (550 mW/35 mW) dans une cavité en anneau ayant un coefficient de transmission d'environ 5% à 1003 nm. Elles émettent simultanément en régime monomode longitudinal à 1003,4 et 501,7 nm. De telles sources pourraient devenir des références de

fréquence pratiques. Le rayonnement visible serait utilisé pour stabiliser la fréquence d'émission du laser. Une fois la fréquence d'émission visible stabilisée, le rayonnement infrarouge en posséderait toutes les propriétés de pureté spectrale et de stabilité, et pourrait ainsi être la partie de rayonnement utilisable de cet étalon secondaire de fréquences optiques.

La seconde catégorie est composée des mêmes couples cristal laser/cristal non linéaire mais utilise des cavités hautement réfléchissantes dans l'infrarouge. Avec le cristal de Yb:YSO, on obtient une puissance de 60 mW de rayonnement monomode longitudinal à 501,7 nm. L'utilisation du cristal de Yb:KYW permet de produire une puissance de 190 mW d'une émission monofréquence aux alentours de 514 nm. Ces sources sont plus spécifiquement destinées à la spectroscopie de l'iode moléculaire et à la stabilisation en fréquence pour des mesures de fréquences plus fondamentales.

Les résultats expérimentaux en pompage par diode fibrée à 930 nm sont moins encourageants puisque l'effet laser à 1003 nm n'a, jusque là, été obtenu que dans une cavité linéaire avec une émission multimode longitudinale. Cependant, le changement de longueur d'onde de pompe serait un avantage et permettrait de s'affranchir des contraintes techniques, liées à la proximité des longueurs d'ondes de pompe et du laser, rencontrées lors du pompage à 980 nm. Le système de pompe serait alors simplifié.

En parallèle, un programme de simulations numériques a été développé. Il permet de simuler le comportement laser d'un cristal dopé ytterbium. Les résultats des calculs réalisés ont été comparés aux performances expérimentales, ce qui nous a permis de valider son fonctionnement. Il a ensuite été utilisé pour proposer des améliorations à la configuration actuelle et qui permettraient d'obtenir l'effet laser voulu à 1003 nm dans une cavité en anneau. En supposant que le faisceau de pompe délivré par notre diode fibrée peut être focalisé sur un rayon de 50 μm en gardant une bonne qualité spatiale, l'utilisation d'un cristal de 1 mm dopé à 7,5% en ions ytterbium pourrait permettre d'obtenir une puissance de près de 400 mW à 1003 nm en régime monomode longitudinal. Cependant, il serait alors nécessaire de compliquer un peu la cavité en anneau utilisée expérimentalement. Pour simplifier les choses, nous proposons enfin d'utiliser une diode laser de type évasée ("tapered laser diode") comme source de pompe à 930 nm. La bonne qualité spatiale du faisceau émis par ces sources permettrait de simplifier le banc de pompage et d'utiliser la cavité expérimentale actuelle. En utilisant ces considérations et avec un cristal de Yb:KYW de 3 mm dopé à 3%, les simulations prédisent une puissance laser infrarouge de près de 500 mW pour une puissance de pompe maximale de 3,5W, ce qui serait suffisant pour produire une puissance d'une trentaine de mW à 501,7 nm par doublement de fréquence.

Ces résultats de simulations montrent des puissances laser infrarouges et visibles inférieures aux performances expérimentales obtenues pour un pompage à 980 nm. Cependant, l'ensemble de la source serait bien plus simple que le laser réalisé en pompage à 980 nm. De plus, les simulations présentées ici ne donnent que des tendances sur les puissances espérées. Il est donc tout à fait intéressant de pousser les études expérimentales vers un pompage par diode laser évasée à 930 nm, qui permettrait des simplifications notables du montage et une utilisation quotidienne bien plus agréable pour des applications dédiées à la métrologie.

Bibliographie Chapitre B :

[Amplitude Systèmes] <http://www.amplitude-systemes.com/fr/index.htm>

[Augé, 00] "Theoretical and experimental investigations of a diode-pumped quasi-three-level laser: the Yb³⁺-doped Ca₄GdO(BO₃)₃ (Yb:GdCOB) laser", F. Augé, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, F. Mougel, G. Aka, and D. Vivien, IEEE J. of Quant. Electr, 36, 598-606 (2000).

[Aus der Au, 00] "16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser", J. Aus der Au, G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, Optics Letters, 25, 859-861 (2000).

[Biaggio, 92] "Refractive indices of orthorhombic KNbO₃. II. Phase-matching configurations for nonlinear-optical interactions", I. Biaggio, P. Kerkoc, L.-S. Wu, Peter Gunter, and B. Zysset, J. Opt. Soc. Am. B, 9, 507-517 (1992).

[Bourdet, 00] "Theoretical investigation of quasi-three level longitudinally pumped continuous wave lasers", G. L. Bourdet, Applied Optics, 39, 966-971 (2000).

[Brenier, 01] "Overview of the best Yb³⁺-doped laser crystals", A. Brenier, G. Boulon, Journal of Alloys and Compounds, 323-324, 210-213 (2001).

[Brunner, 02] "240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser", F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, and U. Keller, Optics Letters, 27, 1162-1164 (2002).

[Carel, 97] "Development of inorganic scintillators", Carel W.E. Van Eijk, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 392, 285-290 (1997).

[Chang, 02] "Optical Performance of Cr:YSO Q-switched Cr:LiCAF and Cr:LiSAF Lasers", C. K. Chang, J.Y. Chang, and Y. K. Kuo, in Proceedings of SPIE Vol. 4914 High-Power Lasers and Applications, 498-509 (2002).

[Chénais, 02] "Nouveaux matériaux dopés à l'Ytterbium : performances en pompage par diode et étude expérimentale des effets thermiques limitant la montée en puissance", Sébastien Chénais, Thèse de doctorant de l'Université Paris-Sud XI (2002).

[Chenais, 03b] "Diode-pumped Yb:GGG laser: comparison with Yb:YAG", S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brenier, and G. Boulon, Optical Materials, 22, 99-106 (2003).

- [Chénais, 04a] "Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers - Part I : Theoretical analysis and wavefront measurements", S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, and P. Georges, *IEEE J. of Quant. Electr*, 40, 1217-1234 (2004).
- [Chénais, 04b] "Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers - Part II : Evaluation of quantum efficiencies and thermo-optic coefficients", S. Chénais, F. Balembois, F. Druon, G. Lucas-Leclin, and P. Georges, *IEEE J. of Quant. Electr*, 40, 1235-1243 (2004).
- [Chénais, 04c] "Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG", S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, *Applied Physics B*, 79, 221-224 (2004).
- [Comaskey, 94] "24-W average power at 0.537 μm from an externally frequency-doubled Q-switched diode-pumped Nd:YOS laser oscillator", B. Comaskey, G. F. Albrecht, S. P. Velsko, and B. D. Moran, *Applied Optics*, 33-27, 6377-6382 (1994).
- [Courjaud, 01] "Sources laser femtoseconde pompées par diode basées sur l'ion ytterbium", Antoine Courjaud, Thèse de doctorant de l'Université Bordeaux I (2001).
- [Courjaud, 02a] "Diode pumped multikilohertz Yb:KGW femtosecond amplifier", A. Courjaud, R. Maleck-Rassoul, N. Deguil, C. Hönninger, and F. Salin in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 73, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of American, Washington DC, 2002), pp 62-63 (2002).
- [Courjaud, 02b] "High power diode-pumped Yb:KGW ultrafast laser", A. Courjaud, N. Deguil, and F. Salin in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 73, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2002)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of American, Washington DC, 2002), pp 501-502 (2002).
- [Deka, 92] "Laser performance of $\text{Cr}^{4+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ", C. Deka, B. H. T. Chai, Y. Shimony, X. X. Zhang, E. Munin, and M. Bass, *Applied Physics Letters*, 61, 2141-2143 (1992).
- [Dekker, 01] "1.1 W CW self-frequency-doubled diode-pumped Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser", P. Dekker, J. M. Dawes, J. A. Piper, Y. Liu, and J. Wang, *Optics Communications*, 195, 431-436 (2001).
- [DeLoach, 93] "Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications", L. D. DeLoach, S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and W. F. Krupke, *IEEE J. of Quant. Electr*, 29, 1179-1191 (1993).

- [Druon, 00] "Generation of 90-fs pulses from a mode-locked diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdO}(\text{BO}_3)_3$ laser", F. Druon, F. Balembois, P. Georges, A. Brun, A. Courjaud, C. Hönninger, F. Salin, A. Aron, F. Mougél, G. Aka, and D. Vivien, *Optics Letters*, 25, 423-425 (2000).
- [Druon, 02] "Apatite-structure crystal, $\text{Yb}^{3+}:\text{SrY}_4(\text{SiO}_4)_3\text{O}$, for the development of diode-pumped femtosecond lasers", F. Druon, S. Chénais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, P. H. Haumesser, B. Viana, D. Vivien, S. Dhellemmes, V. Ortiz, and C. Larat, *Optics Letters*, 27, 1914-1916 (2002).
- [Druon, 02b] "Diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{Sr}_3\text{Y}(\text{BO}_3)_3$ femtosecond lasers", F. Druon, S. Chenais, P. Raybaut, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, G. Aka, B. Viana, S. Mohr, and D. Kopf, *Optics Letters*, 27, 197-199 (2002).
- [Druon, 03] "Laser crystals for the production of ultra-short laser pulses", F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, *Ann. Chim. Sci. Mat.*, 28, 47-72 (2003).
- [Erhard, 01] "High power $\text{Yb}:\text{KGW}$ and $\text{Yb}:\text{KYW}$ thin disk laser operation", S. Erhard, J. Gao, A. Giesen, K. Contag, A. A. Lagatsky, A. Abdolvand, N. V. Kuleshov, J. Aus der Au, G. J. Spühler, F. Brunner, R. Paschotta, and U. Keller, in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 56, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2001)*, Technical Digest, Postconference Edition (Optical Society of American, Washington DC, 2001), pp 333-334 (2001).
- [Etzel, 62] "Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium activated silicate glass", H. W. Etzel, H. W. Gandy, and R. J. Ginther, *Applied Optics*, 1, 534-536 (1962).
- [Fan, 87] "Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm $\text{Nd}:\text{YAG}$ laser", T. Y. Fan, and R. L. Byer, *IEEE J. of Quant. Electr.*, 23, 605-612 (1987).
- [Fan, 95] "Diode-Pumped solid-state lasers", T. Y. Fan, 163-193, in "Laser sources and applications", ed. A. Miller, D. M. Finlayson (1995).
- [Gaumé, 00] "Spectroscopic properties and laser performances of $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, a new infrared laser material", R. Gaumé, P. H. Haumesser, B. Viana, G. Aka, D. Vivien, E. Scheer, P. Bourdon, B. Ferrand, M. Jacquet, and N. Lenain, in *OSA Trends in Optics and Photonics - Advanced Solid-State Laser*, H. Injeyan, U. Keller, and C. Marshall editors, Vol.34, 469-474, Optical Society of America, Washington DC (2000).
- [Gaumé, 02] "Relations structures - propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion", Romain Gaumé, Thèse de doctorant de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2002).

- [Gaumé, 02b] "Optical and laser properties of Yb:Y₂SiO₅ single crystals and discussion of the figure of merit relevant to compare ytterbium-doped materials", R. Gaumé, P. H. Haumesser, B. Viana, D. Vivien, B. Ferrand, and G. Aka, *Optical Materials*, 19, 81-88 (2002).
- [Gaumé, 03] "A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals", R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, J.-P. Roger, and D. Fournier, *Applied Physics Letters*, 83, 1355-1357 (2003).
- [Goncharov, 04] "Absolute frequency measurement of the iodine-stabilized Ar⁺ laser at 514.6 nm using a femtosecond optical frequency comb", A. Goncharov, A. Amy-Klein, O. Lopez, F. Du Burck, and C. Chardonnet, *Appl. Phys. B*, 78, 725-731 (2004).
- [Haumesser, 00] "Elaboration par croissance Czochralski, caractérisation spectroscopique et propriétés laser de monocristaux dopés à l'ytterbium", Paul-Henri Haumesser, Thèse de doctorant de l'Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2000).
- [Haumesser, 02] "Determination of laser parameters of ytterbium-doped oxide crystalline materials", P. H. Haumesser, R. Gaumé, B. Viana, and D. Vivien, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19-10, 2365-2375 (2002).
- [Heumann, 02] "Diode-pumped continuous-wave green upconversion lasing of Er³⁺:LiLuF₄ using multipass pumping", E. Heumann, S. Bär, H. Kretschmann, and G. Huber, *Optics letters*, 27, 1699-1701 (2002).
- [Honea, 00] "High-power dual-rod Yb:YAG laser", E. C. Honea, R. J. Beach, S. C. Mitchell, J. A. Skidmore, M. A. Emanuel, S. B. Sutton, S. A. Payne, P. V. Avizonis, R. S. Monroe, and D. G. Harris, *Optics Letters*, 25, 808-810 (2000).
- [Hönninger, 98] "Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb:Glass lasers", C. Hönninger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L. R. Brovelli, and C. Harder, *Optics Letters*, 23, 126-128 (1998).
- [Jacquemet, 04] "First diode-pumped Yb-doped solid-state laser continuously tunable between 1000 and 1010 nm", M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, and B. Ferrand, *Applied Physics B*, 78, 13-18 (2004).
- [Jacquemet, 05a] "Efficient laser action of Yb:LSO and Yb:YSO oxyorthosilicates crystals under high-power diode-pumping", M. Jacquemet, C. Jacquemet, N. Janel, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, B. Viana, D. Vivien, and B. Ferrand, *Applied Physics B* 80, 171-176 (2005).

- [Jacquemet, 05b] "Blue-green single-frequency laser based on intracavity frequency doubling of a diodepumped Ytterbium-doped laser", M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, and B. Ferrand, *Optics Express* 13, 2345-2350 (2005).
- [Kisel, 04] "Luminescence lifetime measurements in Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂", in *OSA Trends in Optics Photonics Series - Advanced Solid State Photonics 2004*, WB7 (on CD-ROM), Santa Fe 2004.
- [Kisel, 04] "Spectroscopy and continuous-wave diode-pumped laser action of Yb³⁺:YVO₄", V. E. Kisel, A. E. Troshin, N. A. Tolstik, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, V. N. Matrosov, T. A. Matrosova, and M. I. Kupchenko, *Optics Letters*, 29, 2491-2493 (2004).
- [Klopp, 02] "Passively mode-locked Yb:KYW laser pumped by a tapered diode laser", P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, and G. Erbert, *Optics Express*, 10, 108-113 (2002).
- [Klopp, 03] "Continuous-wave lasing of a stoichiometric Yb laser material: KYb(WO₄)₂", P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, V. Nesterenko, V. Nikolov, M. Marinov, M. A. Bursukova, and M. Galan, *Optics Letters*, 28, 322-324 (2003).
- [Kränkel, 04] "Continuous wave laser operation of Yb³⁺:YVO₄", C. Kränkel, D. Fagundes-Peters, S.T. Fredrich, J. Johannsen, M. Mond, G. Huber, M. Bernhagen, R. Uecker, *Applied Physics B*, 79, 543-546 (2004).
- [Krupke, 00] "Ytterbium solid-state lasers - the first decade", W. F. Krupke, *IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electr.*, 6, 1287-1296 (2000).
- [Lacovara, 91] "Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser", C. Lacovara, H. Choi, C. Wang, R. Aggarwal, T. Y. Fan, *Optics Letters*, 16, 1089-1091 (1991).
- [Lagatsky, 99] "Diode-pumped CW lasing of Yb:KYW and Yb:KGW", A.A. Lagatsky, N.V. Kuleshov, V.P. Mikhailov, *Optics Communications*, 165, 71-75 (1999).
- [Li, 93] "Efficient 2.05 μ m room temperature Y₂SiO₅:Tm³⁺ cw laser", C. Li, R. Moncorgé, J. C. Souriau, and Ch. Wyon, *Optics Communications*, 101, 356-360 (1993).
- [Li, 94] "Room temperature CW laser action of Y₂SiO₅:Yb³⁺, Er³⁺ at 1.57 μ m", C. Li, R. Moncorgé, J.C. Souriau, C. Borel, and C. Wyon, *Optics Communications*, 107, 61-64 (1994).
- [Lot-Oriel] http://www.lot-oriel.com/pdf/all/scheibenlaser_en.pdf
- [Lucca, 04] "High-power diode-pumped Yb³⁺:CaF₂ femtosecond laser", A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J. L. Doualan, and R. Moncorgé, *Optics Letters*, 29, 2767-2769 (2004).

- [Métrat, 99] "Nucleation, morphology and spectroscopic properties of Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ crystals grown by the top nucleated floating crystal method", G. Métrat, M. Boudeulle, N. Muhlstein, A. Brenier, G. Boulon, Journal of Crystal Growth, 197, 883-888 (1999).
- [Nakazawa, 70] "Cooperative luminescence in YbPO₄", E. Nakazawa, and S. Shionoya, Physical Review Letters, 25, 1710-1712 (1970).
- [NIF-LLNL] http://www.llnl.gov/str/pdfs/09_96.1.pdf
- [Paschke, 04] "Nearly-diffraction limited 980nm tapered diode lasers with an output power of 6.7 W", K. Paschke, B. Sumpf, F. Dittmar, G. Erbert, J. Fricke, A. Knauer, S. Schwertfeger, H. Wenzel, and G. Tränkle, Conf. Dig. 19th ISLC, Matsue/Japan, IEEE 2004, pp. 43-44, September 2004.
http://www.fbhberlin.de/english/ver04/ISLC_paschke.pdf
- [Payne, 94] "Ytterbium-doped apatite-structure crystals: a new class of laser materials", S. A. Payne, L. D. DeLoach, L. K. Smith, W. L. Kway, J. B. Tassano, W. F. Krupke, B. H.T. Chai, and G. Loutts, J. Appl. Phys., 76, 497-503 (1994).
- [Peters, 02] "Growth of high-melting sesquioxides by the heat exchanger method", V. Peters, A. Bolz, K. Petermann, G. Huber, Journal of Crystal Growth, 237-239, 879-883 (2002).
- [Petit, 05] "Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄", J. Petit, P. Goldner, and B. Viana, Optics Letters, 30, 1345-1347 (2005).
- [Petit, 05b] Travaux de thèse de Doctorat de Johan Petit menés au LCAES-ENSCP Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2005).
- [Raybaut, 03] "Directly diode-pumped Yb³⁺:SrY₄(SiO₄)₃O regenerative amplifier", P. Raybaut, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, and D. Vivien, Optics Letters, 28, 2195-2197 (2003).
- [Risk, 88] "Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses", J. Opt. Soc. Am. B, 5, 1412-1423 (1988).
- [Sc. Mat. Corp.] www.scientificmaterials.com
- [Shirakawa, 03] "Diode-pumped mode-locked Yb³⁺:Y₂O₃ ceramic laser", A. Shirakawa, K. Takaichi, H. Yagi, J-F. Bisson, J. Lu, M. Musha, K. Ueda, T. Yanagitani, T. S. Petrov, A. A. Kaminskii, Optics Express, 11, 2911-2916 (2003).
- [Siegman, 86] "Lasers", A. E. Siegman, University science Books, Mill Valley (1986).

- [Stewen, 00] "Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power", C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, and K. Contag, in OSA Trends in Optics and Photonics - Advanced Solid-State Laser 2000, H. Injeyan, U. Keller, and C. Marshall editors, Vol. 34, 35-41, Optical Society of America, Washington DC, 2000.
- [Stewen, 00] "Yb:YAG thin disk laser with 1 kW output power", C. Stewen, M. Larionov, A. Giesen, and K. Contag, in OSA Trends in Optics and Photonics - Advanced Solid-State Laser, H. Injeyan, U. Keller, and C. Marshall editors, Vol. 34, 35-41, Optical Society of America, Washington DC, 2000.
- [Taira, 97] "Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers", T. Taira, W. M. Tulloch, and R. L. Byer, *Applied Optics*, 36, 1867-1874 (1997).
- [Thibaut, 05] "Very Efficient Diode-Pumped Yb³⁺:Y₂SiO₅ and Yb³⁺:Lu₂SiO₅ Femtosecond Laser", F. Thibault, D. Pelenc, F. Druon, M. Jacquemet, F. Balembois, and P. Georges, CLEO US 2005, Baltimore, CFB1 (2005).
- [Viana, 04] "Spectroscopic investigation of the laser materials Yb³⁺:RE₂SiO₅, RE = Y, Sc, Lu", B. Viana, D. Vivien, P. Loiseau, S. Jandl, and S. Campos, in Solid-State Lasers Proceeding of SPIE Photonics Europe 2004, 48, paper 5460-48 (2004).
- [Vivien, 03] "Crystal growth, optical spectroscopy and laser experiments on new Yb³⁺-doped borates and silicates", D. Vivien, and P. Georges, *Optical Materials*, 22, 81-83 (2003).
- [Wang, 99] "Growth and evaluation of ytterbium-doped yttrium aluminum borate as a potential self-doubling laser crystal", P. Wang, J. M. Dawes, P. Dekker, D. S. Knowles, J. A. Piper, and B. Lu, *J. Opt. Soc. Am. B*, 16, 63-69 (1999).
- [Weber, 05] "5 W high-efficiency high-brightness tapered diode lasers at 980 nm", J. Weber, M. T. Kelemen, M. Mikulla and G. Weimann, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO Europe 12-17 June 2005, Munich, Germany (2005).
- [Yiou, 03] "Développement de sources lasers solides de forte luminance autour de 980 nm", Sylvie Yiou, Thèse de doctorant de l'Université Paris-Sud XI (2003).
- [Yiou, 05] "Numerical modeling of a continuous-wave Yb-doped bulk crystal laser emitting on a three-level laser transition near 980 nm", S. Yiou, F. Balembois, and P. Georges, *J. Opt. Soc. Am. B*, 22, 572-581 (2005).
- [Zaouter, 05] "47-fs diode-pumped Yb³⁺:CaGdAlO₄ laser", Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. Lucas Leclin, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, B. Viana, *Accepté pour publication dans Optics Express* (2005).

Chapitre C :

Lasers à base de semiconducteurs.

C- Chapitre C : Lasers à base de semiconducteurs.

Ce chapitre traite de la deuxième solution que nous avons identifiée et choisie pour réaliser un laser émettant un rayonnement monomode longitudinal à 501,7 nm, à savoir l'utilisation d'un milieu amplificateur semiconducteur, dans lequel le gain est créé par pompage optique. La structure semiconductrice amplificatrice est formée d'un miroir de Bragg très réfléchissant (multicouches de AlAs-GaAs), jouant le rôle d'un des miroirs de cavité, et d'un empilement de couches de GaAs-InGaAs formant des puits quantiques, dans lesquels le gain laser sera créé par pompage optique. Cet élément est utilisé en cavité externe en ajoutant des miroirs classiques avec traitements diélectriques pour former le résonateur (figure C-1).

La première démonstration expérimentale de VECSELs pompés optiquement par diode laser et fonctionnant à haute puissance ($>0,5W$) avec une très bonne qualité de faisceau a été réalisée par Kuznetsov et al. [Kuznetsov, 97].

Comme pour les sources à base de cristaux dopés ytterbium pompés par diode, l'émission laser se fera dans l'infrarouge autour de 1003 nm et sera ensuite doublée en fréquence dans un cristal non linéaire de $KNbO_3$ pour atteindre le bleu-vert. On rappelle sur la figure suivante le schéma général du laser à base de semiconducteurs pompés optiquement, qui a été défini après les réflexions menées dans le chapitre A (reprise de la figure A-23).

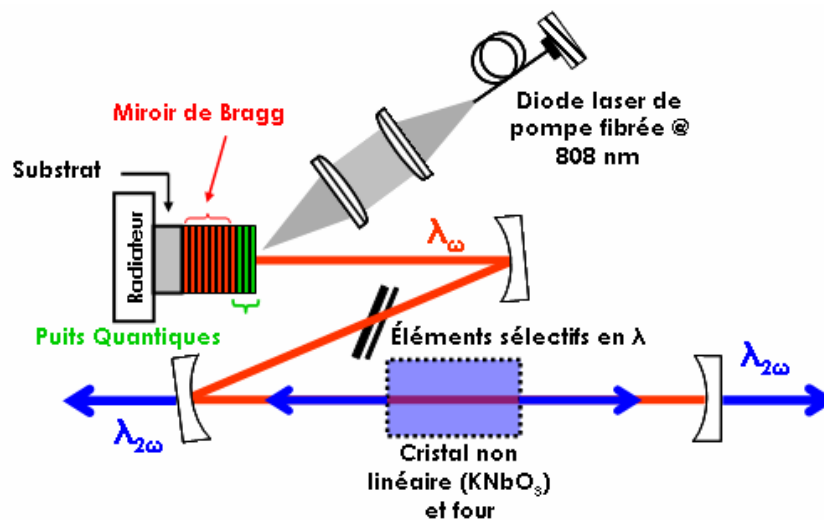


Figure C-1 : Schéma de principe du laser à base de semiconducteurs pompés optiquement dont le rayonnement infrarouge est doublé en fréquence intracavité.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, on retrouve ce type de lasers sous plusieurs dénominations anglosaxonnes, VECSEL ("Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser"), VECSL ("Vertical-External-Cavity Semiconductor Laser"), OP-VCSEL ("Optically Pumped- Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser"), OPS-L ("Optically Pumped Semiconductor Laser") ... et bien d'autres. Tout au long de ce chapitre, lorsque nous parlerons du laser complet, nous essaierons d'utiliser toujours la même dénomination : nous parlerons de OPSL pour "Optically Pumped Semiconductor Laser" (Laser à Semiconducteur Pompé Optiquement). Lorsque nous parlerons spécifiquement de la structure semiconductrice elle-même, nous emploierons souvent le terme $\frac{1}{2}$ VCSEL se référant à une moitié de structure utilisées dans les lasers VCSEL pompés électriquement à cavité verticale et à émission par la

surface (zone active à puits quantiques prise en sandwich entre deux miroirs de Bragg - Voir l'Encadré A.1).

Cet axe de recherche, pour ces travaux en particulier et plus largement au sein de l'équipe ELSA, a été initié fin 2003 et s'est fait en collaboration avec A. Garnache du Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²) et, I. Sagnes, M. Strassner (post-doctorant) et J. Dion (doctorante) du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis. Le développement des structures semiconductrices a été réalisé par A. Garnache, I. Sagnes et M. Strassner, la croissance, réalisée au LPN, par I. Sagnes et M. Strassner, alors que la technique de report des structures pour une meilleure évacuation thermique a été développée et réalisée par J. Dion au cours de ses travaux de thèse. Outre, le développement du laser dont nous parlerons ici, notre rôle a été le test de différentes structures afin d'identifier les plus adéquates pour les applications visées.

L'avantage incomparable que présente ce type de structures à semiconducteurs est le large choix des longueurs d'ondes accessibles, à travers l'ingénierie de la conception des structures et des composés utilisés.

Nous commencerons, dans une première partie, par traiter des principaux aspects théoriques et techniques nécessaires à la compréhension de ces travaux. Pour cela, nous nous baserons directement sur la structure utilisée pour ces travaux en présentant sa composition, du miroir de Bragg aux puits quantiques. De plus, nous mentionnerons régulièrement à travers de petits encadrés, diverses techniques alternatives proposées dans la littérature pour ces structures semiconductrices actives. Ces encadrés ne sont pas nécessaires à la compréhension générale du fonctionnement de ce type de laser, mais permettent de mettre en lumière les nombreuses "astuces" ou techniques pour améliorer certains facteurs limitant.

Cette première partie nous mènera naturellement au problème de la thermique dans ce type de structures, limitation principale à la montée en puissance. Nous présenterons alors les différentes techniques utilisées pour évacuer efficacement la chaleur générée dans la zone active. Nous insisterons sur la technique de report et de collage développée au LPN et mise en œuvre sur les structures utilisées lors de ces travaux. Les améliorations apportées seront validées par des résultats expérimentaux lasers, ainsi que par des images thermiques.

Enfin, dans une troisième partie, nous présenterons les réalisations expérimentales menées pendant cette thèse. Nous commencerons par les résultats obtenus dans l'infrarouge autour de 1003 nm en régime multimode longitudinal, pour finir par les résultats dans le visible en régime monomode longitudinal.

C-I Quelques éléments théoriques :

Nous introduisons dans cette partie les principes généraux du fonctionnement laser des OPSL. La structure développée par le LPN et le CEM² et que nous avons utilisée dans nos sources laser sera prise comme exemple. Cela nous permettra de présenter les deux composants principaux de ces structures, le miroir de Bragg et la zone active à puits quantiques. Nous discuterons leurs rôles et présenterons diverses architectures proposées et utilisées dans la littérature dans de petits encadrés.

Les gammes de longueurs d'ondes d'émission accessibles sont déterminées par les composés semiconducteurs utilisés dans l'élaboration des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL. Autour de 1 μm ,

et plus précisément dans une gamme s'étendant entre environ 960 et 1040 nm, ce sont toujours des miroirs de Bragg en AlAs/AlGaAs qui sont utilisés, mais les puits quantiques sont en InGaAs et les barrières en GaAs [Tropper, 04]. Dans ce cas, le désaccord de maille entre les puits et les barrières induit des contraintes en compression sur les puits.

C-I.1 Détails des structures utilisées :

La structure semiconductrice utilisée dans les OPSL correspond donc à un $\frac{1}{2}$ VCSEL classique, c'est-à-dire un miroir de Bragg et une zone active composée de barrières et de puits quantiques. La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est ensuite mise en cavité externe, c'est-à-dire que le résonateur laser est complété par un ou des miroirs diélectriques classiques. La taille du mode fondamental TEM_{00} oscillant dans la cavité peut alors être choisie en fonction de la taille du mode de pompe utilisé.

La figure C-2 ci-dessous représente la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL utilisée lors de nos travaux. On y retrouve le substrat (d'épaisseur environ 300 μm), le miroir de Bragg, la zone active composée des barrières (en gris) et de 5 puits quantiques d'épaisseur 8 nm (en noir). Comme nous le verrons par la suite, nous avons utilisé des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL épitaxiés sur substrat de GaAs ou reportées sur des substrats de Si ou de SiC pour améliorer l'évacuation thermique.

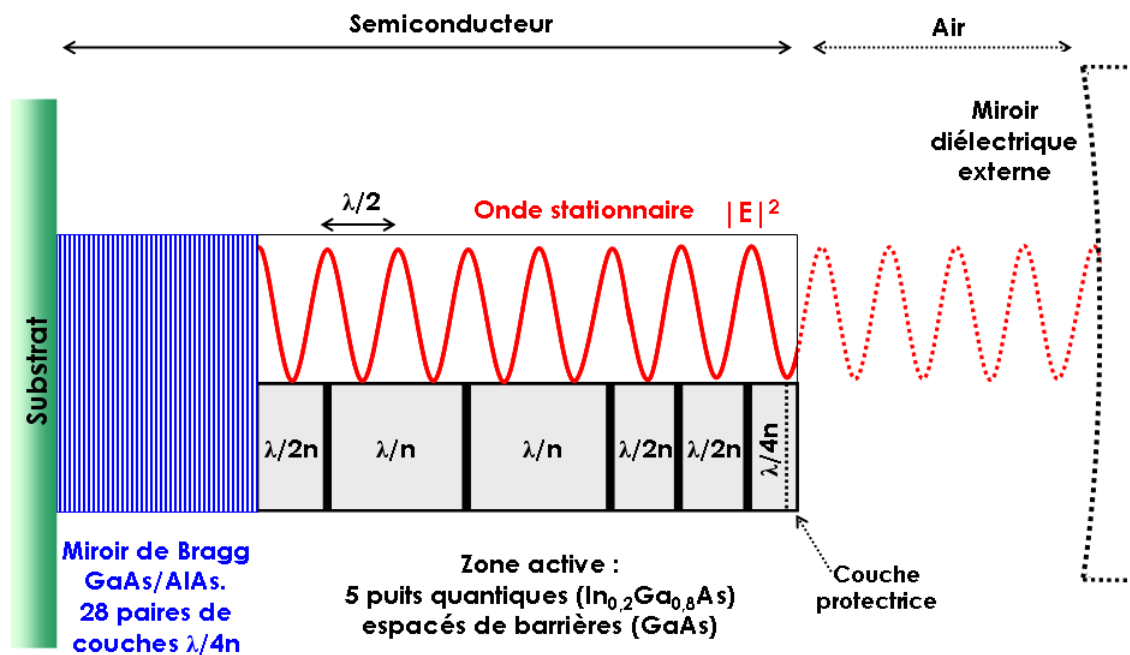


Figure C-2 : Schéma de la structure semiconductrice à puits quantiques utilisée lors de ces travaux. L'onde laser stationnaire de la cavité linéaire fermée par un miroir diélectrique externe est représentée et n correspond à l'indice de réfraction du semiconducteur considéré. Les échelles ne sont pas respectées.

En traits pointillés est schématisé le miroir externe diélectrique dans le cas d'un résonateur à deux miroirs. On a aussi représenté le carré du module du champ électrique de l'onde stationnaire laser oscillant dans la cavité. Enfin, il faut noter la présence, au niveau de l'interface semiconducteur-air, d'une fine couche de 30 nm de AlAs, permettant le confinement des porteurs de charges à l'intérieur la structure, et d'une couche de protection de 8 nm de GaAs empêchant l'oxydation de l'aluminium. Ces deux couches sont représentées sur la figure C-2 par la couche protectrice.

Notons que ces structures n'ont pas été spécialement conçues dans le but d'obtenir une émission monomode longitudinale à 1003 nm, mais plutôt pour obtenir des spectres larges et une émission accordable autour de 1 μm .

Ce genre de design a initialement été proposé par A. Garnache pour être appliquée à la spectroscopie haute sensibilité par absorption laser intracavité (ICLAS "IntraCavity Laser Absorption Spectroscopy") [Garnache, 99]. Le spectre large est alors mis à profit pour sonder simultanément des transitions atomiques et moléculaires sur plusieurs nanomètres. Couplé à un système de détection spectrométrique performant, tel qu'un spectromètre à transformée de Fourier résolu en temps, ce type de source permet de sonder des gaz avec de très bonnes résolutions [Picqué, 03].

C'est ce même type de structure et de conception qui a été utilisé pour obtenir des impulsions de durée inférieure à 500 fs grâce au spectre large ainsi obtenu [Garnache, 02].

C-I.1.a Le miroir de Bragg :

Le miroir de Bragg est constitué de 28 paires de couches de AlAs (indice bas) et de GaAs (indice haut) d'épaisseur $\lambda/4n$ (où n est l'indice du semiconducteur). L'épaisseur des couches est choisie pour que le miroir soit hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser λ_L de travail. C'est le contraste d'indice entre les couches de haut indice (GaAs) et de bas indice (AlAs) qui influe sur la réflectivité du miroir de Bragg et sur le nombre de couches nécessaire pour atteindre une certaine réflectivité. Plus le contraste d'indice est fort et plus le nombre de couches à utiliser, pour atteindre une réflectivité donnée, sera petit. La largeur de bande du miroir de Bragg est elle-aussi dictée par le contraste d'indices entre les couches. Plus le contraste est élevé et plus la largeur de la bande de réflectivité sera importante. Il est donc préférable d'utiliser une superposition de couches d'indices très différents. Les réflectivités typiquement mesurées pour nos structures sont supérieures à 99,5% sur une largeur de bande d'environ 100 nm centrée à la longueur d'onde laser. Enfin, grâce au bon accord de maille entre les composés GaAs et AlAs, la zone active est épitaxiée directement sur le miroir de Bragg. La bande de réflectivité des miroirs de Bragg est légèrement sensible aux variations de température. Elle se décale vers les hautes longueurs d'ondes avec un taux d'environ 0,1 nm.K⁻¹ dû à la dilatation des couches.

Dans certains cas, il peut être intéressant d'utiliser un miroir de Bragg double bande (Encadré C.1)

Encadré C.1 - Miroirs de Bragg double bande :

Dans certains cas, afin d'améliorer l'efficacité du pompage optique, le miroir de Bragg est conçu pour être réfléchissant à la longueur d'onde laser, mais aussi à la longueur d'onde de pompe [Gerster, 03], [Calvez, 02]. Il faut alors prendre en compte le fait que le pompage optique se fait généralement hors de l'axe de la cavité, sous un angle d'incidence de plusieurs dizaine de degrés (typiquement 45°). Le miroir double bande doit alors être conçu pour être haute réflexion à λ_L pour l'incidence normale et haute réflexion à λ_P pour une incidence de 45°. Ce genre de miroir de Bragg peut être intéressant à utiliser dans le cas de zones actives dont l'épaisseur de barrières n'absorbe pas en totalité le faisceau de pompe. Cependant, il est plus délicat à faire croître de façon précise.

C-I.1.b Géométrie de la zone active - Structures résonantes et antirésonantes :

Les puits quantiques sont toujours positionnés entre les barrières de telle sorte que le champ de l'onde laser y soit maximum. Hormis pour la dernière barrière proche de l'interface semiconducteur-air, l'épaisseur des barrières est alors multiple de $\lambda/2n$ où λ est la longueur d'onde d'émission et n l'indice de réfraction du semiconducteur ($n \approx 3-3,5$). Cette géométrie forme ce qui est communément appelée une structure à gain périodique résonant⁵¹ ("RPG structure" pour Resonant Periodic Gain structure) [Raja, 89] [Corzine, 89]. Introduite pour les VCSEL (lasers à semiconducteur en cavité monolithique pompés optiquement ou électriquement) à la fin des années 1980, elle permet d'améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain (les puits quantiques) et l'onde laser. Le gain du mode laser est alors le produit du gain des puits quantiques par un facteur Γ illustrant le recouvrement spatial des puits avec l'onde stationnaire. On a :

$$\Gamma = \frac{2}{N_{QW}} \sum_{i=1}^{N_{QW}} \cos^2 \left(\frac{2\pi n}{\lambda} \cdot z_i \right) \quad (\text{Équation C-1})$$

où N_{QW} est le nombre de puits quantiques, n est l'indice de réfraction du puits à la longueur d'onde d'émission λ et z_i la position de chaque puits, multiple de $\lambda/2n$. Ce facteur peut valoir 2 au maximum si les puits sont parfaitement positionnés, ce qui augmente d'autant le gain laser [Kuznetsov, 99].

Si l'épaisseur totale de la zone active (en gris) est multiple de $\lambda/2n$, du fait du fort contraste d'indice de réfraction entre le semiconducteur et l'air, une cavité résonante Fabry-Perot de faible finesse est formée entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air. On parle alors de structure résonante. L'intervalle spectral libre de l'étalon équivalent ainsi formé est de l'ordre de 30 à 60 nm suivant l'épaisseur de la structure, à comparer avec la largeur spectrale de gain des puits d'environ 20 nm à mi-hauteur. Cette sous-cavité a un effet de sélection spectrale qui réduit sensiblement la largeur de raie laser et la bande d'accordabilité

De plus, elle a pour effet d'augmenter le gain effectif des puits vu depuis la cavité externe, puisque les photons laser font de multiples allers-retours dans la sous-cavité avant de ressortir vers le miroir externe (On a en fait une augmentation du module du champ électrique au carré $|E|^2$ au niveau des puits quantiques : $|E|^2 \approx 4$, où $|E|^2$ est normalisé à 1 lorsqu'il n'y a pas de résonance, i.e. avec un antireflet). Cette géométrie est principalement utile dans le cas de structures à faible gain (i.e. faible nombre de puits). Une limitation de ce type de structure est que, lorsque la température de la zone active augmente, la longueur d'onde de résonance de la sous-cavité se décale vers le rouge avec un taux d'environ $0,1 \text{ nm.K}^{-1}$ (à cause de la dilatation des couches et des variations d'indice). Il faut alors anticiper ce décalage par rapport au décalage de la longueur d'onde de gain maximum qui vaut environ $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$ (et que nous verrons par la suite), pour que les deux longueurs d'ondes

⁵¹ Attention à ne pas confondre avec l'effet de résonance éventuelle de la sous-cavité formée par la zone active semiconductrice. Ce terme de Resonant Periodic Gain structure peut prêter à confusion. Il est utilisé pour exprimer le fait que le gain sera important pour les longueurs d'ondes proches de λ (la longueur d'onde de conception). Les longueurs d'ondes différentes de λ ne verront pas les puits quantiques au maximum de leur champ et le gain sera alors fortement diminué.

coincident pour une puissance de pompe maximale, afin d'extraire un maximum de puissance laser [Kuznetsov, 99]. Les effets thermiques sont alors délicats à gérer.

Pour atténuer l'effet de filtrage spectral qui rétrécit la bande spectrale d'accordabilité et la largeur de raie, cette géométrie est souvent utilisée avec un traitement antireflet (Si_3N_4) à l'interface semiconducteur-air (La valeur de $|E|^2$ au niveau des puits est alors normalisée à 1 dans ce cas [Garnache, 00]). Le gain effectif est alors diminué par rapport à la sous-cavité résonante précédente. Cependant, cette diminution du gain effectif n'est pas critique puisqu'il suffit d'ajuster la transmission du coupleur de sortie pour extraire un maximum de puissance. On peut quand même noter que le coefficient de réflexion résiduel à l'interface implique un léger effet Fabry-Perot et donc un effet de filtrage spectral résiduel. Cette configuration est l'une des plus utilisée pour des OPSL de puissance, accordables ou fonctionnant en mode impulsionnel [Kuznetsov, 99] [Lutgen, 03] [Häring, 02].

Dans le cas où la longueur totale de la zone active est différente d'un multiple de $\lambda/2n$, on parle de structure (quasi-)antirésonante. Cependant, les puits quantiques sont toujours placés au maximum du champ de l'onde stationnaire formée par la cavité externe (voir figure C-2). La dernière barrière a une épaisseur d'environ $\lambda/4n$, au lieu de $\lambda/2n$ pour la résonance. La sous-cavité n'étant pas résonante (pas même un effet Fabry-Perot résiduel), l'intensité du champ $|E|^2$ au pic est réduite ($|E|^2 \approx 0,5$) et le gain effectif des puits quantiques est alors diminué. Cependant, l'avantage est que la bande d'accordabilité est encore élargie [Garnache, 00], laissant plus de souplesse pour le choix de la longueur d'onde d'émission. L'inconvénient est un gain plus faible, limitant les pertes optiques que l'on est autorisé à insérer dans la cavité.

Dans notre cas, nous bénéficions de ce type de structures semiconductrices quasiment antirésonantes pour la longueur d'onde laser (voir figure C-2).

C-I.2 Principes de fonctionnement de la zone active :

Pour émettre autour de $1\ \mu\text{m}$, la zone active est donc la superposition de couches de GaAs, les barrières, et de $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ (que l'on simplifiera souvent par InGaAs), correspondant aux puits quantiques (voir figure C-2).

L'énergie potentielle des électrons dans le InGaAs est plus faible que dans le GaAs. Lorsqu'une fine couche ($\approx 10\ \text{nm}$) de InGaAs est épitaxiée entre deux couches de GaAs, les niveaux énergétiques des électrons dans la zone de InGaAs se discrétisent, formant un puits quantique. La figure C-3 schématise un puits quantique (QW) et son fonctionnement.

Les électrons (ronds noirs) et les trous (défauts d'électrons représentés par des ronds blancs) sont créés dans les bandes de valence et de conduction par absorption des photons de pompe dans les barrières. Les électrons et les trous migrent ensuite dans les puits quantiques où ils se recombinent en émettant des photons qui sont amplifiés par émission stimulée. Une part des recombinaisons électrons-trous se fait aussi de façon non radiative, déposant ainsi de la chaleur dans la structure.

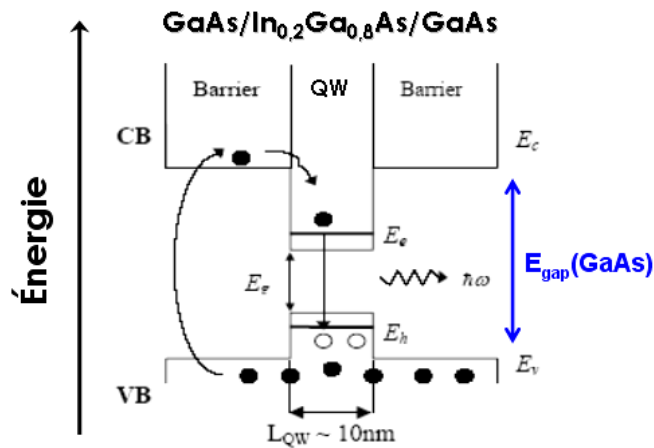


Figure C-3 : Représentation schématique d'un puits quantique (QW) et de son fonctionnement (tiré de [Garnache, 99]).

Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières si leur énergie est supérieure à l'énergie de gap (E_{Gap}) des électrons dans les barrières. Pour le GaAs cette énergie de gap est d'environ 1,42 eV, correspondant à une longueur d'onde de 870 nm ($\lambda(\mu\text{m}) = 1,24/E_{\text{Gap}}(\text{eV})$). On utilise alors des diodes laser de pompe à 808 nm. La bande d'absorption étant très large, le choix de la longueur d'onde de pompe n'est pas critique contrairement au cas de nombreux cristaux, tels que les cristaux dopés ytterbium utilisés dans la partie précédente. De plus, le coefficient d'absorption linéique du GaAs est de l'ordre de 10000 cm^{-1} , si bien que le faisceau de pompe est absorbé efficacement sur de petites épaisseurs de barrières de l'ordre du micromètre. Il n'y a alors pas de problème de recouvrement spatial entre les faisceaux de pompe et de cavité. Cette forte absorption peut même conduire à une inhomogénéité significative des densités de porteurs dans les puits si ces derniers sont trop éloignés les uns des autres, i.e. si les barrières sont trop épaisses (Encadré C.2).

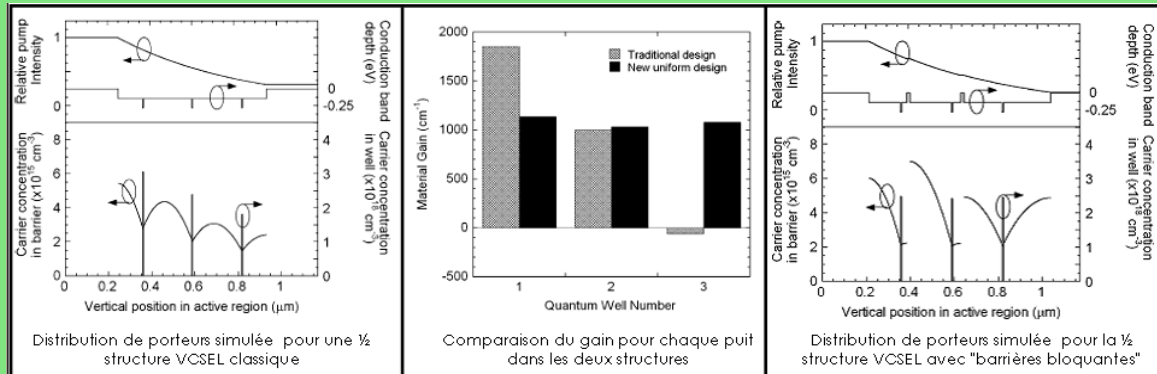
Il faut de plus noter que les puits quantiques ont eux aussi un coefficient d'absorption linéique élevé, mais leur épaisseur étant bien moindre, leur contribution à l'absorption est faible. Cependant, il est possible de mettre à profit cette absorption pour diminuer le défaut quantique et ainsi diminuer la charge thermique dans le semiconducteur (Voir l'encadré C-3 et les parties suivantes).

L'absorption du faisceau de pompe se fait donc sur l'épaisseur de la zone active de quelques micromètres. Le défaut quantique, différence d'énergie entre un photon de pompe (pour nous à 808 nm) et un photon laser (à 1000 nm), ainsi que les recombinaisons non radiatives dans les puits et dans les barrières sont autant de sources de chaleurs qui augmentent la température de la zone active. Or, le gain des puits quantiques, la largeur du gain, l'efficacité quantique, ou encore la longueur d'onde du maximum du gain laser, sont très sensibles à la température et à la densité de porteurs. Notamment, le gain maximum diminue lorsque la température augmente et la longueur d'onde de maximum du gain se décale vers les hautes longueurs d'ondes avec un taux d'environ $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$.

La gestion des effets thermiques dans les OPSL est donc un point crucial pour la montée en puissance de ces lasers, comme nous le verrons par la suite.

Encadré C.2 - Structures à "barrières bloquantes" :

La décroissance exponentielle de la puissance de pompe par absorption dans la structure entraîne une répartition inhomogène des porteurs de charges dans les puits, ce qui peut être un effet limitant pour une émission efficace des structures. Une technique proposée récemment pour des VCSEL (zone active à multipuits quantiques entre deux miroirs de Bragg) pompés optiquement et fonctionnant à 1,5 μm , consiste à intégrer, à des positions bien déterminées dans les barrières, des couches bloquant la migration des porteurs de charges [Geske, 04]. La répartition des porteurs dans les puits peut alors être contrôlée ce qui permet une excitation plus homogène (voir figure ci-dessous).



Distribution des porteurs de charges dans les puits quantiques pour une 1/2 structure VCSEL conventionnelle et pour une 1/2 structure VCSEL avec "barrières bloquantes" de porteurs pour homogénéiser la densité de porteurs dans chaque puits quantique. Tiré de [Geske, 04].

Avec cette technique, les auteurs ont démontré une augmentation d'un facteur 1,4 environ de la puissance laser extraite à 1,5 μm . Certes, les puissances de pompe utilisées d'environ 20 mW ne permettaient de produire que des puissances inférieures au milliwatt. Cependant, ces résultats concernent des lasers à multipuits quantiques monolithiques, et non pas en cavité externe, ce qui impose des modes laser plus petits et donc des puissances réduites.

Au sein de la zone active, pour une émission autour de 1 μm , la différence d'accord de maille entre les barrières (GaAs) et les puits quantiques (InGaAs) induit des contraintes en compression sur les puits quantiques. L'épaisseur et les proportions exactes des composés des puits quantiques permettent de choisir la longueur d'onde de gain maximum. Autour de 1 μm , plus on cherche à augmenter la longueur d'onde d'émission et plus il faut augmenter la proportion d'indium. Le désaccord de maille entre les barrières et les puits augmente alors, et les puits sont de plus en plus contraints, menant à l'apparition de "fissures" selon les plans cristallins et caractérisées par l'absence de photoluminescence lors de l'excitation optique ("darklines").

Il y a alors deux solutions, soit **limiter le nombre de puits** pour que les contraintes ne soient pas trop importantes, tout en bénéficiant d'un gain suffisant pour contre-balancer les pertes, soit **compenser les contraintes** de chaque puits par une couche supplémentaire (Encadré C.4).

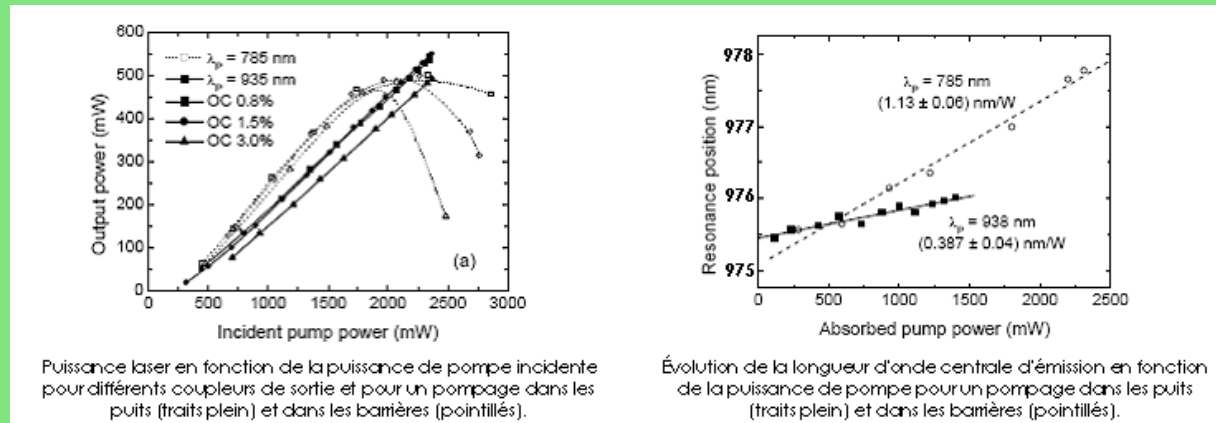
Dans notre cas, le choix s'est porté vers une limitation du nombre de puits. Nos structures contiennent donc 5 puits quantiques (figure C-2). L'avantage est que la croissance est moins compliquée à réaliser. Cependant, avec un gain linéique laser des puits d'environ 2000 cm⁻¹, 5 puits quantiques d'épaisseur 8 nm donnent un gain net sur un double-passage de

seulement 2%. La gestion des pertes de la cavité sera donc un point important. Malgré cette limitation du nombre de puits, des "darklines" sont encore visibles par endroits.

Encadré C.3 - Amélioration thermique par le pompage optique dans les puits quantiques :

Leur énergie de gap étant plus faible, les puits quantiques peuvent absorber à des longueurs d'ondes plus hautes que les barrières (limitées à ≈ 870 nm). Par exemple, l'énergie de gap d'un puits de InGaAs ($\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) est d'environ 1,17 eV [http://www.ee.byu.edu/cleanroom/EW_ternary.phtml] ce qui correspond à une longueur d'onde d'absorption maximale de l'ordre de 1060 nm. Bien sûr la longueur d'onde de pompe reste inférieure à la longueur d'onde laser. Cependant, la faible épaisseur des puits quantiques induit une faible longueur d'absorption.

L'épaisseur de la zone active peut être choisie pour être résonante à la longueur d'onde de pompe ce qui permet d'augmenter l'absorption totale. C'est ce qui a récemment été réalisé conjointement par les Universités de Ulm et de Stuttgart et présenté à Advanced Solid-State Photonics 2005 (ASSP 2005) à Vienne [Beyertt, 05]. Les auteurs ont ainsi comparé une structure émettant à 980 nm, pompée classiquement dans les barrières à 785 nm ou dans les puits quantiques à 935 nm. Dans les deux cas la source de pompe est un laser Ti:Sa, qui permet de choisir facilement la longueur d'onde de pompe tout en gardant les mêmes propriétés spatiales et spectrales. Pour le pompage dans les puits, la pente d'efficacité laser (par rapport à la puissance de pompe incidente) est légèrement plus faible que pour le pompage dans les barrières, puisque l'absorption est un peu plus faible (partie gauche de la figure ci-dessous). Cependant, pour des puissances de pompe incidentes identiques, l'effet de "roll-over" thermique n'apparaît pas lorsque le pompage se fait dans les puits (traits pleins).



Performances comparées pour la même $\frac{1}{2}$ structure VCSEL pompée dans les barrières (traits pleins) ou dans les puits (pointillés). Tiré de [Beyertt, 05].

Les puissances laser extraites sont alors supérieures pour un pompage dans les puits par rapport au pompage classique dans les barrières. Tout ceci s'explique par un défaut quantique bien moins important dans le cas du pompage dans les puits. L'élévation de température est alors moindre et le gain des puits est plus important. Un autre avantage, illustrant un dépôt de chaleur moindre, est que la longueur d'onde maximum de gain se décale moins vite vers le rouge dans le cas du pompage dans les puits ($\approx 0,39$ nm.W⁻¹), que dans le cas du pompage dans les barrières ($\approx 1,13$ nm.W⁻¹).

Encadré C.4 - Puits quantiques à contraintes compensées :

Afin de pouvoir épitaxier un grand nombre de puits et augmenter le gain net, la plupart des publications relatives à des structures émettant autour de 980-1000 nm, font état de puits à contraintes compensées [Kuznetsov, 97], [Kuznetsov, 99], [Hoogland, 00], [Alford, 02], [Lutgen, 03], [Lutgen, 05]. Une fine couche de GaAsP ($\approx$ épaisseur d'un puits) est alors ajoutée après chaque puits (voir la figure ci-dessous). L'épaisseur et la composition de cette couche, et principalement la proportion de P, sont choisies pour imposer des contraintes en tension opposées à celles des puits.

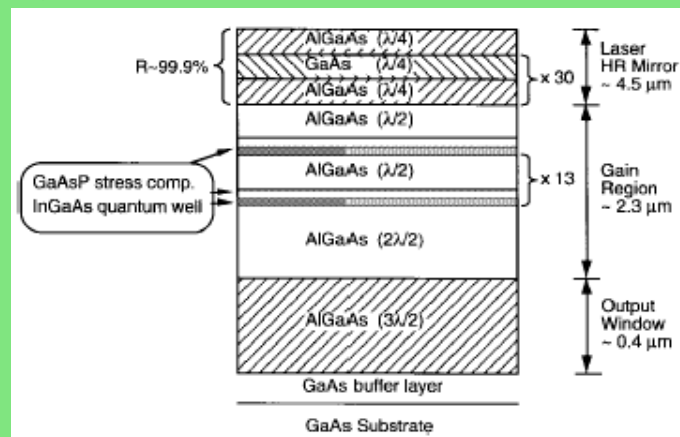


Schéma d'une structure VECSEL avec puits quantiques à contraintes compensées. Tiré de [Kuznetsov, 99].

On retrouve, de bas en haut, le miroir de Bragg, la zone active, composée de barrières en AlGaAs, de 14 puits quantiques en InGaAs, avec chacun une couche de 27 nm en GaAsP compensant les contraintes de compression, et enfin une couche finale en AlGaAs empêchant la fuite des porteurs de charges. La croissance s'est effectuée de bas en haut sur substrat de GaAs. Une étape post-croissance est alors nécessaire pour enlever le substrat par polissage et attaque chimique. Cette technique permet de faire croître jusqu'à une quinzaine de puits compensés, mais la croissance est plus délicate à réaliser avec une bonne qualité. De plus, cet ordre de croissance permet de limiter la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL, puisqu'elle peut être directement fixée sur un radiateur par contact avec le miroir de Bragg.

Nous verrons par la suite, d'après les performances obtenues lors de ces travaux (avec des structures sans compensation des contraintes), que l'intérêt d'utiliser des puits à contraintes compensées n'est pas évident. En particulier, une plus grande longueur de matériau augmente l'absorption de la pompe. Les derniers puits quantiques rencontrés par le faisceau de pompe sont alors susceptibles d'être encore absorbants à la longueur d'onde laser. De plus, l'ajout des couches de compensation des contraintes complique la croissance et ajoute des incertitudes supplémentaires sur l'épaisseur des couches et la position des puits.

Enfin, on peut noter l'utilisation de structures dans lesquelles les puits sont regroupés, par trois par exemple, au niveau d'un maximum de l'onde laser stationnaire [Garnache, 00]. Cette architecture, combinée à une couche antireflet permet d'élargir la bande de gain et d'obtenir une plus large accordabilité ou un large spectre d'émission. Ce type de structure,

combiné à un design antirésonant de la sous-cavité, a été développé par A. Garnache pour des applications de spectroscopie laser intracavité. Cette architecture a aussi été utilisée pour l'émission laser de structures à 1,5 μm [Symonds, 03a]. Le miroir de Bragg est formé de couches de InAlAs/InGaAlAs et les puits quantiques en InGaAs sont positionnés par groupes de 4 et 2 entre des barrières en InGaAsP. Épitaxiée sur substrat en InP ayant une mauvaise conductivité thermique, la structure présente une forte résistance thermique obligeant à travailler autour de 0°C. Plus récemment, une puissance de 400 mW dans le rouge à 674 nm pour une puissance de pompe de 3W à 532 nm a été obtenue à partir d'une ½ structure VCSEL contenant 20 puits quantiques contraints en GaInP groupés par paires [Hastie, 05].

C-II Limitations thermiques et solution utilisée :

Dans cette partie, nous montrerons que la principale limitation des OPSL, comme tous les lasers à base de semiconducteurs, est d'ordre thermique et présentons la solution utilisée pour améliorer les performances de nos OPSL.

Nous mettons tout d'abord en évidence l'influence de la température du substrat et de la résistance thermique des structures sur les puissances laser produites. Pour cela nous utiliserons un modèle simple permettant de calculer la puissance laser en fonction de la puissance de pompe, en prenant en compte l'élévation de température de la zone active. Nous introduirons ensuite les différentes techniques proposées et utilisées pour améliorer l'évacuation de la chaleur générée par le pompage optique dans ce genre de structures. Enfin, nous présenterons la solution retenue et développée au LPN consistant à reporter les ½ structures VCSEL sur des substrats de grande conductivité thermique. Les améliorations apportées seront enfin validées expérimentalement par des résultats laser et des images obtenues avec une caméra thermique.

C-II.1 Effet de la température sur le fonctionnement laser :

C-II.1.a Le gain des puits quantiques :

À l'équilibre thermodynamique, les puits quantiques en InGaAs sont absorbants à la longueur d'onde laser. Pour obtenir une émission et une amplification de photons, il faut injecter des porteurs de charges (électrons et trous) dans les puits, pour réaliser l'équivalent d'une inversion de population entre les niveaux impliqués à λ_L , et qui se fait ici par l'intermédiaire d'un pompage optique. Ainsi, sous excitation optique croissante, les niveaux d'énergie des puits quantiques de la bande de valence se "creusent" de trous et ceux de la bande de conduction se remplissent d'électrons. La densité de porteurs libres augmente. La figure suivante représente l'évolution du coefficient d'absorption α (cm^{-1}), et donc du coefficient de gain $-\alpha$ (cm^{-1}), pour des puits quantiques de InGaAs, en fonction de la longueur d'onde et pour différentes densités de porteurs et températures.

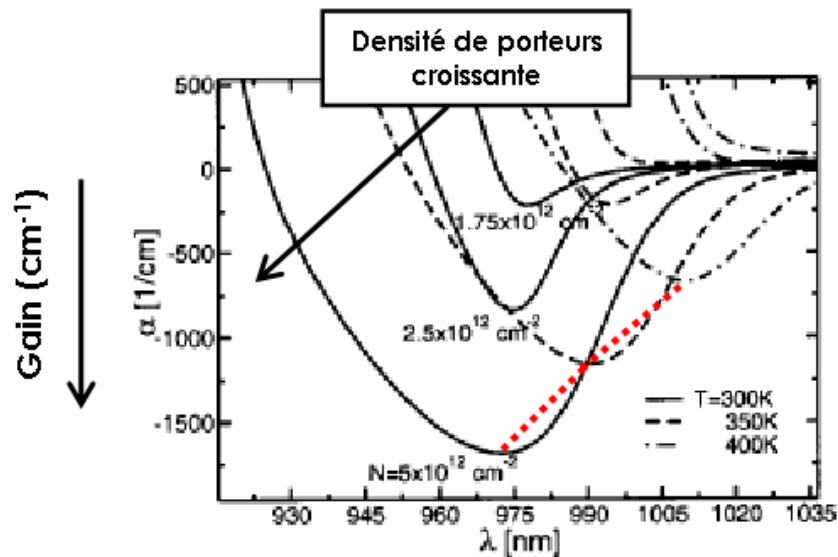


Figure C-4 : Profil spectral de gain (cm^{-1}) en fonction de la longueur d'onde pour des puits quantiques en InGaAs pour différentes températures (300, 350 et 400 K) et pour différentes densités de porteurs ($1,75 \cdot 10^{12}$, $2,5$ et $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Le trait pointillé fin représente l'évolution de la longueur d'onde de gain maximum pour des températures croissantes et une densité de porteurs de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. (Tiré de [Zakharian, 03]).

À partir d'une certaine densité de porteurs N_0 injectés dans les puits, Les puits quantiques deviennent transparents à la longueur d'onde laser. Lorsque la puissance de pompe augmente, l'absorption des puits diminue au profit du gain qui devient positif sur une certaine largeur spectrale. Plus la densité de porteurs augmente et plus cette largeur spectrale de gain augmente (Figure C-4).

Lorsque la température augmente, le gain linéique des puits diminue et la longueur d'onde de gain maximum augmente (trait rouge-figure C-4). Les principales raisons de cette dégradation du gain avec la température sont une augmentation des recombinaisons non-radiatives Auger⁵² et une fuite thermique des porteurs hors des puits quantiques plus importante. Le décalage du maximum de gain vers les hautes longueurs d'ondes s'explique par la diminution de l'énergie de gap quand la température augmente. Ce décalage se fait avec un taux d'environ $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$.

C-II.1.b Modèle simple du fonctionnement laser :

Considérons maintenant un résonateur constitué d'une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL à N_{PQ} puits quantiques de longueur L_{PQ} , de facteur de confinement Γ , avec un miroir de Bragg de réflectivité R_{Bragg} , et d'un miroir diélectrique externe de réflectivité R_{oc} (Figure C-5).

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est en contact avec un radiateur dont la température est régulée. Le pompage optique se fait par une diode fibrée émettant à 808 nm et on considère son profil d'intensité comme "top hat".

⁵² Processus non-radiatif dans laquelle l'énergie libérée par une recombinaison électron-trou est transférée directement à un autre électron ou trou, lequel est alors porté dans un état d'énergie supérieure.

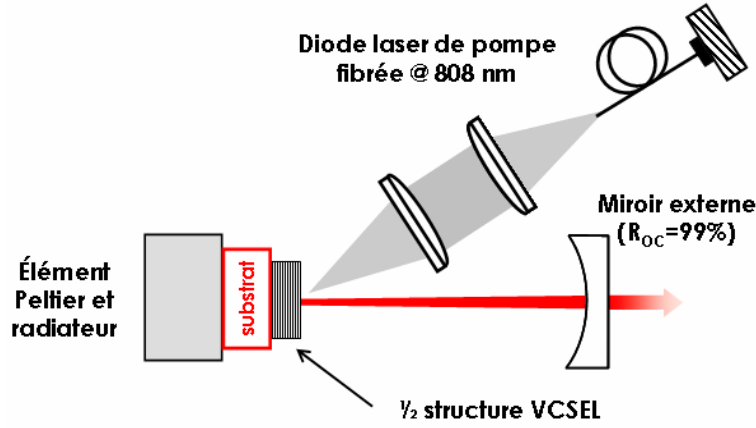


Figure C-5 : Représentation schématique d'un résonateur simple contenant une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL. Les dimensions ne sont pas respectées.

Pour des pertes passives L , la densité de porteurs au seuil de l'émission laser s'écrit [Kuznetsov, 99] :

$$N_{Seuil} = N_0 \left[\frac{1}{R_{Bragg} R_{oc} (1-L)} \right]^{(2\Gamma g_0 N_{PQ} L_{PQ})^{-1}} \quad (\text{Équation C-2})$$

où N_0 est la densité de porteurs pour atteindre la transparence du matériau, et g_0 le coefficient de gain linéique des puits quantiques ($\approx 2000 \text{ cm}^{-1}$ dans notre cas). Ce calcul prend en compte une dépendance logarithmique du gain g avec la densité de porteurs N :

$$g = g_0 \cdot \ln(N/N_0).$$

La durée de vie totale (τ) des porteurs dans les puits dépend de la densité de porteurs N créés par le pompage optique :

$$\frac{1}{\tau(N)} = A_{nr} + B_r \cdot N + C_{nr} \cdot N^2 \quad (\text{Équation C-3})$$

où les coefficients A_{nr} et C_{nr} , liés aux processus de désexcitation non radiatives, correspondent respectivement aux recombinaisons monomoléculaires et aux recombinaisons Auger, et où le coefficient B_r correspond aux recombinaisons bimoléculaires (radiatives).

L'intensité de pompe incidente nécessaire pour atteindre le seuil s'exprime alors par :

$$I_{Pseuil}^0 = N_{Seuil} \frac{hc}{\lambda_p \cdot \eta_{Abs}} \cdot \frac{N_{PQ} L_{PQ}}{\tau(N_{seuil})} \quad (\text{Équation C-4})$$

où λ_p est la longueur d'onde de pompe et η_{Abs} l'absorption du faisceau de pompe. En négligeant l'absorption par les puits, l'absorption de la pompe, pour un simple passage dans la zone active, s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_{abs} = (1 - R_{SC}) \cdot (1 - e^{-\alpha_p \cdot \ell_{ZA}}) = T_{SC} \cdot A \quad (\text{Équation C-5})$$

R_{SC} est le coefficient de réflexion de l'interface air-semiconducteur (il vaut environ 30% sans traitement antireflet et quelques pourcents avec traitement antireflet), α_p le coefficient d'absorption linéique des barrières (environ 10000 cm⁻¹) et ℓ_{ZA} la longueur de la zone active constituée essentiellement des barrières en GaAs et de longueur totale $3,75 \lambda/2n$ dans notre cas. T_{SC} correspond alors au coefficient de transmission de l'interface air-semiconducteur et A est l'absorption de la zone active à la longueur d'onde de pompe.

La puissance de sortie de l'OPSL s'exprime enfin suivant la puissance de pompe incidente $P_{Pincid.}$ et la puissance de pompe au seuil P_{Pseuil}^0 par :

$$P_L = \eta_{diff} (P_{Pincid.} - P_{Pseuil}^0) \quad (\text{Équation C-6})$$

La grandeur η_{diff} est le rendement différentiel d'extraction laser fonction des pertes de la cavité, de l'absorption du faisceau de pompe et du défaut quantique λ_p/λ_L [Kuznetsov, 99]. La puissance de pompe au seuil pour un rayon du faisceau W_p est alors donnée par :

$$P_{Pseuil}^0 = I_{Pseuil}^0 \cdot \pi W_p^2 \quad (\text{Équation C-7})$$

C-II.1.c Prise en compte de la température dans le modèle :

Cependant, les relations précédentes sont valables si la température de la zone active, et plus particulièrement des puits, ne varie pas. Or, une partie de l'énergie de pompe absorbée n'est pas convertie en photons mais en chaleur, principalement à cause du défaut quantique et des recombinaisons non-radiatives. Suivant que la résistance thermique R_{Th} (K.W⁻¹) de la structure est faible ou non, la chaleur déposée sera plus ou moins bien évacuée, menant à une élévation de la température de la zone active qui peut être importante et significativement réduire le gain disponible.

La température de la zone active T_{ZA} s'écrit :

$$T_{ZA} = T_{Substrat} + R_{Th} \cdot P_{Th} \quad (\text{Équation C-8})$$

où $T_{Substrat}$ est la température à laquelle est régulée le substrat, par un élément Peltier, et P_{Th} la puissance thermique déposée dans la 1/2 structure VCSEL que l'on peut exprimer par :

$$P_{Th} = P_{Pincid.} T_{SC} \left[A(1 - \lambda_p/\lambda_L) + A(1 - \eta_i)(\lambda_p/\lambda_L) + (1 - A)(1 - \eta_{is})(\lambda_p/\lambda_{GaAs}) + (1 - A)(1 - \lambda_p/\lambda_{GaAs}) \right] = P_{Pincid.} \eta_{Th} \quad (\text{Équation C-9})$$

où η_i est l'efficacité quantique interne des puits⁵³, η_{is} est l'efficacité quantique interne des couches de GaAs constituant le miroir de Bragg⁵⁴, λ_{GaAs} est la longueur d'onde correspondant à l'énergie de gap du GaAs (870 nm) et η_{Th} correspond alors à la fraction thermique. Les deux premiers termes de l'équation précédente rendent compte de la quantité de chaleur déposée dans les barrières et les puits quantiques (défaut quantique et

⁵³ Qui vaut environ 70% sans effet laser et environ 100% avec effet laser.

⁵⁴ Qui vaut environ 10%.

efficacité quantique interne des puits), alors que les deux autres termes correspondent à la chaleur déposée dans le miroir de Bragg par la puissance de pompe non absorbée.

Dans notre cas, La fraction thermique par rapport à la puissance de pompe incidente vaut environ 30% pour des structures avec un traitement antireflet à λ_p et environ 20% sans traitement antireflet.

Dans le cas d'un flux de chaleur à trois dimensions, et en considérant un substrat d'épaisseur infinie⁵⁵, la résistance thermique s'exprime par : $R_{Th} = \frac{1}{\kappa_c \cdot \pi \cdot w_p}$ (Équation C-10),

où κ_c est la conductivité thermique totale de la structure (W.m⁻¹.K⁻¹).

Un calcul numérique complet, prenant en compte un flux de chaleur à trois dimensions et une épaisseur de substrat finie (d'épaisseur $\approx 300 \mu\text{m}$), basé sur les équations de [Kennedy, 60] donne des résultats très similaires pour nos tailles de faisceaux (50-100 μm en rayon).

D'après l'équation C-8, plus la résistance thermique de la structure sera faible et moins l'élévation de température sera importante.

D'après l'équation C-10, pour minimiser la température de la zone active, il est nécessaire d'utiliser un matériau de grande conductivité thermique et pompé sur une grande section (pourvu que le seuil de l'effet laser puisse être atteint).

Expérimentalement, il est bien plus aisé de mesurer la puissance de pompe incidente sur la structure. On peut alors déterminer une résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL par rapport à la puissance de pompe incidente que l'on notera R'_{Th} . Cette valeur sera plus faible que la valeur de résistance thermique liée à la puissance thermique déposée dans la structure. On pourra alors exprimer la température de la zone active de la façon suivante :

$$T_{ZA} = T_{Substrat} + R'_{Th} \cdot P_{Pincid.} \text{ avec } R'_{Th} = \eta_{Th} \cdot R_{Th} \quad (\text{Équation C-11}).$$

En prenant en compte cette élévation de température, l'évolution de la densité de porteurs au seuil, en fonction de la température de la zone active, est modifiée phénoménologiquement de la manière suivante [Symonds, 03b] :

$$N_{Seuil}(T_{ZA}) = N_{Seuil}^{Ref} \cdot e^{(T_{ZA} - T_{Ref})/T_0} \quad (\text{Équation C-12})$$

où N_{Seuil}^{Ref} est la densité de porteurs au seuil de l'oscillation laser à une température de référence T_{Ref} et T_0 la température caractéristique de la structure. Cette évolution se répercute sur l'intensité de pompe au seuil :

$$I_{Pseuil}(T_{ZA}) = N_{Seuil}^{Ref} \frac{hc}{\lambda_p \cdot \eta_{Abs}} \frac{N_{PQ} L_{PQ}}{\tau (N_{Seuil}^{Ref})} e^{(T_{ZA} - T_{Ref})/T_0} = I_{Pseuil}^{Ref} \cdot e^{(T_{ZA} - T_{Ref})/T_0} \quad (\text{Équation C-13})$$

où I_{Pseuil}^{Ref} est l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de l'oscillation laser à la température de référence T_{Ref} . On a finalement :

⁵⁵ Valide en première approximation dans notre cas, car l'épaisseur totale de la structure jusqu'au radiateur est supérieure à 300 μm et que le rayon de pompe ne dépasse pas les 100 μm .

$$P_L = \eta_{diff} [P_{Pincid.} - P_{Pseuil}(T_{ZA})] \quad (\text{Équation C-14})$$

Remarque :

La température caractéristique T_0 est déterminée en mesurant l'évolution du seuil de l'effet laser en régime pulsé en fonction de la température du substrat. Les mesures doivent être effectuées en régime pulsé pour s'affranchir de l'élévation de température des puits quantiques. La durée des impulsions utilisées doit alors être inférieure au temps d'établissement de l'échauffement dans la structure (quelques dizaines de μs).

C-II.1.d Illustration des effets thermiques sur les performances des OPSL :

Nous avons utilisé les équations C-6, C-8, C-9, C-10, C-13 et C-14 précédentes pour effectuer des calculs numériques permettant de rendre compte de l'effet de la résistance thermique, et donc de la température, sur les performances laser des OPSL. Cependant, les mesures expérimentales des paramètres des structures utilisées, telles que les températures T_0 , ou les intensités de pompe au seuil en régime pulsé, n'ont pas été faites. Les paramètres (I_{Pseuil}^{Ref} et T_0) ont été ajustés pour que les puissances laser et les seuils obtenus soient de l'ordre des valeurs mesurées expérimentalement. Ils correspondent alors aux ordres de grandeurs des valeurs obtenues pour ce genre de structures.

Ces calculs numériques ont pour but d'illustrer clairement au lecteur les tendances générales et les points limitant, telle que la résistance thermique du substrat. Nous ne cherchons pas à simuler, ni à prédire, le comportement des structures utilisées expérimentalement par la suite.

Nous allons tout d'abord illustrer l'influence du rayon de la zone pompée sur les performances laser dans le cas d'un substrat classique en GaAs, de conductivité thermique très moyenne. Nous montrerons que dans ce cas, il est possible d'optimiser la taille de la zone pompée pour extraire un maximum de puissance⁵⁶, mais que les performances restent limitées à cause de la faible conductivité thermique du substrat.

Dans un deuxième temps, nous illustrerons l'effet de la nature du substrat sur les puissances laser obtenues. Pour cela, nous supposerons des substrats de conductivités thermiques différentes. Nous montrerons alors que les puissances laser sont améliorées de façon significative en utilisant un substrat de bonne conductivité thermique.

Influence du rayon de pompe W_p :

Nous avons ici considéré un substrat en GaAs d'épaisseur infinie et régulé à la température $T_{substrat}$, une zone active à 5 puits quantiques, le tout placé dans un résonateur de pertes passives 0,2% et dont la transmission du miroir de sortie vaut 1%.

On a représenté sur la figure suivante, le graphique de l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour différents rayons de pompe, ainsi qu'un tableau regroupant l'essentiel des paramètres utilisés.

⁵⁶ On suppose bien sûr que la taille du mode laser est lui aussi adapté en conséquence.

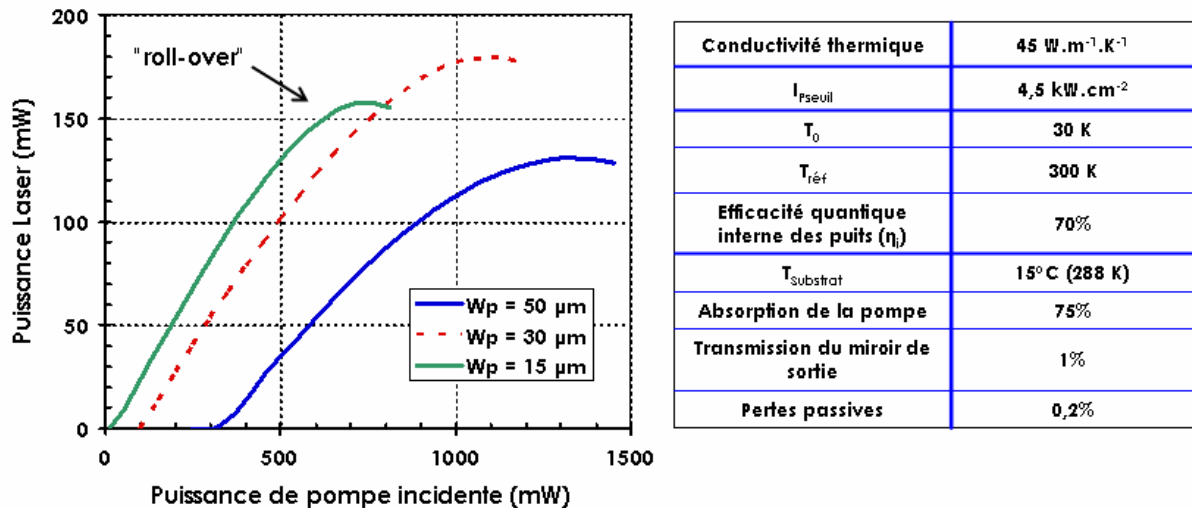


Figure C-6 : A gauche : Evolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différents rayon de pompe pour une 1/2 structure VCSEL sur substrat de GaAs à une température de 15°C. A droite : Tableau regroupant les principaux paramètres utilisés pour ces calculs.

D'après l'équation C-10, les résistances thermiques R_{Th} correspondant à des rayons de pompe de 15, 30 et 50 µm pour un substrat infini de GaAs sont respectivement de 470 K.W⁻¹, 235 K.W⁻¹ et 140 K.W⁻¹.

Nous mettons en évidence sur ces courbes l'existence d'une chute de la puissance laser émise pour une puissance de pompe croissante. Le "roll-over", terme communément utilisé dans la littérature, est dû à la trop forte température des puits à puissance de pompe élevée, qui induit une augmentation telle du seuil, que l'effet laser diminue jusqu'à disparaître (voir équation C-14).

Bien sûr, lorsque le rayon de pompe augmente, le seuil de l'effet laser augmente. On voit que pour un tel substrat, il existe un optimum de taille de pompe (ici 30 µm en rayon - courbe rouge) permettant d'extraire un maximum de puissance. Du fait de la mauvaise conductivité thermique du substrat, pour des tailles de pompe supérieures (qui font décroître la résistance thermique), la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation induit une élévation de température trop élevée. Le gain des puits diminue alors et la puissance de sortie maximale diminue (courbe bleue). Pour des rayons de pompe supérieurs à 80 µm, l'effet laser ne peut plus être obtenu. La puissance de pompe incidente induit une élévation de température de la zone active tellement importante que la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil est toujours supérieure à la puissance de pompe incidente.

Pour un substrat de mauvaise conductivité thermique, il est possible de maximiser la puissance laser de sortie en jouant sur le rayon de pompe. Cependant, l'amélioration est limitée par la résistance thermique du substrat, qui joue alors le rôle d'une "barrière thermique".

Influence de la nature du substrat :

Voyons maintenant, quelle amélioration nous pouvons espérer en changeant la nature du substrat pour un matériau de meilleure conductivité thermique. Pour cela, on fixe le rayon de pompe à 50 µm et on compare deux substrats de conductivités thermiques différentes dans

les mêmes conditions que précédemment. On prend comme référence les résultats des calculs précédents, soit pour un substrat de $45 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ de conductivité thermique pompé sur un rayon de $50 \text{ }\mu\text{m}$ ($R_{Th} \approx 140 \text{ K.W}^{-1}$). On simule les performances pour un substrat de conductivité thermique deux fois plus grande, soit $90 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ et pour le même rayon de pompe, soit $R_{Th} \approx 70 \text{ K.W}^{-1}$.

Les résultats sont présentés sur la figure C-7 ci-dessous. La courbe bleue est identique à la courbe bleue de la figure C-6, correspondant au substrat de $45 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ de conductivité thermique. On voit que, dans exactement les mêmes conditions, un substrat de bonne conductivité thermique permet d'améliorer fortement les performances laser d'un OPSL. On multiplie ici par 7 la puissance laser de sortie, grâce à une meilleure évacuation de la chaleur générée par le pompage optique. Le phénomène de "roll-over" est toujours visible mais est déplacé vers les hautes puissances de pompe. Il peut même disparaître pour des substrats de conductivité thermique encore plus élevée.

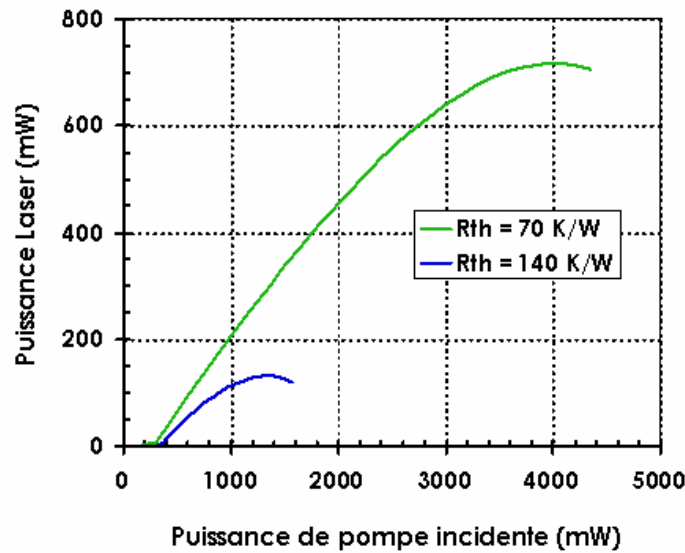


Figure C-7 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour des substrats de conductivités thermiques différentes ($45 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$ et $90 \text{ W.m}^{-1}\text{.K}^{-1}$), correspondant à des résistances thermiques de 140 et 70 K.W^{-1} pour un rayon de pompe de $50 \text{ }\mu\text{m}$.

Les performances laser d'un OPSL sont fortement améliorées si la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL bénéficie d'un substrat de bonne conductivité thermique. On peut ensuite optimiser les performances en jouant sur la taille de la zone pompée.

Pour finir, on peut faire quelques remarques sur les considérations précédentes.

Tout d'abord, on a ici considéré un substrat d'épaisseur infinie pour simplifier les calculs. On est dans le cas d'un flux de chaleur à trois dimensions, valable dans notre cas puisque l'épaisseur totale des structures que nous utilisons est d'environ $300 \text{ }\mu\text{m}$. En minimisant l'épaisseur du substrat, on arrive à des situations pour lesquelles le flux de chaleur devient idéalement à une dimension (si $W_p \gg \text{épaisseur}$). La résistance thermique diminue, ce qui améliore encore l'évacuation thermique. Elle s'exprime alors suivant la relation : $R_{Th} = \frac{\ell_{structure}}{\kappa_c \pi W_p^2}$

où $\ell_{structure}$ est l'épaisseur totale de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL (avec le substrat).

De plus, nous avons uniquement considéré ici la contribution du substrat à la résistance thermique de la structure. Or, le miroir de Bragg est composé de multicouches de GaAs et de AlAs de mauvaises conductivités thermiques. Pour des substrats de très bonne conductivité thermique et des rayons du faisceau de pompe inférieurs à l'épaisseur de la structure, la contribution du miroir de Bragg à la résistance thermique de la structure ne devient plus négligeable. Dans le meilleur des cas (substrat très fin de très bonne conductivité thermique), c'est le miroir de Bragg qui contribue le plus à la résistance thermique totale.

Enfin, il est évident qu'en diminuant la température de régulation du substrat, les puissances laser obtenues sont encore améliorées.

La gestion de l'évacuation thermique au sein de la zone active est donc un point crucial pour la montée en puissance des OPSL. Le problème est identique si l'on cherche à obtenir de fortes puissances intracavité, comme c'est notre cas pour obtenir un doublement de fréquence efficace. On cherchera donc à minimiser la résistance thermique des structures utilisées.

C-II.2 Différentes solutions pour améliorer l'évacuation thermique :

Voyons maintenant quelles solutions ont déjà été proposées et mises en œuvre pour limiter l'élévation de température de la zone active des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL et ainsi améliorer leurs performances laser.

Deux voies peuvent être envisagées. On peut tout d'abord penser à réduire la quantité de chaleur déposée dans la zone active en diminuant le défaut quantique, écart d'énergie entre photons de pompe et photons laser. La deuxième voie consiste à améliorer l'évacuation thermique des structures en diminuant leur résistance thermique.

Enfin, nous présenterons la solution retenue par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis et mis en œuvre sur les structures que nous avons utilisées dans ces expériences.

C-II.2.a Diminution de la charge thermique déposée (pompage dans les puits) :

Cette première idée a déjà été présentée dans l'encadré C-3 auquel on pourra se reporter. Elle consiste à diminuer la charge thermique déposée dans la zone active par une diminution du défaut quantique en augmentant la longueur d'onde de pompe. La longueur d'onde maximale de pompe, pour une absorption dans les barrières en GaAs, est d'environ 870 nm, longueur d'onde à laquelle des diodes de pompe suffisamment puissantes, fiables et robustes n'existent pas. L'absorption par les puits quantiques, d'énergie de gap plus faible, est alors mise à profit. À cause de la faible épaisseur des puits, induisant une faible absorption, de telles structures doivent être résonantes à la longueur d'onde de pompe permettant d'augmenter la longueur effective d'absorption. Cependant, selon les résultats publiés dans [Beyertt, 05], l'amélioration des performances reste relativement modeste en terme de puissance laser extraite.

Pour un pompage standard dans les barrières à 785 nm, la puissance maximale extraite est d'environ 480 mW, autour de 976 nm, pour une puissance de pompe incidente de 2W. Pour des puissances de pompe supérieures, l'effet de "roll-over" apparaît et la puissance laser chute.

En pompant dans les puits à 935 nm, la puissance maximale obtenue est de 550 mW pour une puissance de pompe incidente de 2,3W. L'effet de "roll-over" n'apparaît plus et la puissance extraite est limitée par la puissance de pompe disponible. La pente d'efficacité est un peu plus faible que pour un pompage dans les barrières à cause d'une absorption inférieure. Néanmoins, le décalage de la longueur d'onde laser avec la puissance de pompe est bien inférieur pour le pompage dans les puits que pour le pompage dans les barrières. Il est d'environ 0,4 nm par Watt de puissance de pompe absorbée pour le pompage à 935 nm, alors qu'il s'élève à plus de 1,1 nm par Watt de puissance de pompe absorbée dans le cas du pompage classique dans les barrières à 785 nm. Cette réduction du décalage spectral illustre une diminution de la température de la zone active. C'est un avantage intéressant lorsque l'on cherche une longueur d'onde laser particulière.

Cette solution semble actuellement encore peu utilisée car elle souffre de multiples inconvénients. Le premier est que le design de la structure doit être plus compliqué. Le second est que la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reste, a priori, importante ce qui imposera des limitations à plus fortes puissances.

C-II.2.b Diminution de la résistance thermique du $\frac{1}{2}$ VCSEL :

La deuxième voie d'amélioration est orientée vers une diminution de la résistance thermique de la structure. C'est la voie la plus largement utilisée car elle donne, jusqu'ici, les meilleurs résultats. Dans cette optique deux solutions sont utilisées.

La première consiste à diminuer au maximum l'épaisseur du substrat (pour nous en GaAs), voir à l'éliminer, et qui contribue fortement à la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL.

L'élimination du substrat a été proposée et utilisée par Kuznetsov et al. dès les premières démonstrations de OPSL [Kuznetsov, 97] et [Kuznetsov, 99]. Pour cela, après croissance de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL, il est nécessaire de recourir à des procédés technologiques complémentaires représentés sur la figure C-8 suivante.

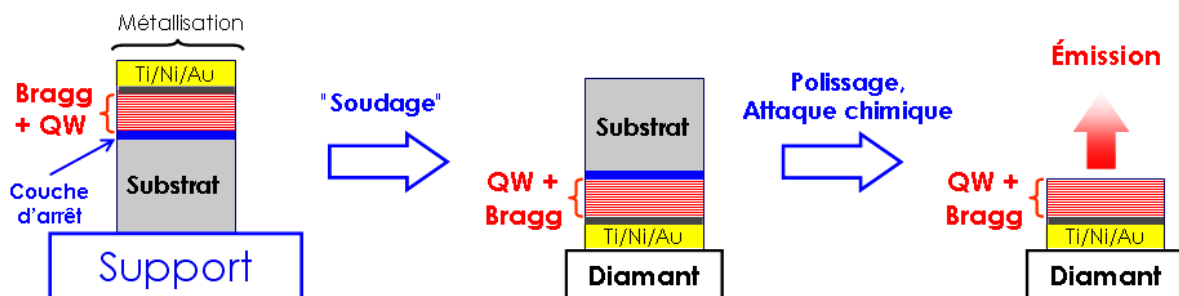


Figure C-8 : Représentation schématique des différentes étapes post-croissance pour le soudage sur un dissipateur en diamant.

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL doit d'abord être épitaxiée "à l'envers", soit en commençant par les puits quantiques et en finissant par le miroir de Bragg (partie gauche de la figure C-8). Le miroir de Bragg est ensuite métallisé pour que la structure soit ensuite "soudée" à un radiateur en diamant. Enfin, le substrat ("accolé" à la zone active) est éliminé par polissage et attaque chimique sélective. L'évacuation de la chaleur se fait donc par l'arrière de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL au travers du miroir de Bragg.

Le même genre de procédé a été utilisé par la société *OSRAM Opto Semiconductors GmbH* en "collant" leurs $\frac{1}{2}$ structures VCSEL directement sur un radiateur en cuivre par un joint d'indium. Cette technique a permis d'obtenir une puissance laser maximale de 8W autour de 1 μm avec un paramètre M^2 de 1,8 pour une puissance de pompe de 19 W à 808 nm et un radiateur à une température de 0°C [Lutgen, 03]. Outre l'amélioration de l'évacuation thermique par élimination du substrat, la réduction de la résistance thermique se fait aussi en augmentant la taille de la zone pompée, et bien sûr en accordant la taille du mode de cavité. Dans le cas présent, le rayon de la zone pompée était de 200 μm environ.

Plus récemment, en "soudant" leurs $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sur des dissipateurs en diamant par un joint en indium, la société *Coherent* a obtenu près des puissances laser de 30W à 980 nm pour des puissances de pompe de 70W autour de 800 nm [Chilla, 04].

La seconde solution consiste à ajouter un dissipateur de chaleur efficace et transparent aux longueurs d'ondes de travail au niveau de l'interface semiconducteur-air, et donc intracavité, comme le montre la figure C-9 ci-dessous. Le dissipateur peut être fixé à la $\frac{1}{2}$ structure par simple contact optique et pression [Alford, 02] ou fixé par la méthode de collage par capillarité liquide ("liquid capillary bonding") [Hastie, 03].

Ce peut être une lame de saphir de quelques millimètres d'épaisseur, dont la conductivité thermique est d'environ 30 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [Alford, 02], ou une lame de SiC (carbure de silicium), dont la conductivité thermique, très supérieure à celle du GaAs, d'environ 500 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ permet une évacuation thermique plus efficace [Hastie, 03]. L'évacuation thermique se fait donc essentiellement par l'avant de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL. Pour une émission à 980 nm en régime continu, Alford et al. ont démontré une puissance laser maximale de 1,5W pour une puissance de pompe de 8W focalisée sur un rayon de 250 μm . Cependant, l'effet de "roll-over" apparaît pour des puissances supérieures. Le bloc de cuivre était régulé à une température de 10°C.

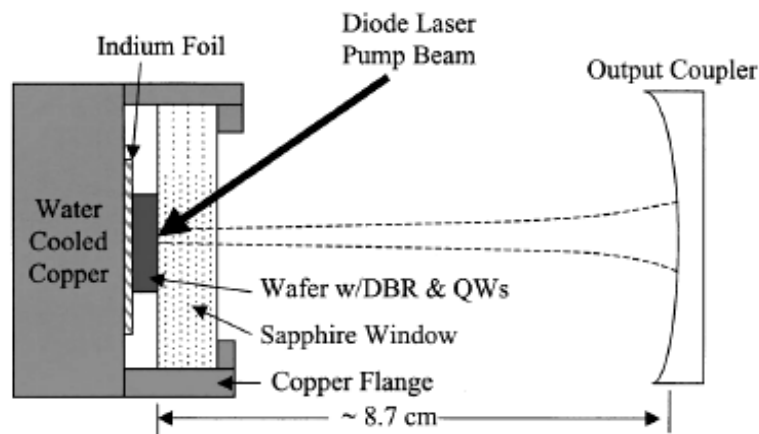


Figure C-9 : Schéma d'un OPSL contenant une lame de saphir intracavité pour l'évacuation thermique [Alford, 02].

Ces résultats peuvent être comparés aux performances obtenues par Lutgen et al., puisque dans les deux cas ce sont des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL émettant autour de 980-1000 nm et utilisant une quinzaine de puits quantiques en InGaAs à contraintes compensées. De plus, les rayons de pompe sont du même ordre de grandeur dans les deux cas (200-250 μm).

Dans le cas de l'évacuation par l'avant de la structure avec une fenêtre en saphir, l'effet de "roll-over" apparaît pour une puissance de pompe incidente de 8W (Puissance laser 1,5W) [Alford, 02]. Dans les mêmes conditions expérimentales ($T_{\text{radiateur}}=10^{\circ}\text{C}$ - $W_p=200\text{-}250\text{ }\mu\text{m}$), mais pour une structure, dont le substrat a été enlevé, et soudée directement sur un radiateur en cuivre, Lutgen et al. ont obtenu une puissance laser de 7W pour 17W de puissance de pompe incidente. L'effet de "roll-over" n'apparaît alors qu'à partir de 17W de puissance de pompe.

La solution la plus performante pour une montée en puissance efficace consiste donc à diminuer la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL en éliminant le substrat par une croissance "upside-down" et en "collant" la structure active directement sur un radiateur efficace (cuivre) ou sur un substrat de grande conductivité thermique (diamant ou autre).

C'est la philosophie de la solution qui a été retenue au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) pour le report des structures que nous avons utilisé pour ces travaux.

C-II.2.c Solution retenue par le LPN :

Depuis plusieurs années, le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis a développé une méthode de report de structures semiconductrices sur des substrats de grande conductivité thermique, basée sur la brasure AuIn_2 par interdiffusion liquide-solide.

Contrairement au procédé de collage par indium sur un radiateur en cuivre ou en diamant⁵⁷ présenté précédemment, la technique développée au LPN permet d'effectuer, sur les structures semiconductrices ainsi reportées, des opérations à hautes températures, telles que le dépôt de couches diélectriques par déposition en phase vapeur, du micro-usinage ou du recuit-thermique. En effet, la température de fusion de l'indium étant de 156°C , des opérations à des températures supérieures ne peuvent pas être appliquées pour des structures ayant bénéficié du collage par indium sur radiateur de cuivre ou de diamant. A contrario, le joint de collage AuIn_2 a une température de fusion de 490°C , ce qui autorise des opérations post-collage à température élevées. De plus, le fait de former le joint de collage à basse température ($\approx 200^{\circ}\text{C}$) évite d'introduire des contraintes mécaniques liées à la différence des coefficients de dilatation thermique des différents matériaux en présence.

Ce procédé n'est donc pas uniquement applicable à des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL, mais est aussi utilisée pour le report de transistors ou autres dispositifs électro-optiques.

Le procédé de report exploite le processus d'interdiffusion solide-liquide [Bernstein, 66]. Cette technique doit utiliser un système binaire dont au moins un des composés a une température de fusion basse. Ici, ce sont l'indium et l'or qui sont employés pour former un joint de collage en alliage AuIn_2 . La figure ci-dessous montre les différentes étapes du collage or-indium sur un substrat de SiC.

⁵⁷ Très coûteux !

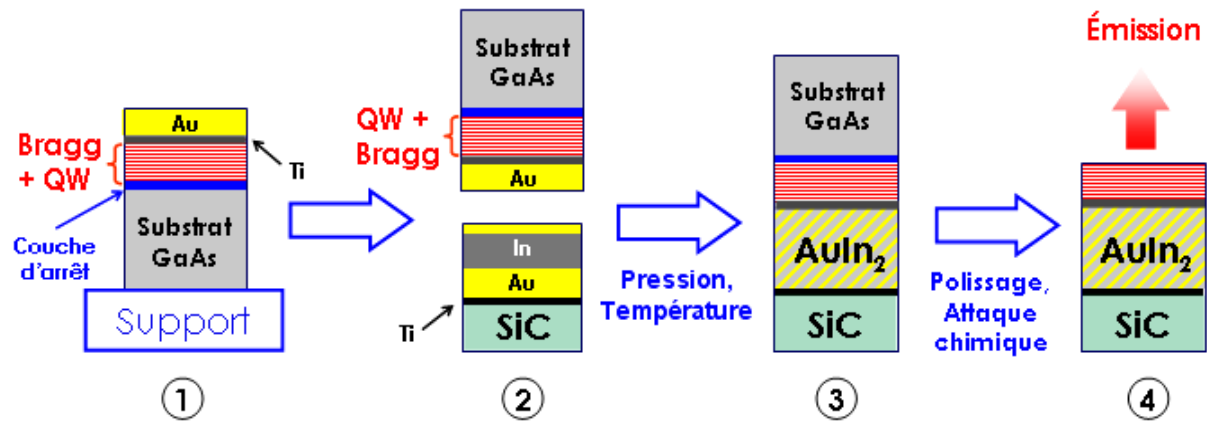


Figure C-10 : Étapes du procédé de collage or-indium pour le report des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sur substrat de SiC.

L'épitaxie de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL "à l'envers" est réalisée dans l'ordre suivant sur un support et un substrat de GaAs : couche d'arrêt (pour l'attaque chimique finale), puits quantiques (QW) et enfin miroir de Bragg. La surface du miroir de Bragg est métallisée en évaporant une couche de titane de 30 nm permettant une bonne adhésion du joint de collage final, puis une couche d'or de 150 nm d'épaisseur est déposée (Etape 1 figure C-10). Le support est ensuite enlevé et la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL retournée. Le substrat de SiC est lui aussi métallisé par évaporation d'une fine couche de titane (30 nm). Ensuite, les dépôts d'une couche de 150 nm d'or, d'une couche de 600 nm d'indium et enfin d'une fine couche de 20 nm d'or sont réalisés sur le substrat de SiC (Etape 2 figure C-10). L'ensemble des deux échantillons est ensuite placé en contact dans une presse et la température montée à environ 200°C. La température de fusion de l'indium étant de 156°C, l'indium devient liquide tandis que l'or reste solide. L'interdiffusion liquide-solide commence alors. Par effet de pression et de température, le joint de collage se forme, l'indium en phase liquide disparaît et le composé de AuIn_2 (solide) se forme (Etape 3 figure C-10). Enfin, par polissage et attaque chimique, le substrat de GaAs est ôté. Finalement, on obtient une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL collée sur un substrat de SiC par un joint d'or-indium (Etape 4 figure C-10).

Deux $\frac{1}{2}$ structures VCSEL identiques, composées d'un miroir de Bragg et de 5 puits quantiques en InGaAs en structure quasi-antirésonante (voir figure C-2), ont été reportées soit sur un substrat de Si ($K_c \approx 150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 280 μm), soit sur un substrat de SiC ($K_c \approx 490 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 270 μm). Ces deux structures bénéficient d'un traitement antireflet à la longueur d'onde de pompe. Leur fraction thermique vaut environ 30% (voir équation C-8). Elles vont maintenant être comparées à une structure identique mais directement épitaxiée sur un substrat de GaAs ($K_c \approx 45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 350 μm), qui ne bénéficie pas de traitement antireflet à la longueur d'onde de pompe et ne transmet donc que 70% de la puissance de pompe incidente. Sa fraction thermique vaut alors environ 20%.

Dans le tableau suivant, nous avons reporté les valeurs des conductivités thermiques des différentes structures, ainsi que les valeurs calculées des résistances thermiques par rapport à la puissance thermique R_{th} et par rapport à la puissance incidente R'_{th} , en considérant un flux de chaleur à trois dimensions et un substrat d'épaisseur infinie (par rapport au rayon de pompe).

Nature du substrat (épaisseur)	Conductivité thermique K_c	$W_p = 50\mu m$	$W_p = 100\mu m$
		$R_{Th} (K/W_{Therm.}) - R'_{Th} (K/W_{incid.})$	$R_{Th} (K/W_{Therm.}) - R'_{Th} (K/W_{incid.})$
GaAs (350 μm)	45 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	140 - 28	70 - 14
Si (280 μm)	150 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	42 - 12,6	21 - 6,3
SiC (270 μm)	490 W.m ⁻¹ .K ⁻¹	13 - 4	6,5 - 2

Tableau C-1 : Tableau récapitulatif des épaisseurs, conductivités thermiques, et résistances thermiques (par rapport à la puissance thermique et par rapport à la puissance de pompe incidente) pour les 3 substrats.

Les valeurs des résistances thermiques calculées sont des ordres de grandeurs des valeurs attendues expérimentalement.

C-II.3 Validations expérimentales :

Nous montrons ici que l'évacuation thermique de telles structures reportées est nettement améliorée par rapport à des structures identiques sur substrat de GaAs. Nous utiliserons, comme moyen de caractérisation, un système utilisant une caméra thermique et permettant d'observer la hausse de température due au pompage optique en l'absence d'effet laser. Enfin, nous comparerons leurs performances laser.

C-II.3.a Mesures directes de l'élévation de température :

Une première méthode de validation expérimentale consiste à observer la hausse de température des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sous l'influence du pompage optique, en régime d'émission spontanée (sans effet laser). Pour cela, nous avons utilisé un montage développé au laboratoire depuis quelques années utilisant une caméra thermique dans la zone 8-12 μm initialement utilisé pour observer les hausses de températures dans les cristaux massifs dopés ytterbium ou néodime [Chénais, 04c] [Didierjean, 05]. Il a ici été appliqué à la mesure de température de $\frac{1}{2}$ structures VCSEL, comme le montre la figure ci-dessous.

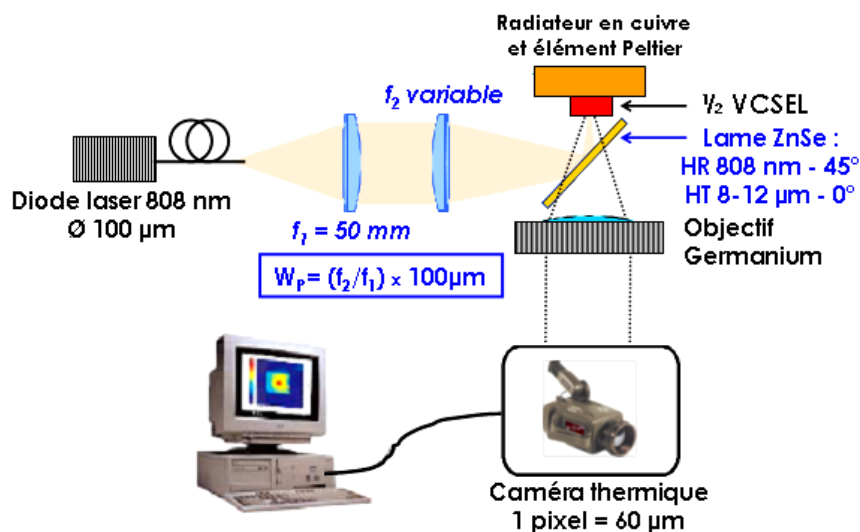


Figure C-11 : Schéma du banc expérimental de mesure d'élévation de température de $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sous pompage optique.

On effectue tout d'abord, sans pompage optique, une calibration de la température mesurée par la caméra thermique en fonction de la température imposée aux structures par l'intermédiaire de l'élément Peltier. Cette calibration est nécessaire pour prendre en compte le fait que l'émissivité des matériaux imagés est différente de l'unité. De plus, elle est faite au voisinage de la zone pompée.

La $\frac{1}{2}$ structure est ensuite pompée optiquement, les mesures de températures sont effectuées avec la caméra, puis traitées par l'intermédiaire d'un ordinateur. Pour disposer d'une résolution suffisante, la focale f_2 (250 mm) a été choisie pour obtenir un diamètre de la zone pompée de 500 μm . Les cartographies de températures réelles obtenues pour les trois structures, pour une puissance de pompe incidente de 4W, sont représentées sur la figure C-12.

On voit nettement que l'augmentation de température ΔT entre le substrat et le centre de la zone pompée est différente suivant les substrats utilisés. En utilisant des substrats de Si et de SiC, l'évacuation thermique est bien meilleure qu'avec une structure standard dont la croissance a directement été réalisée sur un substrat de GaAs. Ainsi, dans des conditions tout à fait identiques ($P_p=4\text{W}$ sur un diamètre de 500 μm), alors que l'élévation de température pour la structure sur GaAs est d'environ 130°C, elle chute à environ 50°C pour un substrat de Si et à 15°C pour un substrat de SiC.

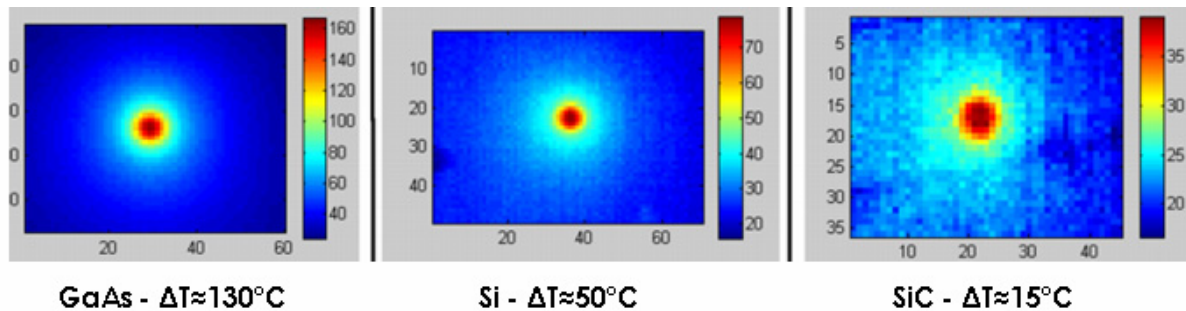


Figure C-12 : Cartographies de températures pour des structures identiques mais des substrats différents sous l'influence d'un pompage optique (4W) sur un diamètre de 500 μm . Les échelles de température de chaque image sont différentes, mais sont représentées sur la droite de chacune. ΔT est la différence de température entre le centre de la zone pompée et le substrat éloigné de la zone de pompe.

Voyons maintenant comment se répercute cette meilleure évacuation thermique sur les performances laser de ces $\frac{1}{2}$ structures VCSEL.

C-II.3.b Caractérisation laser :

Pour cela, les $\frac{1}{2}$ structures VCSEL ont été montées en cavité externe dans un schéma très simple de cavité plan-concave et leurs performances laser dans l'infrarouge ont été comparées dans les mêmes conditions. Le schéma de la cavité utilisée, ainsi qu'une photographie du montage, sont représentés sur la figure C-13. Suivant que l'on utilisera un faisceau de pompe de rayon W_p de 50 μm ou de 100 μm , le miroir de sortie, de transmission 1%, aura un rayon de courbure de 50 mm ou de 100 mm, afin d'adapter la taille du mode de la cavité laser à celui de la pompe. L'angle entre le faisceau de pompe et l'axe de la cavité est d'environ 20°. La structure semiconductrice est montée sur un radiateur en cuivre en contact avec de la graisse thermique. La température du radiateur est régulée, par un

élément Peltier et une circulation d'eau, jusqu'à une valeur minimale de 10°C, limitée par l'apparition de rosée sur les composants.

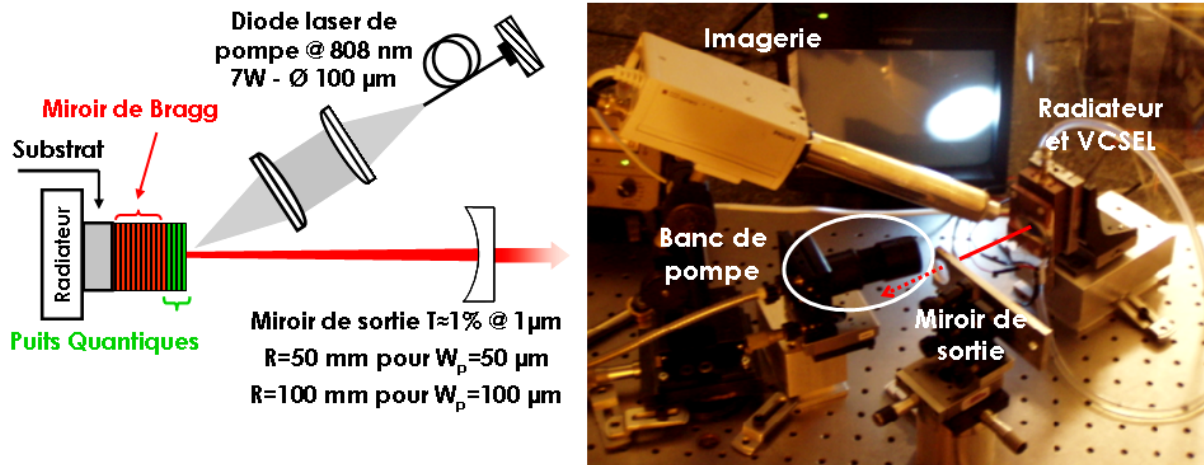


Figure C-13 : Schéma et photographie de la cavité laser plan-concave utilisée pour les comparaisons des performances laser des différentes structures. L'angle de pompage est d'environ 20°. La photographie correspond à une cavité de 95 mm de long avec un miroir de sortie de 100 mm de rayon de courbure.

Afin de pouvoir observer la zone pompée et de se placer dans une zone avec peu de "darklines" (manifestation des contraintes par des lignes sans fluorescence), un système d'imagerie simple a été mis en place. Il est composé d'une caméra CCD sur laquelle est imagée la zone pompée par un objectif de microscope. La tache lumineuse visible sur l'écran correspond à la zone pompée.

Avec la structure de base sur substrat de GaAs, l'effet laser ne peut être obtenu que pour un rayon de pompe de 50 µm. Pour des tailles supérieures, la densité de puissance incidente est insuffisante pour atteindre le seuil d'effet laser. Le substrat de GaAs impose une résistance thermique telle que l'évacuation de chaleur n'est pas assez efficace (voir la figure C-6). On a alors comparé les performances laser des structures sur substrat de GaAs et sur substrat de SiC pour un rayon de pompe de 50 µm. Les résultats sont représentés sur la figure ci-dessous.

Dans les deux cas, la longueur de la cavité est ajustée pour que ce soit le mode fondamental transverse TEM₀₀ qui oscille. Cependant, sans aucun élément sélectif spectralement, l'oscillation laser est multimode longitudinale et la longueur d'onde d'émission se décale vers le rouge avec la puissance de pompe, du fait de l'échauffement des puits. On voit que les performances laser sont largement améliorées par l'utilisation d'un substrat en SiC. Alors que la puissance laser maximale extraite de la structure sur GaAs est de 100 mW pour une puissance de pompe incidente de 1 W, on obtient une puissance laser de plus de 1,2 W avec la structure reportée sur SiC pour une puissance de pompe incidente de 5,8 W.

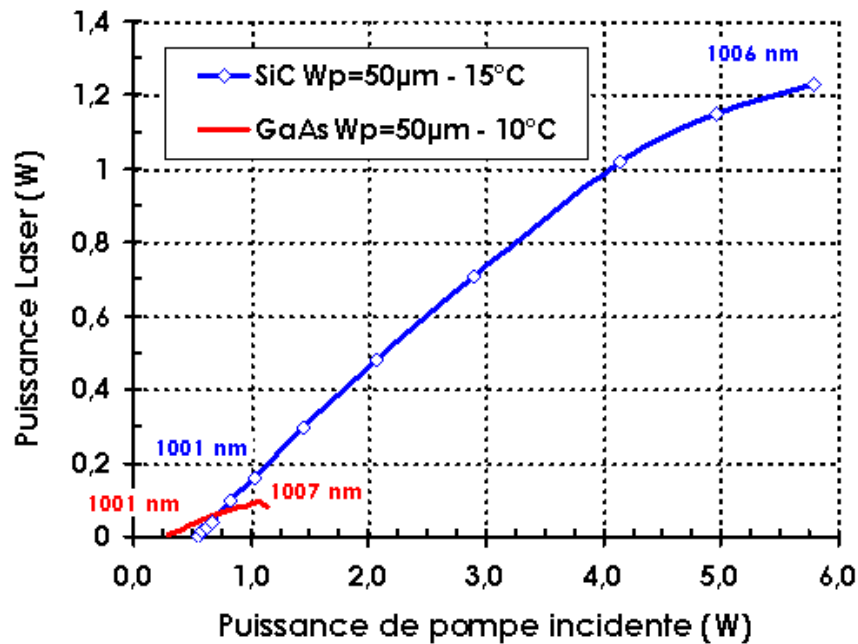


Figure C-14 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les structures sur GaAs et sur SiC à des températures de radiateur respectives de 10 et 15°C et pour un rayon de pompe de 50 μm . Le miroir de sortie a une transmission d'environ 1% autour de 1000 nm. Les longueurs d'ondes correspondent au seuil et au maximum de l'émission laser pour les deux structures.

Un autre indice, s'il en est besoin, de la nette amélioration de l'évacuation thermique, est la variation de la longueur d'onde laser en fonction de la puissance de pompe pour les deux structures. Pour le $\frac{1}{2}$ VCSEL sur GaAs, la longueur d'onde laser varie entre 1001 nm, près du seuil, et 1007 nm au maximum de l'effet laser. Pour la structure reportée sur SiC, elle varie de 1001 nm, au seuil de l'effet laser, à 1006 nm au maximum de la puissance de pompe. Le décalage en longueur d'onde est donc de $7,4 \text{ nm.W}^{-1}$ pour la structure sur GaAs et seulement de $0,94 \text{ nm.W}^{-1}$ dans le cas du report sur SiC, manifestant une nette amélioration de l'évacuation de chaleur. En considérant que la longueur d'onde d'émission varie avec un taux de $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$, on détermine les résistances thermiques R'_{th} des structures par rapport à la puissance de pompe incidente. On obtient environ 21 K.W^{-1} pour la $\frac{1}{2}$ structure sur GaAs et $2,7 \text{ K.W}^{-1}$ pour la structure reportée sur SiC. Ces valeurs sont comparables aux valeurs attendues et calculées qui sont présentées dans le tableau C-1 (28 K.W^{-1} pour le GaAs et 4 K.W^{-1} pour le SiC pour un rayon de pompe de 50 μm).

Enfin, on note que l'effet de "roll-over" est visible à hautes puissances pour la structure reportée sur SiC. Il semble donc possible d'améliorer encore les performances laser de cette structure reportée. Pour cela, on augmente la taille de la zone de pompe ce qui a pour effet de diminuer la résistance thermique de la structure et donc l'élévation de température de la zone active.

On a alors comparé, dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment mais pour un faisceau de pompe de 100 μm de rayon, les performances laser de la structure reportée sur Si et celles de la structure sur SiC. Les résultats obtenus sont portés sur la figure C-15. On y a aussi laissé, comme point de comparaison, les résultats laser pour la structure sur

SiC pompée sur un rayon de 50 μm (pointillés). Les longueurs d'ondes mentionnées sont celles mesurées près du seuil et au maximum de la puissance de sortie pour la $\frac{1}{2}$ structure sur SiC pompées sur un rayon de 100 μm .

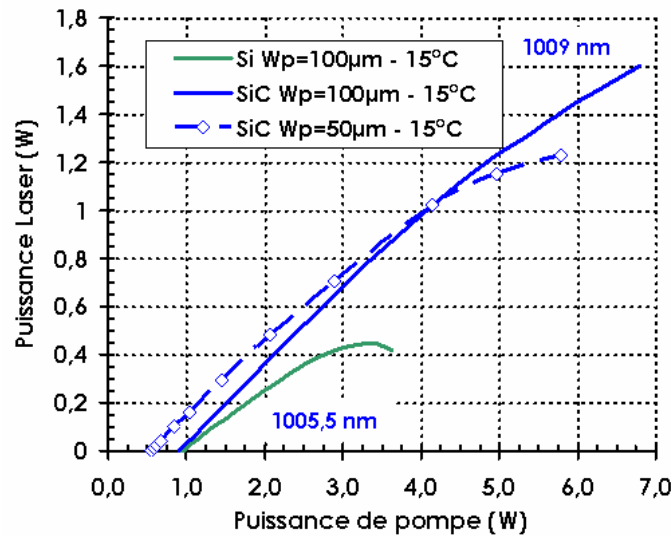


Figure C-15 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les structures reportées sur Si et SiC pour un rayon de pompe de 100 μm (traits pleins) et sur SiC pour un rayon de pompe de 50 μm (en pointillés). Le miroir de sortie a une transmission d'environ 1% autour de 1000 nm. Les longueurs d'ondes correspondent au seuil et au maximum de l'émission laser de la structure sur SiC pompée sur un rayon de 100 μm .

Comme prévu, on constate que les performances laser de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reportée sur SiC sont bien supérieures à celles obtenues avec la structure sur Si. Pour la même taille de la zone de pompe, le seuil d'effet laser est quasiment identique. Lorsque la puissance de pompe augmente, l'efficacité laser de la structure sur Si diminue par effet de la température sur le seuil (Équations C-13 et C-14).

Enfin, on voit que l'optimisation de la taille de la zone pompée permet de réduire encore la résistance thermique de la structure reportée sur SiC (courbes bleues) et d'améliorer encore ses performances laser. Pour un rayon de pompe de 100 μm , l'effet du "roll-over" a quasiment disparu et on obtient une puissance laser de 1,6 W pour près de 7 W de puissance de pompe, avec une température du radiateur maintenue à 15°C. Dans ce cas, la longueur d'onde laser variait, entre le seuil laser et le maximum de puissance, de 1005,5 nm à 1009 nm ce qui correspond à une variation de 0,63 nm.W⁻¹ et à une résistance thermique de 1,8 K.W⁻¹ par rapport à la puissance de pompe incidente (à comparer à la valeur attendue de 2 K.W⁻¹ reportée dans le tableau C-1).

On a donc vu à travers cette partie que la technique de report et de brasure or-indium développée au LPN de Marcoussis nous a permis de fortement améliorer les performances laser autour de 1000 nm. La puissance de sortie maximale extraite avec la structure reportée sur SiC, pour un faisceau limité par la diffraction (TEM₀₀) mais multimode longitudinal, est de 1,6 W. Elle était limitée à 100 mW pour une structure sur substrat de GaAs. Bien qu'inférieures, les performances obtenues ici peuvent être comparées aux résultats publiés par Osram [Lutgen, 03] utilisant des puits quantiques à contraintes compensées et un report de la $\frac{1}{2}$ structure (Bragg + zone active) directement sur un radiateur en cuivre par soudure à l'indium. On rappelle que l'utilisation de puits à contraintes compensées permet de faire croître un plus grand nombre de puits dans la zone active sans détérioration. Le gain effectif de la structure

est alors plus grand et de tels OPSL tolèrent des pertes plus importantes. Pour un rayon de 120 μm environ, Lutgen et ses collègues obtiennent une puissance laser de 2,8W pour une puissance de pompe incidente de 7W. Pour un rayon de pompe un peu inférieur, nous obtenons une puissance laser de 1,6 W pour 6,8W de puissance de pompe. Ces résultats sont donc encourageants pour la suite puisque le procédé de report n'était pas encore optimisé.

En effet, il faut noter que les structures reportées utilisées ici sont les premières, émettant autour de 1 μm , bénéficiant du nouveau processus de report par brasure or-indium [Dion, 05]. Le joint de collage était un peu inhomogène, surtout dans le cas du report sur SiC. Les performances laser pouvaient alors être assez variables, mais reproductibles, suivant les zones utilisées. Par la suite, la technique de report a encore été améliorée.

C-III Réalisations expérimentales en régime monofréquence :

Dans cette partie, nous présentons les résultats laser obtenus à 1003 nm en régime monomode longitudinal et les résultats expérimentaux dans le bleu-vert par doublement de fréquence intracavité.

Nous utiliserons ici la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reportée sur substrat de SiC ayant donnée les meilleures performances en terme de puissance laser autour de 1000 nm. De plus, le rayon du faisceau de pompe sera maintenu à 100 μm et la température du radiateur à environ 10°C pour maximiser les performances. Il faudra cependant faire attention à l'apparition de rosée sur la structure.

Dans un premier temps, nous décrirons les expériences et les résultats obtenus pour une émission monomode longitudinale efficace autour de 1003 nm. Nous présenterons ensuite les premiers résultats obtenus autour de 502 nm par doublement de fréquence intracavité de l'émission infrarouge monomode longitudinale.

C-III.1 Dans l'infrarouge :

Comme nous l'avons vu précédemment sans sélection spectrale, la longueur d'onde d'émission se décale avec la puissance de pompe et l'émission est multimode spectrale. L'enjeu va donc être ici de forcer l'oscillation laser à une longueur d'onde précise et d'obtenir un rayonnement monomode longitudinal.

Les inhomogénéités de croissance (épaisseur des couches) entre le centre et le bord du substrat permettent d'accorder la longueur d'onde d'émission en se déplaçant sur la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL. Cependant, il faut tenir compte du fait que certaines zones présentent une forte densité de "darklines"⁵⁸. Il faut alors trouver une zone qui soit un compromis entre une longueur d'onde d'émission proche de 1003 nm et une zone de gain avec un minimum de "darklines". Il est ensuite nécessaire d'insérer un (des) élément(s) sélectif(s) spectralement dans la cavité pour forcer la longueur d'onde d'émission et la rendre monomode longitudinale. Plusieurs articles de la littérature font état de OPSL monomodes longitudinaux, et ce dans plusieurs gammes de longueurs d'ondes, autour de 860 nm [Holm, 99], 980 nm [Abram, 04], 1,5 μm [Lindberg, 05] ou encore 2,3 μm [Ouvrard, 04]. Comme nous l'avons déjà vu dans la

⁵⁸ On rappelle que ce sont des défauts de luminescence dus aux contraintes des puits quantiques.

partie A, l'émission monomode longitudinale peut être obtenue dans des OPSL en cavité linéaire grâce à la localisation spatiale du gain dans la zone active.

L'émission monofréquence peut être obtenue sans élément sélectif pour des faibles tailles de faisceaux et des puissances modestes (quelques mW) dans des cavités très courtes, comme par exemple dans les travaux de [Ouvrard, 04]. Pour des puissances supérieures ($< 0,5$ W), l'insertion d'un filtre de Lyot permet d'affiner la raie d'émission et l'ajout d'un étalon solide permet de rendre l'émission monomode longitudinale [Holm, 99] [Abram, 04]. Cependant, l'insertion de ces éléments induit une forte perte ($> 60\%$) de la puissance émise [Abram, 04] passant ainsi de plus de 1,2W à 0,4W en régime monomode longitudinal. Récemment, l'émission monomode longitudinale d'un OPSL émettant à $1,5 \mu\text{m}$ a été obtenue grâce à la sélection spectrale d'un dissipateur de chaleur fin en diamant (couche de $50 \mu\text{m}$) jouant le rôle d'un étalon solide Fabry-Perot [Lindberg, 05]. L'insertion de cet élément, jouant le double rôle de radiateur et d'étalon. Combiné à une cavité courte dont les modes longitudinaux sont espacés les uns des autres, il a permis d'obtenir des puissances laser allant jusqu'à 470 mW à 0°C en régime monomode longitudinal à $1,5 \mu\text{m}$ pour une puissance de pompe absorbée de 4,5W. L'émission est monofréquence sur toute la gamme de puissance de pompe, mais des sauts de mode apparaissent lorsque le décalage en longueur d'onde du gain dû à l'élévation de température est suffisant.

Pour les résultats présentés ici, nous avons choisi de nous placer dans une configuration la plus simple possible, soit une cavité à deux miroirs et un étalon solide Fabry-Perot intracavité. Le schéma expérimental de la cavité utilisée est représenté sur la figure C-16. Le banc de pompe est ici simplement constitué de deux doublets de 50 mm de distance focale permettant d'obtenir un rayon de pompe d'environ 50 à 60 μm au point de focalisation⁵⁹.

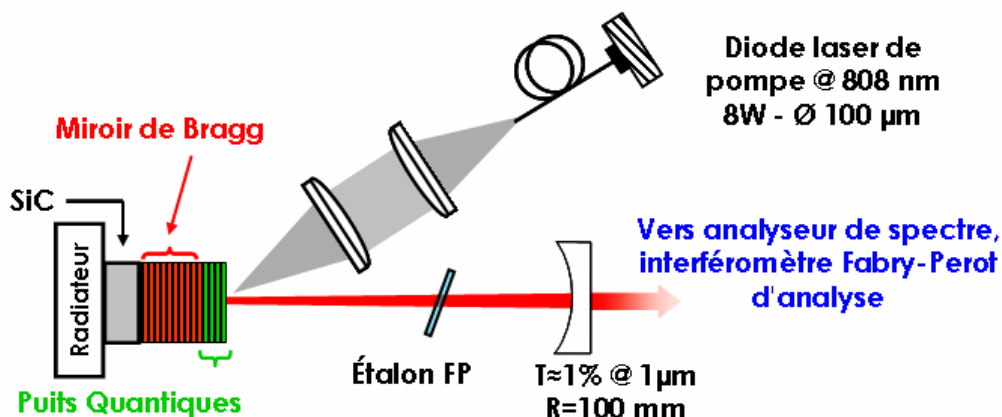


Figure C-16 : Schéma expérimental de la cavité pour une émission monomode longitudinale autour de $1003,4 \text{ nm}$.
L'angle de pompage est d'environ 20° et la longueur de la cavité de 95 mm.

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est montée sur un radiateur en cuivre en contact avec une fine couche de graisse thermique. La température du radiateur est contrôlée par un élément Peltier et fixée pour toute la suite à 10°C . Une circulation d'eau permet d'évacuer la chaleur

⁵⁹ Notons que la qualité du faisceau de pompe est ici beaucoup moins cruciale que pour la solution du chapitre précédent utilisant des cristaux massifs dopés ytterbium, puisque qu'ici la zone de gain ne fait que quelques μm d'épaisseur et qu'il n'y a donc pas de problème de recouvrement spatial sur de grandes distances (mm).

générée à la face chaude de l'élément Peltier. Le montage est visible sur la photographie de la figure C-13.

Nous avons tout d'abord essayé un étalon Fabry-Perot solide identique à celui déjà utilisé pour les lasers à base de cristaux dopés ytterbium, soit d'une épaisseur de 100 μm (intervalle spectral libre I.S.L. $\approx 3,5$ nm) et non traité. Dans cette configuration, l'émission se faisait à deux longueurs d'ondes distinctes de l'intervalle spectral libre de l'étalon (3,5 nm). L'utilisation d'un étalon Fabry-Perot solide en silice non traité de 50 μm d'épaisseur (I.S.L. ≈ 7 nm) dans la cavité à deux miroirs plan-concave permet de rendre l'émission monomode longitudinale.

On peut comprendre cet effet de la manière simple suivante. On suppose que le gain normalisé du milieu a un profil parabolique d'une largeur à mi-hauteur de 20 nm (voir par exemple la figure C-4). On multiplie les modulations spectrales du Fabry-Perot par le profil de gain normalisé de la zone active, et on compare le résultat au niveau des pertes totales de la cavité, principalement dues au miroir de sortie ($T=1\%$). On détermine ainsi le nombre des modes spectraux imposés par l'étalon et pouvant osciller dans la cavité lorsque la longueur d'onde de 1003,4 nm est sélectionnée, comme sur la figure C-17.

Lorsque l'on cherche à obtenir l'oscillation autour de 1003,4 nm avec l'étalon de 100 μm , deux raies peuvent osciller simultanément, séparées d'environ 3,5 nm, correspondant à l'intervalle spectral libre de l'étalon. Pour certains réglages fins, on peut arriver à obtenir l'oscillation laser à une seule longueur d'onde. Cependant, il n'est pas possible, en combinant des variations de positions sur la zone active et des variations de puissances, d'obtenir l'oscillation à 1003 nm.

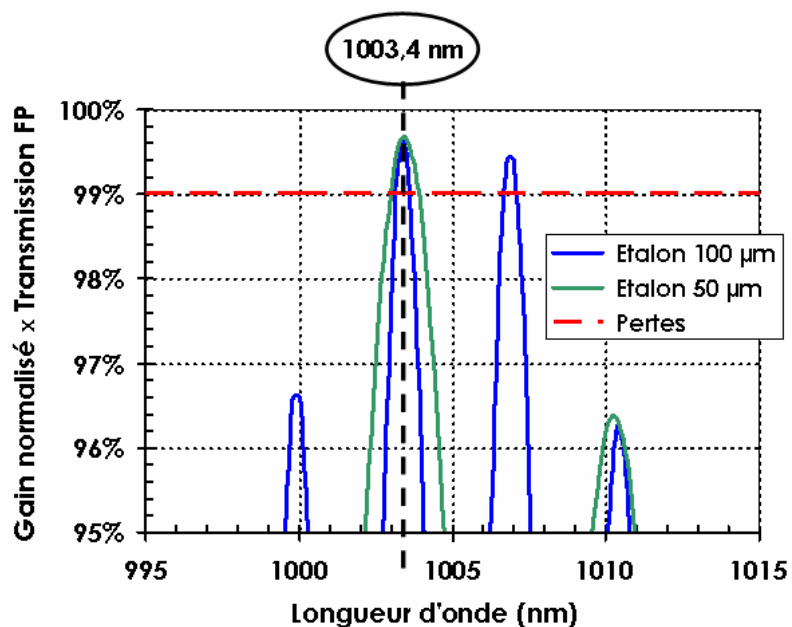


Figure C-17 : Représentation du nombre de modes sélectionné par un étalon Fabry-Perot solide de 50 ou 100 μm dans la courbe de gain d'une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL.

Avec l'étalon Fabry-Perot de 50 μm d'épaisseur, dont l'intervalle spectral libre est plus grand, la sélection spectrale est meilleure et l'oscillation a lieu à une seule longueur d'onde autour de 1003,4 nm quelque soit la puissance de pompe.

Enfin, l'émission monomode longitudinale est obtenue naturellement par le filtrage spectral de la cavité laser. Cependant, elle n'est obtenue sur toute la gamme de puissance de pompe qu'en affinant régulièrement les réglages. La figure ci-dessous représente les résultats obtenus dans cette configuration pour une transmission du miroir de sortie de 1%.

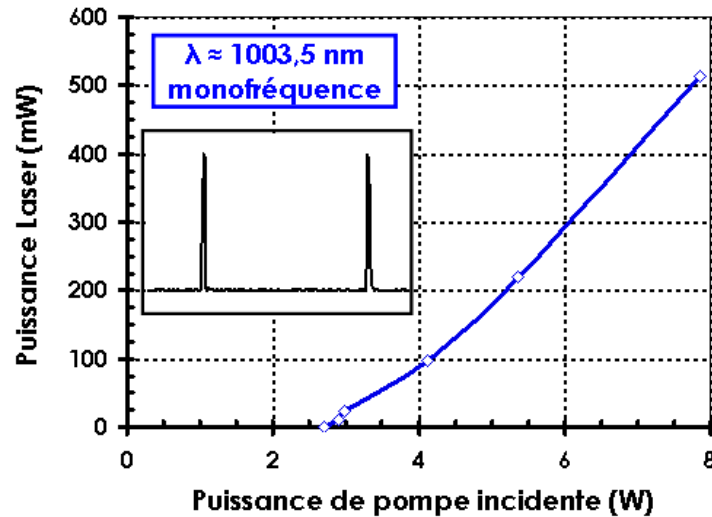


Figure C-18 : Puissance laser (mW) en régime monomode longitudinal autour de 1003,5 nm en fonction de la puissance de pompe incidente (W). La transmission du miroir de sortie est de 1% environ. L'encadré correspond au signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse montrant le caractère monomode longitudinal de l'émission.

L'insertion de l'étalon solide induit des pertes supplémentaires qui augmentent le seuil d'oscillation et diminuent la puissance laser extraite. De plus, la longueur d'onde de gain maximum de la structure augmente avec la puissance de pompe (i.e. la température). Or, la longueur d'onde d'émission laser étant fixe grâce à l'étalon Fabry-Perot, le gain disponible n'est maximum que pour une puissance de pompe, ce qui diminue globalement l'efficacité laser. Aux vues des résultats expérimentaux (figures C-14 et C-15) précédents et notamment des longueurs d'ondes d'émissions, toujours supérieures à 1003 nm, le gain disponible à 1003,5 nm est toujours inférieur au maximum de gain disponible.

Le seuil d'oscillation laser apparaît pour une puissance de pompe incidente de 2,8 W. On obtient une puissance laser d'environ 500 mW autour de 1003,5 nm, en régime monomode longitudinal, pour une puissance de pompe incidente de près de 8 W⁶⁰. L'émission est polarisée linéairement parallèlement à l'axe [110] du semiconducteur et le profil du faisceau est gaussien. La polarisation linéaire selon l'axe [110] est due à un faible dichroïsme du gain selon les deux axes [110] et [1-10] du cristal semiconducteur [Sanchez, 04].

Un interféromètre Fabry-Perot d'analyse à balayage, identique à celui utilisé pour la caractérisation des lasers à base de cristaux dopés ytterbium, a été utilisé pour confirmer le caractère monomode longitudinal (encadré figure C-18).

⁶⁰ La diode de pompe a été changée par rapport aux précédents résultats des figures C-14 et C-15.

Il faut tout de même noter que le régime monomode longitudinal est relativement instable dans cette configuration, à cause de vibrations mécaniques et de fluctuations de l'intensité de pompe.

C-III.2 Dans le visible :

La configuration précédente ne permet pas d'obtenir des puissances suffisantes pour un doublement de fréquence extracavité efficace. Tout comme pour les lasers à base de cristaux dopés ytterbium, nous avons donc mis en place un doublement de fréquence intracavité dans le cristal de KNbO_3 comme défini dans la partie A.

Pour cela, l'architecture de la cavité a dû être modifiée pour obtenir un second waist de cavité et prendre en compte l'encombrement du four. On utilise alors une cavité à 4 miroirs en Z, comme schématisé sur la figure C-19.

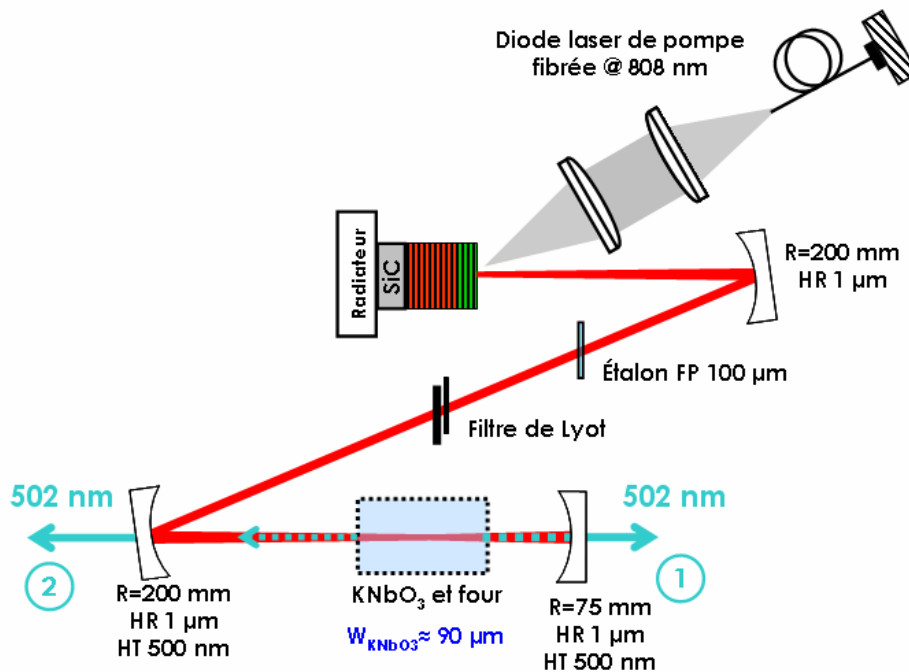


Figure C-19 : Cavité à 4 miroirs utilisée pour le doublement de fréquence de l'infrarouge vers le visible. Le mode de cavité au niveau de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est d'environ 100 μm et d'environ 90 μm au niveau du cristal non linéaire.

La principale particularité, par rapport aux cavités utilisées avec les cristaux dopés ytterbium, est qu'il faut minimiser au maximum les pertes introduites par les différents éléments. En particulier, il est nécessaire d'utiliser des miroirs très réfléchissants ($R > 99,9\%$ spécifié et $> 99,95\%$ en pratique) dans l'infrarouge ("Low loss mirror"). Par manque de miroirs adaptés, la cavité contient deux sorties distinctes pour la longueur d'onde visible générée. On introduit de plus un filtre de Lyot, qui permettra d'accorder la longueur d'onde d'émission dans l'infrarouge, et un étalon solide Fabry-Pérot de 100 μm d'épaisseur, permettant d'assurer un fonctionnement monomode longitudinal et d'affiner la largeur de raie. La sélection en longueur d'onde est ici critique pour assurer un bon accord de phase dans le cristal non linéaire porté à une température de 76°C. De plus, la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est orientée de façon à ce que la polarisation de l'onde infrarouge émise soit horizontale (dans le plan du marbre).

Le cristal non linéaire de KNbO_3 est le même que celui utilisé précédemment pour les sources laser à base de cristaux dopés ytterbium. Il est orienté de façon à ce que la polarisation horizontale de l'onde fondamentale soit parallèle à son axe **a**. L'onde doublée sera alors polarisée à 90° .

Les résultats expérimentaux du doublement de fréquence sont présentés sur la figure suivante.

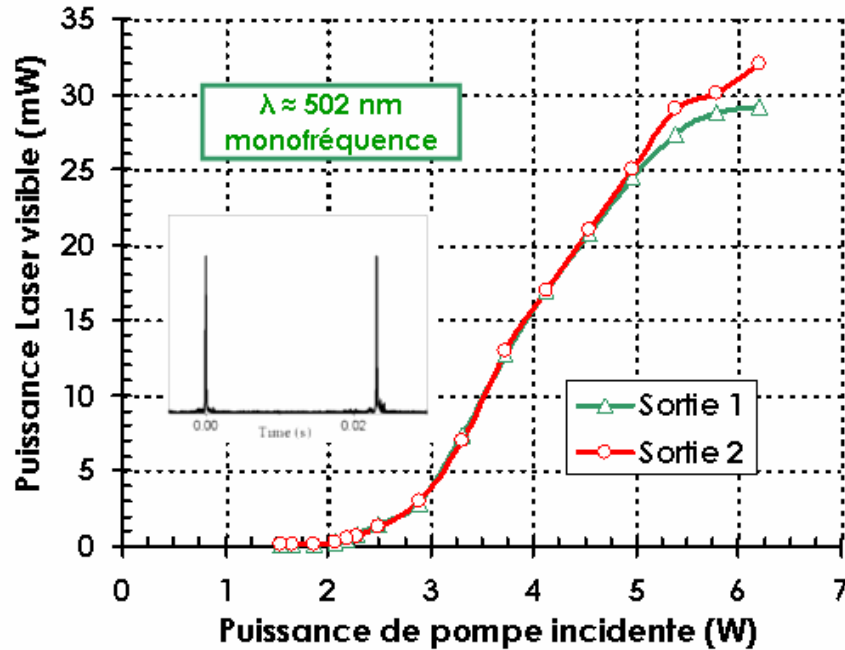


Figure C-20 : Puissances laser visibles (502 nm) en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm par doublement de fréquence de l'émission infrarouge de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL dans un cristal de KNbO_3 . L'encadré représente le signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse montrant que l'émission est monomode longitudinale à 1004 nm.

On obtient ici une puissance totale de 60 mW dans le bleu-vert autour de 502 nm pour une puissance de pompe incidente de 6,2W. Pour des puissances de pompe supérieures, la puissance doublée chute, ce que nous attribuons à une diminution de la puissance infrarouge.

Les puissances produites dans le visible restent modestes par rapport aux puissances intracavité attendues. En effet, les résultats précédents en régime monomode longitudinal dans l'infrarouge (figure C-18) nous donnent une puissance intracavité d'une trentaine de Watts pour une puissance de pompe de 6W et pour la cavité figure C-16. Par rapport au cas des cristaux dopés ytterbium, nous devrions bénéficier ici de puissances intracavité au moins deux fois supérieures. Cependant, ces structures sont très sensibles aux pertes introduites du fait de leur gain modeste et la puissance intracavité disponible chute rapidement.

En effet, l'ajout de deux miroirs supplémentaires, du filtre de Lyot et du cristal non linéaire introduit des pertes supplémentaires qui réduisent la puissance intracavité. Les pertes d'insertion du cristal non linéaire ont notamment été mesurées à 0,5% lors des expériences avec les cristaux dopés ytterbium (voir page 130). Les fuites du faisceau infrarouge ont été mesurées à 4,5 mW pour une puissance de pompe de 6W et derrière un miroir hautement réfléchissant dont la transmission peut être prise à 0,05% (données fournisseur). Cela est équivalent à une puissance intracavité de 9W pour l'onde se propageant dans un sens et qui

permet de générer une puissance de 30 mW dans le bleu-vert par doublement de fréquence. Ces résultats sont consistants avec ceux obtenus avec les sources à base de cristaux dopés ytterbium. On avait par exemple obtenu une puissance de 35 mW à 501,7 nm pour une puissance intracavité infrarouge de 11W avec le cristal de Yb:KYW pompé à 980 nm.

Finalement, il faut noter que, d'un jour à l'autre, il est nécessaire de procéder à des réglages pour obtenir la longueur d'onde voulue dans l'infrarouge et des puissances correctes dans le visible. L'émission monomode est relativement instable, ce qui est probablement dû à des instabilités mécaniques et de l'intensité de pompe. De plus, la conception de ces structures quasi-antirésonantes pour l'obtention de spectres plutôt larges et d'une émission accordable rend l'émission monomode longitudinale à une longueur d'onde fixe difficile à obtenir.

C-IV Synthèse et conclusion du chapitre C :

Nous avons donc étudié au cours de ce chapitre la possibilité d'obtenir une émission monomode longitudinale autour de 1000 et dans le bleu-vert à 500 nm à base de semiconducteurs pompés optiquement.

La première partie de ce chapitre nous a permis d'introduire et d'expliquer les différents concepts, tant théoriques que technologiques, mis en jeu dans les Lasers à Semiconducteurs Pompés Optiquement (OPSL). Nous avons vu en particulier l'importance de la conception de la zone active. Les puits quantiques doivent être localisés au maximum du champ électrique de l'onde stationnaire de la cavité linéaire pour améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain et l'onde laser, et donc augmenter le gain global.

Lorsque la sous-cavité, formée par la zone active entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air, est résonante pour la longueur d'onde laser, le gain des puits est encore augmenté par l'effet de résonance. Cependant, le filtrage spectral est important et la longueur d'onde d'émission est imposée par la sous-cavité résonante. L'augmentation de température avec la puissance de pompe décale alors rapidement la longueur d'onde de gain maximum loin de la résonance de la cavité, ce qui fait chuter l'effet laser.

Cette configuration est alors souvent utilisée avec un traitement antireflet à l'interface semiconducteur-air pour diminuer l'effet Fabry-Perot tout en gardant un gain élevé. Le spectre d'émission est alors un peu plus large et la sélection spectrale de la sous-cavité moins importante rend l'émission laser un peu moins sensible aux effets thermiques.

La troisième alternative utilise une sous-cavité quasiment antirésonante, ce qui élargi le spectre d'émission de la structure mais diminue le gain de la structure. Cependant, en optimisant la transmission du miroir de sortie et en minimisant les pertes passives de la cavité, il est possible de trouver une situation optimale pour laquelle la puissance extraite sera maximale. C'est ce genre de structures que nous avons eu à notre disposition pour ces travaux. Leur conception et leur croissance ont été réalisées par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis (LPN) en collaboration avec le Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²).

Dans tous les cas, la qualité et la précision de la croissance sont très importantes pour obtenir des sources efficaces. De plus, à cause de la réduction du gain des puits quantiques lorsque la température augmente et du décalage de la bande d'émission vers le rouge, la gestion de l'évacuation thermique est un point crucial pour la montée en puissance.

C'est ce point qui nous a principalement intéressé dans la deuxième partie de ce chapitre. À travers un modèle simple prenant en compte l'effet de la température, nous avons tout d'abord mis en évidence l'influence de la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL sur les performances laser des OPSL. Une faible résistance thermique est nécessaire pour obtenir des puissances laser élevées.

Nous avons ensuite présenté les différentes solutions permettant d'améliorer l'évacuation thermique de la zone active. La diminution de la résistance thermique en supprimant le substrat de croissance (ici en GaAs) et en accolant la structure à un radiateur efficace (cuivre, diamant, SiC) est la voie la plus efficace. Nous nous sommes alors intéressés au procédé de report développé au LPN de Marcoussis et mis en œuvre sur les $\frac{1}{2}$ structures

VCSEL utilisées. Il exploite le procédé d'interdiffusion liquide-solide pour créer un joint de collage AuIn_2 permettant de "souder" la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL à un substrat de forte conductivité thermique, tel que du SiC. Nous avons en particulier validé expérimentalement ce procédé à travers l'amélioration des performances laser de différentes structures. Un gain d'un facteur 15 est obtenu en terme de puissance laser de sortie entre une structure classique sur substrat de GaAs et une structure reportée sur un substrat de SiC.

Enfin, la dernière partie a été l'occasion de présenter nos réalisations expérimentales et les résultats obtenus en régime monomode longitudinal autour de 1003 nm et autour de 502 nm par doublement de fréquence intracavité. Dans l'infrarouge, nous avons développé une source simple, formée d'une cavité plan-concave et d'un étalon solide Fabry-Perot intracavité, produisant jusqu'à 500 mW d'un rayonnement monomode longitudinal pour une puissance de pompe d'environ 8W. Le doublement de fréquence a nécessité une architecture de cavité un peu différente pour permettre d'insérer le cristal non linéaire et de mieux contrôler la longueur d'onde d'émission. Nous avons alors obtenu une puissance totale d'environ 60 mW d'un rayonnement monomode longitudinal autour de 502 nm.

Cependant, ces résultats restent préliminaires et plusieurs améliorations peuvent encore être apportées. Les $\frac{1}{2}$ structures VCSEL utilisées ne sont pas optimisées pour obtenir une émission monomode longitudinale à 1003 nm.

En profitant du nouveau procédé de report sur SiC qui améliore de beaucoup la résistance thermique de la structure semiconductrice, il serait intéressant de développer une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL avec une sous-cavité résonante à 1003 nm et un traitement antireflet, ce qui permettrait d'augmenter le gain effectif des puits par rapport à la situation actuelle. L'émission infrarouge devrait alors être moins sensible aux pertes introduites par les différents éléments nécessaires à l'obtention de l'émission monofréquence (filtre de Lyot, étalon) et par le cristal non linéaire. La puissance intracavité dans l'infrarouge serait alors augmentée, ce qui améliorerait l'efficacité de conversion du processus non linéaire de doublement de fréquence.

Le support mécanique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL pourrait aussi être amélioré pour mieux évacuer la chaleur et réduire les vibrations dues à la circulation d'eau.

Bibliographie Chapitre C :

- [Abram, 04] "Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser", R. H. Abram, K. S. Gardner, E. Riis, and A. I. Ferguson, *Optics Express*, 12, 5434-5439 (2004).
- [Alford, 02] "High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser", W. J. Alford, T. D. Raymond, and A. A. Allerman, *J. Opt. Soc. Am. B*, 19, 663-666 (2002).
- [Bernstein, 66] "Semiconductor joining by the Solid-Liquid-Interdiffusion (SLID) Process. I. The systems Ag-In, Au-In, and Cu-In", L. Bernstein, *Journal of the Electrochemical Society*, 113, 1282-1288 (1966).
- [Beyertt, 05] "Semiconductor thin-disk laser - Comparison of spacer and quantum-well pumping", S.-S. Beyertt, T. Kübler, U. Brauch, A. Giesen, E. Gerster, F. Rinaldi, and P. Unger, *Technical Digest ASSP 2005, MB35*, Vienna (2005).
- [Calvez, 02] "Optimization of an optically pumped 1.3- μm GaInNAs vertical-cavity surface-emitting laser", S. Calvez, D. Burns, and M. D. Dawson, *IEEE Photonics Technology Letters*, 14, 131-133 (2002).
- [Chénais, 04c] "Direct and absolute temperature mapping and heat transfer measurements in diode-end-pumped Yb:YAG", S. Chénais, S. Forget, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, *Applied Physics B*, 79, 221-224 (2004).
- [Chilla, 04] "High power optically pumped semiconductor lasers", J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed, and L. Spinelli, in *Nanobiophotonics and Biomedical Applications*, *Proc. SPIE*, 5332, 143-150 (2004).
- [Corzine, 89] "Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure", S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R. H. Yan, and L. A. Coldren, *IEEE J. of Quant. Electron.*, 25, 1513-1524 (1989).
- [Didierjean, 05] "High resolution absolute temperature mapping of laser crystals in diode-end-pumped configuration", J. Didierjean, S. Forget, S. Chenais, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, K. Altmann, C. Pflaum, in *Proceedings of SPIE - Volume 5707 Solid State Lasers XIV: Technology and Devices*, Hanna J. Hoffman, Ramesh K. Shori, Editors, April 2005, pp. 370-379 (2005).
- [Dion, 05] "AuIn₂ Solid Liquid Inter Diffusion Bonding for III-V high power semiconductor devices", J. Dion, I. Sagnes, M. Strassner, M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin, P. Georges, and A. Garnache, soumis à *Journal of Vacuum Science Technology B* en Janvier 2005.

- [Garnache, 00] "Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy", A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel, and R. Houdré, *J. Opt. Soc. Am. B*, 17, 1589-1598 (2000).
- [Garnache, 02] "Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power", A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons, and J. S. Roberts, *Applied Physics Letters*, 80, 3892-3894 (2002).
- [Garnache, 99] "High-sensitivity intracavity laser absorption spectroscopy with vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers", A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel, and R. Planel, *Optics Letters*, 24, 826-828 (1999).
- [Garnache, 99] "Study and realization of new kinds of near-infrared lasers for intracavity laser absorption spectroscopy. Dynamics of strongly multimode lasers", A. Garnache, Ph.D. Thesis, Université Joseph Fourier de Grenoble, (1999).
- [Gerster, 03] "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser", E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, *J. of Appl. Phys.*, 94, 7397-7401 (2003).
- [Geske, 04] "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser active regions for enhanced performance with optical pumping", J. Geske, K.-G. Giap, Y. L. Okuno, J. Piprek, and J. E. Bowers, *IEEE J. of Quant. Electron.*, 40, 1155-1161 (2004).
- [Häring, 02] "High-Power Passively Mode-Locked Semiconductor Lasers", R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, *IEEE J. of Quant. Electron.*, 38, 1268-1275 (2002).
- [Hastie, 03] "0.5W single-transverse-mode operation of an 850-nm diode-pumped surface-emitting semiconductor laser", J. E. Hastie, J.-M. Hopkins, S. Calvez, C. W. Jeon, D. Burns, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 15, 894-896 (2003).
- [Hastie, 05] "High power, continuous-wave operation of a vertical External Cavity Surface Emitting Laser at 674 nm", J. E. Hastie, S. Calvez, H. Sun, M. D. Dawson, T. Leinonen, and M. Pessa, *Technical Digest ASSP 2005, WC2*, Vienna (2005).
- [Holm, 99] "Actively stabilized single-frequency vertical-external-cavity AlGaAs laser", M. A. Holm, D. Burns, A. I. Ferguson, and M. D. Dawson, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 11, 1551-1553 (1999).

- [Kennedy, 60] "Spreading resistance in cylindrical semiconductor devices", D. Kennedy, *Journal of Applied Physics*, 31, 1490–1497 (1960).
- [Kuznetsov, 97] "High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams", M. Kuznetsov, F. Hakimi, and A. Mooradian, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 9, 1063-1065 (1997).
- [Kuznetsov, 99] "Design and characteristics of High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams", M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague and A. Mooradian, *IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron.*, 5, 561-573 (1999).
- [Lindberg, 05] "Single-frequency operation of a high-power, long-wavelength semiconductor disk laser", H. Lindberg, A. Larsson, and M. Strassner, *Optics Letters*, 30, 2260-2262 (2005).
- [Lutgen, 03] "8-W high efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm", S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft, and W. Späth, *Appl. Phys. Lett.*, 82, 3620-3622 (2003).
- [Lutgen, 05] "Green semiconductor disk laser with 0.7W cw output power", S. Lutgen, M. Kuehnelt, U. Steegmueller, P. Brick, T. Albrecht, W. Reill, J. Luft, W. Späth, B. Kunert, S. Reinhard, K. Volz, and W. Stolz, *Technical Digest ASSP 2005, MB23*, Vienna (2005).
- [Ouvrard, 04] "Single-Frequency tunable Sb-based Vertical Cavity Surface Emitting Lasers emitting at 2.3 μm ", A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Gentry, and D. Romanini, in *Proceedings of CLEO US 2004, Postdeadline Paper CPDB9* (2004).
- [Picqué, 03] "High-sensitivity time-resolved intracavity laser Fourier transform spectroscopy with vertical-cavity surface-emitting multiple-quantum-well lasers", N. Picqué, G. Guelachvili and A. A. Kachanov, *Optics Letters*, 28, 313-315 (2003).
- [Raja, 89] "Resonant periodic gain surface-emitting semiconductor laser", M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinsky, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan, and B. E. Hammons, *IEEE J. of Quant. Electron.*, 25, 1500-1512 (1989).
- [Sanchez, 04] "Polarization anisotropy in vertical-cavity semiconductor optical amplifiers", M. Sanchez, P. Wen, M. Gross, and S. Esener, *Optics Letters*, 29, 1888-1890 (2004).
- [Schmid, 04] "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser", M. Schmid, S. Benchabane, F. Torabi-Goudarzi, R. Abram, A. I. Ferguson, and E. Riis, *Applied Physics Letters*, 84, 4860-4862, (2004).

- [Symonds, 03a] "Continuous-wave operation of monolithically grown 1.5- μm optically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers", C. Symonds, I. Sagnes, A. Garnache, S. Hoogland, G. Saint-Girons, A. C. Tropper, and J.-L. Oudar, *Applied Optics*, 42, 6678-6681 (2003).
- [Symonds, 03b] "Laser à semiconducteur en cavité verticale étendue émettant à 1,55 μm , et perspectives pour la génération d'impulsions", C. Symonds, Thèse de doctorant de l'Université Paris-Sud XI (2003).
- [Tropper, 04] "Vertical-external-cavity semiconductor lasers", A. C. Tropper, H. D. Foreman, A. Garnache, K. G. Wilcox, and S. H. Hoogland, *J. Phys. D: Appl. Phys. Topical Review*, 37, 75-85 (2004).
- [Zakharian, 03] "Experimental and theoretical analysis of optically pumped semiconductor disk lasers", A. R. Zakarian, J. Hader, J. V. Moloney, S. W. Koch, P. Brick, and S. Lutgen, *Applied Physics Letters*, 83, 1313-1315 (2003).

**Conclusions générales,
comparaisons et
perspectives :**

Conclusions générales

Le contexte de cette thèse était de démontrer la faisabilité, puis de développer des sources laser solides, pompées par diode laser, et émettant un rayonnement continu monomode longitudinal dans le bleu-vert, et particulièrement autour de 501,7 nm. Ces sources se veulent constituer une solution de remplacement aux lasers à argon ionisé, actuellement utilisés pour des applications métrologiques telles que la spectroscopie de l'iode moléculaire ($^{127}\text{I}_2$) à ultra-haute résolution ou la stabilisation en fréquence dans la gamme 501-514 nm sur les transitions de l'iode.

Dans le premier chapitre, nous avons posé les briques de base de ce travail. Nous avons tout d'abord introduits les intérêts, notamment métrologiques, des sources laser émettant dans le bleu-vert autour de 500 nm et les avantages apportés par les lasers solides pompés par diode (A-I). Les sources solides pompées par diode ont déjà fait leurs preuves à 532 nm pour la stabilisation en fréquence sur des transitions de l'iode et la mise en pratique du mètre. La diminution en longueur d'onde, pour atteindre les transitions autour de 501,7 nm, s'accompagne d'une diminution des largeurs de raie de l'iode d'un ordre de grandeur, ce qui permettrait un gain en précision et en stabilité des sources laser ainsi stabilisées. De plus, le pompage par diode laser d'un milieu à gain solide permet de développer des sources laser stables, compactes et avec de bons rendements électrique-optique.

Actuellement, aucune source solide pompée par diode ne permet d'obtenir une émission laser dans le bleu-vert vers 501,7 nm. Nous avons donc dressé, dans la partie A-II, un état de l'art aussi complet que possible des sources laser solides pompées par diode émettant dans la gamme [450-550 nm].

Dans la troisième partie (A-III), nous avons fait ressortir les solutions adaptables pour une émission laser autour de 500 nm. Nous avons alors présenté les deux solutions que nous avons retenues pour ces travaux. Il s'agit d'une part d'utiliser des cristaux massifs dopés ytterbium, pompés par diode, émettant dans le proche infrarouge vers 1000 nm, pour ensuite atteindre les longueurs d'ondes autour de 500 nm par doublement de fréquence. La deuxième voie retenue consiste à utiliser des structures semiconductrices à puits quantiques pompés optiquement. De même que les cristaux dopés ytterbium, ces milieux amplificateurs peuvent émettre autour de 1000 nm et être doublés en fréquence.

Enfin, dans une quatrième partie (A-IV), nous avons présenté les diverses possibilités pour l'étape de doublement de fréquence. Compte-tenu des fortes intensités nécessaires dans l'infrarouge pour obtenir une conversion non linéaire efficace en régime continu, nous avons opté pour une architecture de doublement de fréquence intracavité. Concernant le cristal non linéaire, un compromis entre efficacité, coût et souplesse, en terme de longueurs d'ondes accessibles, a dû être fait. Nous avons opté pour un cristal non linéaire de KNbO_3 en accord de phase non critique par la température.

La suite du manuscrit s'articule autour des deux solutions précédemment retenues et étudiées lors de ces travaux de thèse.

Le chapitre B concerne l'étude des sources laser à base de cristaux dopés ytterbium pompés par diode laser. Une première partie (B-I) nous a permis d'introduire les cristaux

dopés ytterbium à travers les différents types de sources dans lesquelles ils sont utilisés, que ce soit des lasers continus de puissances, des lasers accordables, des sources à impulsions ultra-courtes (quelques dizaines de femtosecondes) ou des amplificateurs de type régénératifs. Leur spectroscopie générale a aussi été présentée.

Les équations de base pour l'évolution du faisceau de pompe et de l'intensité laser sont présentées dans la deuxième partie (B-II). Nous avons alors insisté sur les particularités du schéma d'énergie mis en jeu pour une émission laser autour de 1000 nm. Pour un pompage à 980 nm, le schéma d'énergie est qualifié de "quasi-deux niveaux" et devient "quasi-trois niveaux" pour un pompage autour de 930 nm. La principale difficulté vient de la proximité du sous-niveau terminal de la transition laser et du sous-niveau fondamental. Par peuplement thermique du niveau terminal de la transition laser, le milieu est naturellement absorbant à la longueur d'onde d'émission recherchée. C'est pour cette raison que, naturellement, les lasers à base de cristaux dopés ytterbium oscillent à des longueurs d'ondes supérieures à 1020 nm. Il est alors nécessaire de fortement saturer l'absorption du cristal à la longueur d'onde pompe pour obtenir du gain autour de 1000 nm.

Les équations et considérations précédentes nous ont ensuite permis, dans la troisième partie (B-III) de définir une figure de mérite adéquat à notre problème. Elle prend en compte l'intensité de pompe à la transparence I_{psat} et le gain linéique petit signal pour une puissance de pompe de 1W sur un rayon typique de 50 μm . Plusieurs cristaux se détachent favorablement de cette figure de mérite avec des intensité de pompe à la transparence faible et des gains linéiques importants. Parmi eux, nous en avons sélectionné deux, principalement à travers des critères de disponibilité des matériaux et des diodes de pompe. Il s'agit du cristal de $\text{Yb:Y}_2\text{SiO}_5$ (Yb:YSO), faisant parti de la famille des silicates, et du $\text{Yb:KY(WO}_4)_2$ (Yb:KYW), un tungstate commercial. Bien que non disponible commercialement, le Yb:YSO est composé d'une matrice hôte déjà bien connue (Y_2SiO_5) et utilisée, avec différents dopants, pour différentes applications. Il a été développé dans le cadre d'une collaboration entre le CEA-LETI et le Laboratoire de Chimie Appliquée de l'État Solide (LCAES) de l'École Nationale Supérieure de Chimie de Paris (ENSCP) et nous a été fourni par le CEA-LETI. Il est très bien adapté à un pompage à 980 nm du fait de sa transition fine et intense. Le cristal de Yb:KYW est disponible auprès de plusieurs fournisseurs et est déjà utilisé dans différentes sources commerciales. Il est adapté à un pompage à 980 nm, mais aussi à un pompage autour de 930 nm.

La partie B-IV de ce chapitre traite des réalisations expérimentales menées au cours de cette étude. Nous avons commencé par présenter le schéma de pompage hors d'axe original mis en place à 980 nm. Cette configuration de pompage particulière couplée à des miroirs de cavité "coupés", a été choisie pour surmonter la difficulté due à la proximité des longueurs d'ondes de pompe (980 nm) et laser (1003 nm). En outre, un système de recyclage du faisceau de pompe non absorbé a été utilisé pour améliorer l'inversion de population et homogénéiser le gain laser tout au long du cristal. La seconde difficulté à laquelle nous avons été confrontés a été de forcer l'oscillation laser à une longueur d'onde aussi basse que 1003 nm alors que, naturellement, l'oscillation ne se produit que pour des hautes longueurs d'ondes entre 1020 et 1080 nm. Pour cela, il est nécessaire d'imposer des pertes importantes à toutes les longueurs d'ondes supérieures à environ 1010 nm, tout en minimisant les pertes à la longueur d'onde laser recherchée (1003 nm). Pour parvenir à ce but, nous avons choisi d'utiliser un miroir de cavité dont le traitement dichroïque spécifique (HR 985 nm-HT 1040 nm)

lui confère un rôle de filtre passe-bas (en terme de longueurs d'ondes). L'émission monomode longitudinale a ensuite été facilement obtenue dans une cavité en anneau unidirectionnelle conçue pour permettre l'insertion d'un cristal non linéaire (dans son four) au niveau d'un second waist de cavité. C'est dans cette configuration que nous avons obtenus les résultats les plus intéressants en régime monomode longitudinal à 501,7 nm. Avec le cristal de Yb:YSO, nous avons obtenu simultanément des puissances de 60 mW de bleu-vert à 501,7 nm (aiguemarine) et de 50 mW dans l'infrarouge, le tout pour une puissance de pompe incidente de 3,3W. Cela correspond alors à une efficacité optique-optique de 1,5% entre la puissance de pompe émise (4W) et la puissance produite à 501,7 nm (60 mW). En utilisant le cristal de Yb:KYW, une puissance de 35 mW de bleu-vert à 501,7 nm et une puissance supérieure à 550 mW d'infrarouge à 1003,4 nm ont été obtenus simultanément, ce qui correspond à des efficacités optique-optique de 14% vers l'infrarouge et de 0,9% vers le visible. Enfin, des expériences préliminaires ont été menées avec le cristal de Yb:KYW et un pompage par diode fibrée à 930 nm. L'effet laser à 1003,4 nm n'a pu être obtenu qu'en cavité linéaire et pour une émission multimode longitudinale. Dans une cavité en anneau, la longueur d'onde minimale atteinte était de 1020 nm. Ceci s'explique par la mauvaise qualité spatiale du faisceau de pompe, qui induit une saturation de l'absorption trop faible et une inversion de population insuffisante à 1003 nm.

Pour proposer des voies d'améliorations au pompage du Yb:KYW par diode fibrée à 930 nm, nous avons développé un programme de simulations numériques présenté dans la partie B-V. Il permet notamment de prendre en compte le phénomène de saturation de l'absorption, l'évolution du faisceau de pompe dans le cristal, et donc sa divergence, ainsi que l'élévation de température dans le milieu modifiant ses sections efficaces. Les résultats expérimentaux dans l'infrarouge obtenus dans la partie précédente ont été utilisés pour valider notre programme. Il a ensuite été appliqué pour proposer des améliorations au système existant en pompage à 930 nm et pour une cavité en anneau. Les changements à apporter concernent principalement le faisceau de pompe, dont la qualité d'imagerie doit être améliorée pour obtenir une taille de pompe de 50 μm (en rayon) au niveau du cristal sans déformation de son profil. Enfin, un cristal légèrement moins dopé (7,5% au lieu de 10%) serait plus adapté. On pourrait alors obtenir une puissance de sortie maximale de 400 mW à 1003,4 nm dans les conditions expérimentales (pertes passives de 2,5% et transmission du miroir de sortie de 5%) pour une puissance de pompe polarisée de 3,5W à 930 nm. Une autre voie d'amélioration prometteuse serait l'utilisation d'une diode de pompe de type évasée ("tapered laser diode") fournissant un faisceau polarisé de très bonne qualité spatiale ($M^2 < 3$). Ce type de diode permet de simplifier le banc de pompe et rend possible l'utilisation de cristaux plus longs et moins dopés, induisant un échauffement moindre. En considérant toujours nos conditions expérimentales et un cristal de Yb:KYW de 3 mm de long et dopé à hauteur de 3% en ions ytterbium, les simulations prédisent une puissance de sortie de 500 mW dans l'infrarouge pour une puissance de pompe incidente de 3,5W. Ces résultats sont semblables, bien qu'un peu inférieurs, à ceux obtenus expérimentalement pour un pompage à 980 nm, mais ici dans une configuration de pompage bien plus simple (pas de pompage hors d'axe, ni de recyclage et un banc de pompe simplifié). Les puissances infrarouge intracavités simulées de l'ordre de 10W devrait ainsi permettre de générer une puissance d'environ 30 mW à 501,7 nm. La voie du pompage à 930 nm semble donc être prometteuse pour développer une source simple et efficace à 501,7 nm.

Le troisième et dernier chapitre de ce manuscrit (chapitre C) concerne l'étude des sources lasers utilisant un milieu amplificateur semiconducteur à puits quantiques, et que nous avons ici baptisés OPSL pour "Optically Pumped Semiconductor Laser" (Laser à Semiconducteurs Pompés Optiquement). Cette partie du travail s'est faite en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis (LPN) et le Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²) qui ont conçu et réalisé les structures utilisées.

La première partie de ce chapitre (C-I) présente les principaux éléments théoriques concernant le fonctionnement de la structure. Le milieu amplificateur est une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL ("Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser") constitué d'un miroir de Bragg (superposition de couches de GaAs et AlAs) jouant le rôle d'un miroir de cavité, et d'une zone active formée de puits quantiques en InGaAs et de barrières en GaAs. L'épaisseur totale du composant actif est alors seulement de quelques microns. Ce type de matériaux est particulièrement attrayant puisque la gamme de longueurs d'ondes d'émission laser accessibles est choisie par la conception de la zone active (épaisseur des puits et composition). De plus, le pompage optique avec des diodes de faible qualité spatiale à 808 nm est possible car le recouvrement spatial des faisceaux de pompe et laser ne se fait que sur quelques microns d'épaisseur. Cependant, le gain laser de ces structures est modéré, ce qui implique une bonne gestion des pertes introduites dans la cavité.

Comme nous l'avons montré à travers un modèle simple dans la deuxième partie de ce chapitre (C-II), la gestion de l'évacuation de la chaleur générée dans la zone active est un point crucial pour la montée en puissance de ce type de lasers. Diverses solutions ont déjà été proposées et mises en œuvre. Parmi elles, la plus efficace est l'élimination du substrat de croissance initial (une couche de plusieurs centaines de microns de GaAs) induisant une forte résistance thermique à la structure. La $\frac{1}{2}$ structure obtenue est ensuite soudée ou "collée" à un radiateur efficace. C'est cette voie, combinée à un procédé de soudure par un joint AuIn₂ original, qui a été retenue par le LPN pour reporter des structures sur des substrat de SiC de forte conductivité thermique. Nous avons alors validé ce procédé de collage par des tests laser sur ces structures montrant un gain en puissance laser extraite supérieur à 15. Alors qu'une structure classique sur substrat de GaAs ne permettait d'obtenir qu'une puissance d'environ 100 mW en sortie du laser, une structure identique, reportée sur un substrat de SiC a permis d'obtenir une puissance laser de 1,6W autour de 1009 nm.

Fort de ces résultats très satisfaisants, nous avons réalisé, avec cette $\frac{1}{2}$ structure VCSEL, deux sources monomodes longitudinales dans l'infrarouge et le visible (Partie C-III). L'une fonctionne autour de 1003 nm dans une configuration de résonateur très simple. La cavité est formée de la zone active (avec le miroir de Bragg), d'un miroir concave externe de sortie et un étalon solide Fabry-Perot non traité de 50 μ m d'épaisseur. Elle permet d'obtenir une puissance de 500 mW en régime monofréquence. L'autre produit une émission monomode longitudinale autour de 502 nm par doublement de fréquence. Dans ce cas, la cavité a dû être modifiée pour permettre l'insertion du cristal non linéaire dans son four et d'un filtre de Lyot. Dans cette configuration, nous avons obtenus une puissance totale de 60 mW de dans le bleu-vert pour une puissance de pompe à 808 nm un peu supérieure à 6W.

Finalement, au cours de ces travaux de thèse, nous avons démontré qu'il était possible de réaliser des sources laser solides pompées par diode laser émettant autour de 501,7 nm. Les travaux réalisés ont portés sur deux types de technologies, d'une part sur des cristaux dopés ytterbium et d'autre part sur des structures semiconductrices à puits quantiques. Pour finir, nous allons dresser un petit bilan comparatif des deux solutions développées, qui aboutira sur les perspectives de ce travail.

Comparaisons et perspectives

Dans le tableau suivant, sont reportés les meilleurs résultats obtenus dans le bleu-vert avec les deux solutions développées lors de cette thèse et donnant quelques critères de comparaison.

	Cristaux Ytterbium	OPSL
Système de pompage	Complexe	Simple
Puissance de pompe	4W @ 980 nm	6W @ 808 nm
Résonateur	Anneau unidirectionnel à 6 miroirs	Linéaire 4 miroirs
Puissance laser max. à 501 nm	60 mW sur 1 voie (Yb:YSO) rendement pompe → visible = 1,5%	60 mW sur 2 voies rendement pompe → visible = 1,0%
Monofréquence stable	bonne	moyenne
Disponibilité	Yb:KYW commercial Yb:YSO spécifique mais disponible	½ structures VCSEL non commerciales

Tableau comparatif des meilleurs résultats obtenus à 501,7 nm en régime monomode longitudinal.

Dans la configuration actuelle, bien que le système de pompage et le résonateur de la source à base d'un cristal dopé ytterbium se révèlent plus complexes et moins compacts que pour le OPSL, les performances du laser à cristal dopé ytterbium se révèlent plus attrayantes que celles obtenues avec les semiconducteurs.

En particulier, les rendements optique-optique obtenus sont un peu meilleurs (1,5% de la pompe vers le visible), l'émission monomode longitudinale est plus stable et simple à obtenir, et se fait de plus sur une seule voie de sortie, ce qui est très appréciable d'un point de vue pratique.

De plus, le cristal de Yb:KYW, qui n'a certes permis d'obtenir qu'une puissance de 35 mW à 501,7 nm, mais aussi plus de 500 mW dans l'infrarouge, est disponible commercialement chez plusieurs fournisseurs. Le cristal de Yb:YSO n'est pas un produit commercial répandu mais peut faire l'objet de commandes spécifiques chez certains fournisseurs, notamment chez Scientific Materials Corporation [<http://www.scientificmaterials.com/Customcrystalgrowth.htm>]⁶¹. La principale difficulté, pour ces lasers utilisant des cristaux dopés ytterbium, est de forcer l'oscillation laser à 1003 nm tout en minimisant les pertes à cette longueur d'onde. Le niveau

⁶¹ Il ne s'agit aucunement ici de faire une publicité quelconque, mais il est relativement rare de pouvoir commander des cristaux "exotiques" autres que du Yb:YAG, du Yb:KG(Y)W, du Nd:YAG ou autre Nd:GdVO₄.

de difficulté dépend de la forme du spectre d'émission du cristal considéré (et de l'intensité de la transition autour de 1003 nm comparée aux autres transitions), comme on a pu le voir avec les cristaux de Yb:YSO et de Yb:KYW. Cependant, une fois atteinte, la longueur d'onde ne varie plus.

Enfin, les études préliminaires, ainsi que les simulations, pour un pompage à 930 nm, qui lève un certain nombre de contraintes, sont prometteuses pour l'avenir. Un nouveau schéma de pompage à 930 nm utilisant une diode de type évasée ("tapered") semble être attrayante pour développer une source plus simple et plus compacte que celles réalisées pendant ces travaux.

Les OPSL ont des avantages importants qui sont la simplicité de la cavité et la compacité de la source. Dans l'état actuel, les performances à 501,7 nm sont comparables à celles obtenus avec les cristaux dopés ytterbium. Outre le fait que la puissance dans le visible est délivrée sur deux voies de sortie distinctes, ils souffrent de trois inconvénients. Le premier est le gain limité et le décalage en longueur d'onde avec la puissance de pompe, qui peuvent être améliorés par l'élaboration de nouvelles structures plus adaptées. Associées au procédé de report développé au LPN, de telles structures devraient permettre d'obtenir des performances très intéressantes avec une source compactes et simple. Le deuxième est la stabilité du régime monomode longitudinal qui est bien moins bonne qu'avec les cristaux dopés ytterbium. Cet aspect devrait aussi être surmonté par le développement de structures plus adaptées au régime monofréquence. Le troisième et dernier inconvénient est que ce type de composants n'est pas disponible commercialement. Des collaborations avec des laboratoires spécialisés dans le développement et la croissance de telles structures sont alors nécessaires mais aussi très fructueux et féconds.

Finalement, dans l'état actuel des choses, la solution à base de cristaux dopés ytterbium peut tout de suite être utilisée pour des applications de spectroscopie de l'iode à ultra-haute résolution, ainsi que pour des tests d'asservissement en fréquence.

Moyennant quelques développements complémentaires évoqués plus haut et la poursuite des collaborations engagées, les OPSL, de part leur simplicité et leur compacité, devraient devenir la solution la plus pertinente quant aux mesures spectroscopiques sur l'iode, mais surtout pour l'asservissement en fréquence et le développement d'étalons secondaires de fréquences optiques.

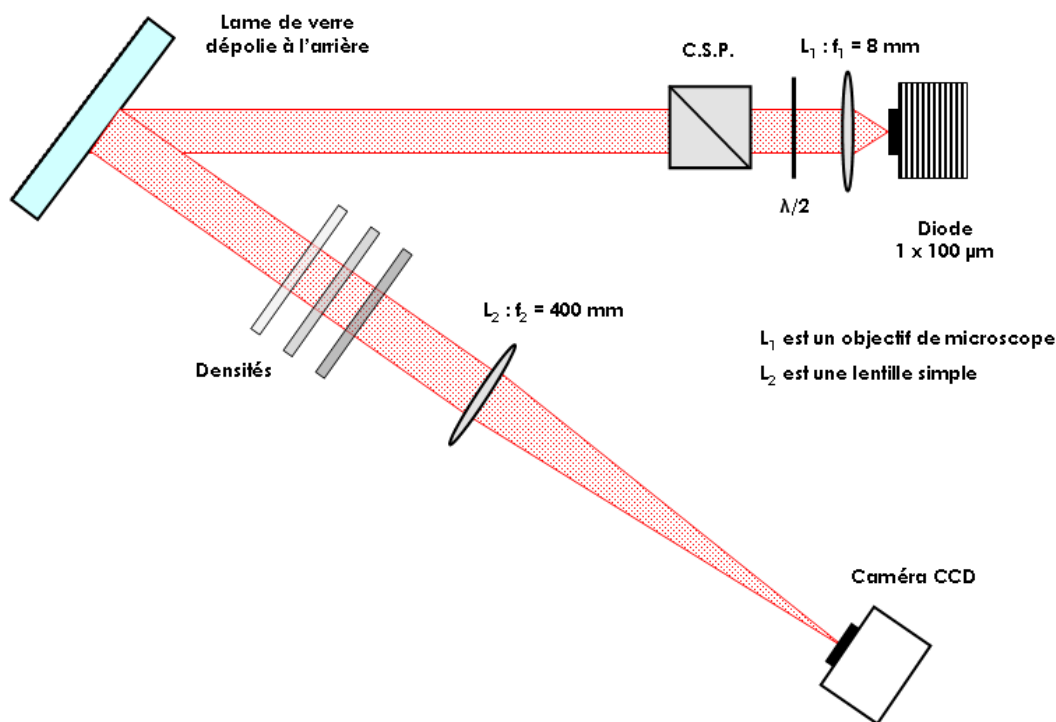
Annexes

Annexe 1 : Procédure de réglages du banc de pompe.

On décrit ici la procédure de réglage du banc de pompe et de remise en forme de la diode $1 \times 100 \mu\text{m}$ utilisé pour le pompage hors d'axe à 980 nm des cristaux dopés ytterbium. On utilise la caméra CCD sans filtre interférentiel, mais combinée avec une lame (dont la face arrière est dépolie) de verre⁶² et des densités pour bien voir la structure du faisceau. On image la faisceau avec une lentille L_2 de grande focale (400 mm) pour avoir une image assez grosse. Les lentilles cylindriques, constituant les deux systèmes afocaux travaillant respectivement dans les plans parallèle ($\parallel$) et perpendiculaire ($\perp$) au plan de jonction de la diode, sont **Cd(1 $\parallel$)** de focale $-25,4 \text{ mm}$ (divergente), **Cc(2 $\parallel$)** de focale 200 mm (convergente), **Cc(1 $\perp$)** de focale 200 mm (convergente), **Cd(2 $\perp$)** de focale $-25,4 \text{ mm}$ (divergente).

Le schéma de départ est représenté sur la figure ci-dessous :

Vue de dessus



On collimate tout d'abord sur grande distance ($2\text{-}3 \text{ m}$) le faisceau issu de la diode avec un objectif de microscope de focale 8 mm (L_1). Pour cela on s'aide d'une carte infrarouge. Seule la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode (perpendiculaire au marbre) est limitée par la diffraction. C'est selon cette direction que le faisceau doit être correctement collimaté. On place ensuite la lame de verre, le système d'imagerie (caméra + L_2) et les densités. On doit observer une image nette (et pas trop saturée) du ruban. On place aussi le cube séparateur de polarisation (CSP) et la lame demi-onde à 980 nm .

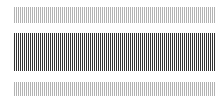
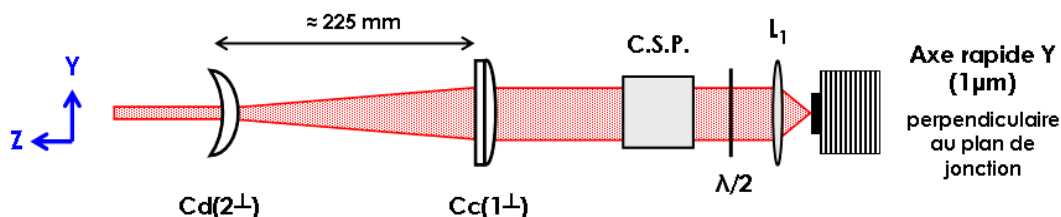
⁶² On peut en utiliser deux, l'une après l'autre, pour utiliser la diode à puissance plus élevée pour laquelle le faisceau émis sera le plus proche du faisceau délivré à forte puissance.

Afocal perpendiculaire au plan de jonction :

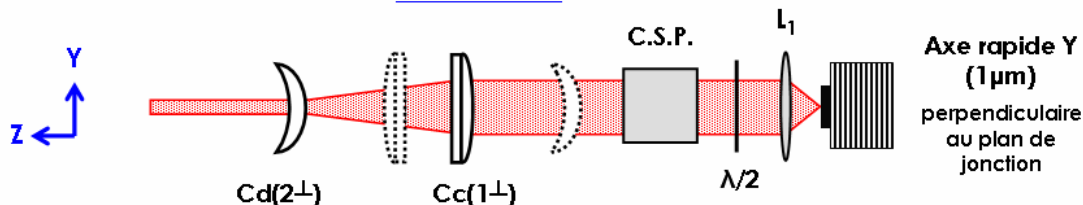
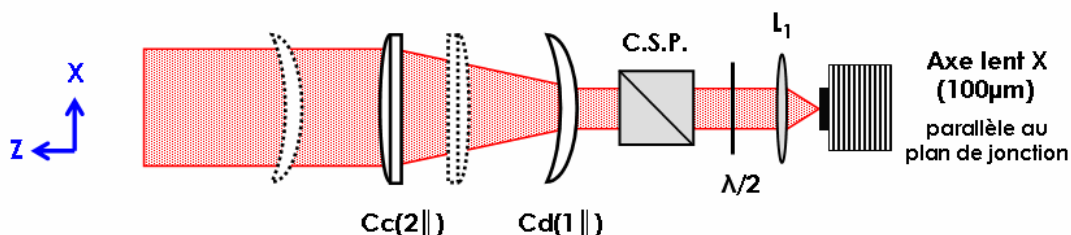
On place ensuite la lentille **Cc(1 $\perp$)**. On l'oriente dans sa monture pour obtenir une image avec des stries horizontales et verticales.

On place ensuite la lentille **Cd(2 $\perp$)** à environ 220 mm de **Cc(1 $\perp$)**.

On règle la distance et on l'oriente dans sa monture pour obtenir une image grossie du ruban avec les stries verticales entouré éventuellement de lobes secondaires de faible intensité.

**Vue de côté****Afocal parallèle au plan de jonction :**

On place ensuite les lentilles **Cd(1 $\parallel$)** (intercalée entre le CSP et **Cc(1 $\perp$)**) et **Cc(2 $\parallel$)** (intercalée entre **Cc(1 $\perp$)** et **Cd(2 $\perp$)**) à environ 225 mm l'une de l'autre. En les orientant dans leur monture et en ajustant la distance, on superpose deux taches l'une sur l'autre avec des stries verticales. On observe aussi deux lobes secondaires de faible intensité.

**Vue de côté****Vue de dessus**

Le faisceau obtenu est une nappe d'environ 35-40 mm de large.

Nota :

Pour minimiser les aberrations, en règle générale, la face incurvée d'une lentille plan-concave (ou plan-convexe) ou d'un doublet est placée vers l'infini. Les lentilles cylindriques convergentes et divergentes introduisent des aberrations dans des sens opposés. On place alors les lentilles cylindriques "à l'envers" face plane vers l'infini pour minimiser les aberrations totales

Annexe 2 : Procédure de réglages de la cavité en anneau.

(associée au pompage hors d'axe à 980 nm)

On décrit ici la procédure de réglage de la cavité en anneau à 6 miroirs utilisée avec les cristaux dopés ytterbium pour obtenir une émission monomode longitudinale à 501,7 nm par doublement de fréquence de l'onde fondamentale monofréquence à 1003,4 nm.

On utilise, comme moyens de visualisation, un système d'imagerie, composé d'une caméra CCD avec filtre interférentiel à 1064 nm ou à 980 nm (suivant sa qualité) et d'une lentille de 100 mm de focale, une carte infrarouge et un viseur infrarouge.

Principes généraux à suivre :

- Pour régler une cavité en anneau, il est indispensable de commencer par régler une sous-cavité linéaire, qui permettra de "boucler" l'anneau final sur lui-même. Pour cela, il faut que les zones de stabilité des deux cavités (linéaire et anneau) se recouvrent. En particulier, les waists laser de la sous-cavité linéaire et de la cavité en anneau doivent être (quasiment) confondus. Pour cela, il faut utiliser une cavité en anneau qui soit symétrique, telle que celle utilisée lors de ces travaux.

- Pour obtenir plus facilement l'effet laser, on utilise des miroirs hautement réfléchissants standards (HR 1020-1100 nm) et des coupleurs de sortie de faible transmission (0,5 - 1%). Le miroir (HR 985 nm - HT 1040 nm), qui permet de forcer l'oscillation laser autour de 1003 nm, sera utilisé une fois que la cavité finale sera stable et bien réglée.

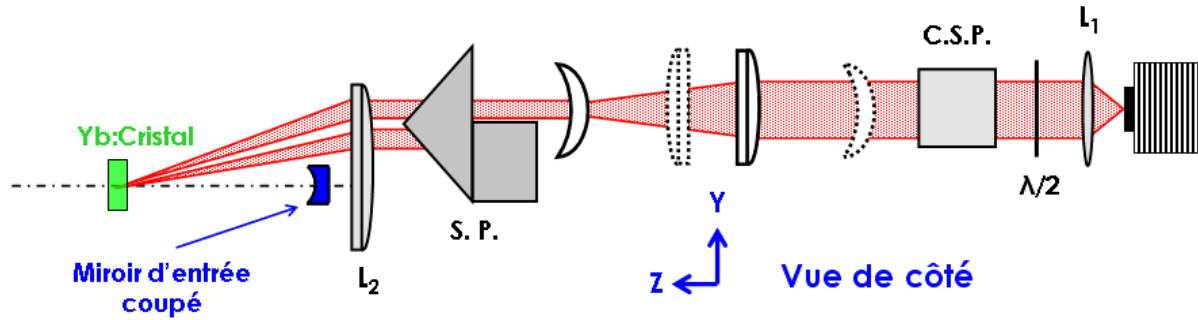
- Les miroirs dans leur monture doivent être préréglés en autocollimation à la hauteur choisie (pour des raisons historiques, nous travaillons à une hauteur de 12 cm par rapport au marbre).

Réglages du pompage hors d'axe :

On utilise le pompage hors d'axe à 980 nm pour permettre une émission à 1003 nm. Pour cela le banc de pompe, dont le protocole de réglages a été donné dans l'annexe précédente, est réglé à une hauteur de 12,5 cm environ.

On lui ajoute le système de deux prismes qui homogénéise la divergence du faisceau de pompe et réduit sa dimension horizontale au niveau du doublet de focalisation. Le réglage du système est simple, il suffit, après avoir effectué un préréglage à l'œil à l'aide de la carte infrarouge, d'imager le faisceau de pompe et de superposer les deux morceaux avec les réglages mécaniques.

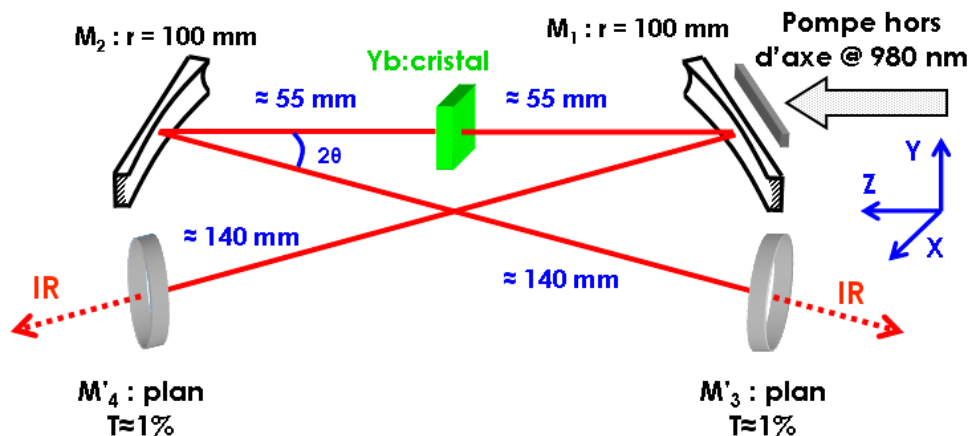
On positionne ensuite le doublet de focalisation (L_2 - $f=80$ mm) dont l'axe optique est à environ 12 cm de hauteur. Le faisceau de pompe est ainsi focalisé avec un petit angle dans le cristal positionné dans sa monture en cuivre (régulée par un élément Peltier et une circulation d'eau).



Le faisceau de pompe doit finalement être focalisé dans le cristal par-dessus le miroir coupé d'entrée (préalablement réglé en autocollimation à une hauteur de 12 cm). On veillera à ne pas occulter le faisceau par ce miroir, ni par le doublet L_2 . La focalisation est très proche de l'optimum quand la fluorescence visible du cristal est intense et que la puissance de pompe transmise est maximale (absorption saturée).

Réglages de la sous-cavité linéaire :

Nous utilisons, comme sous-cavité linéaire, une cavité plan-concave-concave-plan en forme de Gamma, dont les deux miroirs concaves sont les miroirs coupés de 100 mm de rayon. Le schéma de la cavité à régler est représenté ci-dessous. Les distances de chacun des bras sont mentionnées. L'angle 2θ doit être minimisé pour limiter l'astigmatisme, il est ici de l'ordre de 20° à cause de l'encombrement des montures.



Les miroirs plans M'_3 et M'_4 doivent être amovibles pour pouvoir facilement passer de cette sous-cavité linéaire de réglage à la cavité en anneau finale. Pour cela, nous avons utilisé des supports de monture en laiton amovibles à trois points (billes en acier) plans. Ces montures encombrantes peuvent avantageusement être remplacées par des montures amovibles, par exemple de type NewFocus (Flipper™ Mount 9891).

Après avoir pré-réglé tous les miroirs en autocollimation à hauteur du point de focalisation du faisceau de pompe dans le cristal, on pré-positionne les miroirs avec les bonnes distances. Le cristal doit être aussi réglé en autocollimation par rapport à l'axe de la cavité. Pour cela, on s'aide de la faible réflexion du faisceau de pompe sur le cristal, qui doit passer sous le miroir coupé d'entrée de façon symétrique. Avec une carte infrarouge sensible, on peut voir la fluorescence infrarouge du cristal sur M'_3 et M'_4 (lorsque il est pompé). On ajuste les réglages tour à tour sur chacune des voies de sortie en s'aidant du système d'imagerie. Avec

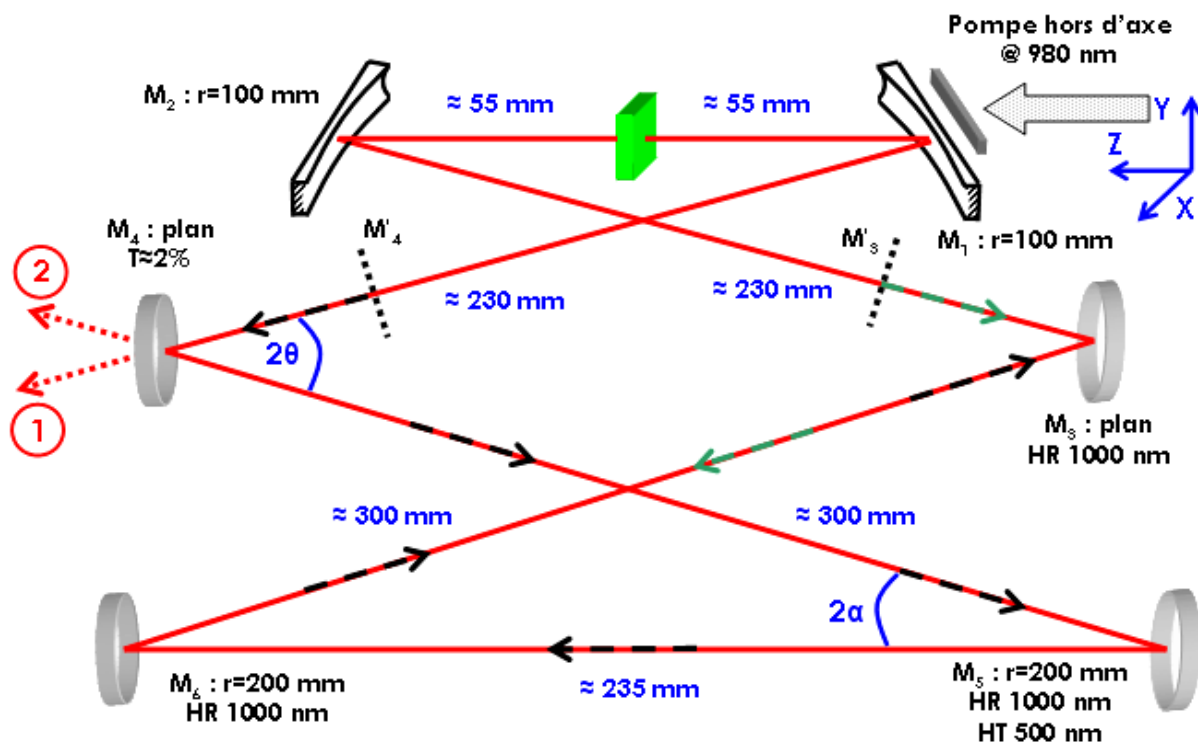
une lentille de 100 mm de distance focale, si on place la caméra à environ 100 mm, on observe une image nette des miroirs coupés. En rapprochant la caméra de la lentille (jusqu'à environ 30 mm), on peut voir les taches de fluorescence au niveau du cristal (sans voir ses bords). En superposant les taches de fluorescence sur chacune des voies de sortie, on doit obtenir l'effet laser pour une puissance de pompe incidente sur le cristal inférieure à 1W. Il est souvent nécessaire de retoucher un peu aux réglages de la focalisation du faisceau de pompe.

Optimiser les réglages de la cavité (distances des miroirs concaves, position du cristal, orientation de tous les miroirs et du cristal, faisceau de pompe ...) pour maximiser la puissance obtenue avec un faisceau laser monomode transverse. Un point très important pour la suite des réglages est que les deux voies de sortie doivent être à la même hauteur.

Réglages de la cavité en anneau :

On utilise le faisceau laser infrarouge précédent pour effectuer les réglages de la cavité en anneau (des puissances de quelques dizaines de mW suffisent). Pour faciliter les réglages, on règle trois diaphragmes par rapport aux faisceaux laser issus de M'_3 et M'_4 qui doivent être à la même hauteur. Ils serviront de référence de hauteur pour les différents bras de la cavité finale.

Placer les deux miroirs de repli plans M_3 et M_4 à la distance voulue, le plus symétriquement possible. On utilise le faisceau issu de M'_4 (matérialisé par une flèche pointillée noire sur le schéma) et deux diaphragmes pour régler l'orientation de M_4 .



Remarque :

L'angle total 2θ de M_4 est d'environ 20° . Pour cet angle d'incidence, lorsque l'on utilisera le miroir (HR 985 nm - HT 1040 nm) insérant les pertes, les pertes seront suffisantes pour forcer l'oscillation autour de 1003 nm.

On place ensuite M_5 , dont on règle l'orientation à l'aide de diaphragmes pour être à la bonne hauteur et pour que le faisceau réfléchi soit parallèle à l'axe M_1 - M_2 . Placer M_6 et régler son orientation pour que le faisceau se réfléchisse sur M_3 exactement au même point que le

faisceau issu de M'_3 . Pour cela on s'aide du viseur infrarouge (ou d'une caméra munie d'un objectif), on observe M_3 et on superpose le faisceau réfléchi par M_6 sur celui issu de M'_3 . L'angle 2α doit être d'environ 10° et permettre de placer le four entre M_5 et M_6 sans occulter le passage du faisceau laser.

Placer les trois diaphragmes entre M_4 et M_5 , entre M_5 et M_6 et entre M_6 et M_3 . On ajuste ensuite finement l'orientation de M_3 pour que le faisceau issu de M'_3 (flèche pointillée verte) passe à travers les diaphragmes et se superpose ainsi au faisceau issu de M'_4 .

Remarque :

On peut aussi placer le système d'imagerie (caméra CCD et lentille) sur le trajet de la voie ① pour observer le faisceau laser dans le cristal. On doit alors visualiser les passages des faisceaux issus de M'_3 et de M'_4 dans le cristal superposés au faisceau de pompe.

On vérifie ensuite que les deux faisceaux contrapropageants passent bien dans chaque diaphragme et se superpose sur chaque miroir.

On doit alors voir, au niveau de chaque sortie ① et ②, un faisceau "laser" qui est intense et clignote légèrement quand les réglages sont corrects.

Si ce n'est déjà fait, placer sur la voie de sortie ① le système d'imagerie de façon à observer la fluorescence et les taches laser au niveau du cristal.

Augmenter un peu la puissance de pompe jusqu'à environ 1,5-2 W, enlever les miroirs M'_3 et M'_4 , retoucher éventuellement au faisceau de pompe et on obtient l'effet laser voulu de la cavité en anneau.

Si l'effet laser n'est pas obtenu, replacer les miroirs amovibles, retoucher aux réglages du faisceau de pompe, de M'_3 et M'_4 pour obtenir l'effet laser avec la sous-cavité linéaire. Recommencer les réglages de la cavité linéaire.

La longueur d'émission laser est d'environ 1040 nm avec le cristal de Yb:YSO de 1 mm de longueur et dopé à 5%, ou de 1028 nm avec le cristal de Yb:KYW de 1 mm de long et dopé à 10%.

Pour forcer l'émission laser autour de 1003 nm, remplacer M_6 (dans le cas du Yb:YSO) ou M_4 (dans le cas du Yb:KYW) par un miroir de traitement (HR 985 nm - HT 1040 nm). L'émission laser a alors lieu entre 1003 et 1005 nm environ. L'insertion de la lame demi-onde permet d'ajuster la longueur d'émission autour de 1003,5 nm puisqu'elle agit aussi comme un étalon solide Fabry-Perot. L'étalon solide Fabry-Perot de 100 μm d'épaisseur à l'incidence de Brewster permet d'ajuster finement la longueur d'onde à 1003,4 nm et de stabiliser la polarisation de l'onde infrarouge selon l'axe X.

Annexe 3 : Température et performances des lasers Yb.

Dans cette annexe, nous utilisons notre programme de simulations pour mettre en évidence l'influence de la température du cristal sur les performances laser obtenues. On rappelle que notre programme calcule et prend en compte les variations de température locale dans le cristal dues à l'absorption du faisceau de pompe et à l'effet laser.

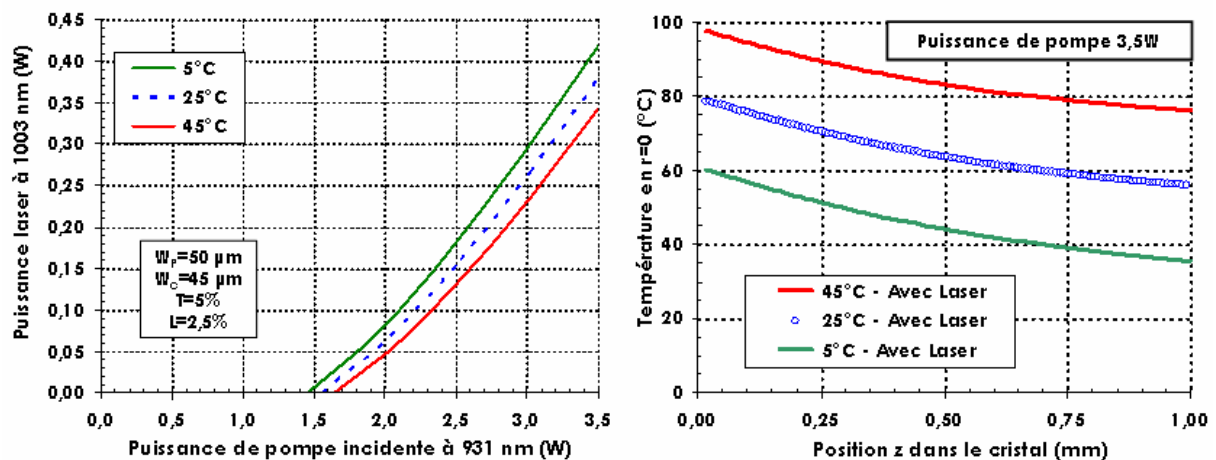
Dans une première partie, nous simulons l'effet laser pour différentes températures imposées à la monture en cuivre du cristal.

Dans une seconde partie, nous montrons la différence des profils de températures pour des cristaux de longueurs et de dopages différents et pour une température de la monture fixée à 20°C.

Influence directe de la température du cristal :

Nous avons calculé l'évolution de la puissance laser à 1003 nm en fonction de la puissance de pompe pour le cristal de Yb:KYW dopé à hauteur de 7,5% et de 1 mm de longueur, pour différentes températures de la monture. On considère le cas du pompage par la diode fibrée à 930 nm sur un rayon de 50 μm , pour un mode de la cavité en anneau de 45 μm de rayon, des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie de 5% de transmission.

Cette situation correspond à la configuration optimale déterminée par les simulations numériques pour le pompage par la diode fibrée à 930 nm.



A gauche : Influence de la température de la monture sur les performances laser du cristal de Yb:KYW pompé à 930 nm par la diode fibrée et émettant à 1003 nm. A droite : Evolution de la température en °C suivant la position z dans le cristal au centre de la zone pompée ($r=0$) avec effet laser et pour 3,5W de puissance de pompe.

Comme prévu, les performances laser se dégradent quand la température imposée à la monture augmente. Ceci s'explique par la diminution des sections efficaces effectives d'absorption et d'émission du cristal laser, du fait du peuplement thermique des sous-niveaux. En passant de 45°C à 5°C, pour une puissance de pompe incidente de 3,5W, on peut ainsi gagner environ 80mW sur la puissance laser de sortie qui était initialement de 340 mW environ. Ceci représente un gain relatif en puissance de plus de 20%. Ces variations ne sont pas très importantes par rapport aux variations de températures imposées à la monture.

Sur la partie droite de la figure, on peut voir l'évolution de la température maximale dans le cristal (i.e. au centre de la zone pompée en $r=0$) en présence d'effet laser. Comme nous

considérons un contact et un transfert de chaleur parfaits, la température imposée à la monture en cuivre correspond à la température du cristal en ses bords. L'élévation de température maximale dans le cristal est d'environ 30°C en fin de cristal et de plus de 55°C en début de cristal.

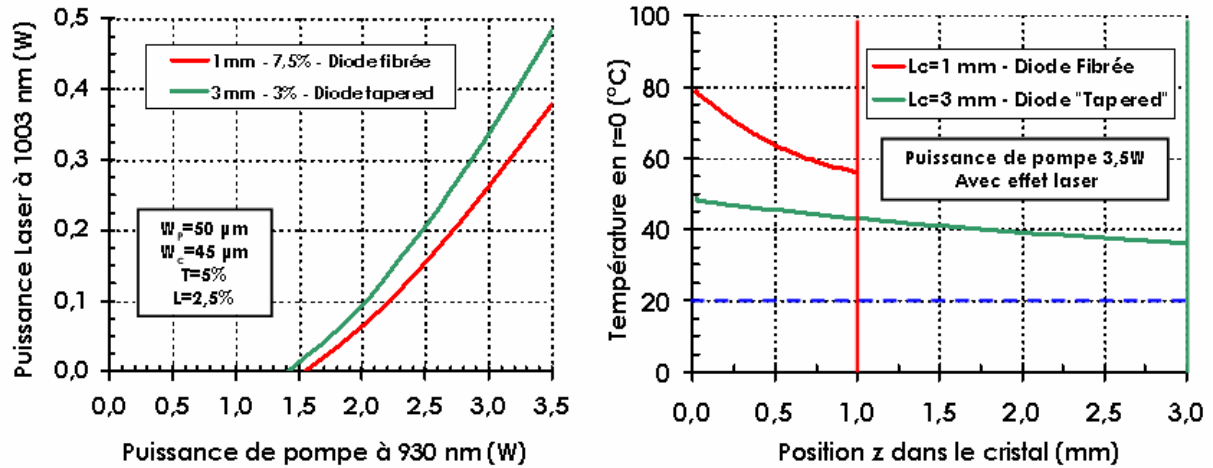
On peut enfin analyser les résultats de ces simulations d'un point de vue un peu différent. On peut considérer que le contact et le transfert de chaleur ne sont pas parfaits entre la monture et le cristal. Ainsi, les différentes températures imposées aux bords du cristal correspondent à des contacts thermiques plus ou moins bons, se reflétant par une différence de température plus ou moins importante entre la monture et le cristal. En prenant une température de la monture en cuivre fixée à 0°C, une température du bord du cristal de 5°C correspondrait à un bon contact thermique (par exemple avec de la graisse thermique et une pression appliquée), alors qu'une température de 45°C correspondrait à un mauvais contact thermique (par exemple contact direct entre la monture et le cristal). Dans ce cas, on montre qu'un bon contact thermique permet d'améliorer nettement la puissance laser avec un gain de plus de 20%.

Influence de la longueur et du dopage :

Dans cette partie, on regarde l'évolution de la température dans le cristal au centre de la zone pompée dans deux cas différents. Ces deux cas correspondent aux situations optimales déterminées avec les simulations numériques (figure B-46) pour le pompage du Yb:KYW avec une diode à 930 nm (fibrée ou "tapered"). Les principales caractéristiques sont reportées dans le tableau ci-dessous.

type de diode de pompe	Diode fibrée	Diode évasée ("Tapered")
longueur cristal	1 mm	3 mm
dopage	7,5 %	3 %
Waist de pompe	50 μm	50 μm
Waist de cavité	45 μm	45 μm

La figure ci-dessous représente les résultats obtenus. A gauche on retrouve les performances obtenues précédemment et correspondant à la figure B-46. La température de la monture en cuivre est fixée à 20°C par l'élément Peltier. A droite, on a représenté l'évolution de la température dans le cristal au centre de la zone active pour les deux cas et donc pour une température de la monture de 20°C matérialisée par un trait pointillé.



A gauche : Meilleures performances laser à 1003 nm simulées pour la diode fibrée et pour la diode de type évasée (930 nm). A droite : Evolution de la température suivant la position z dans le cristal au centre de la zone pompée ($r=0$) avec effet laser et pour 3,5W de puissance de pompe incidente.

On voit nettement qu'un cristal plus long et moins dopé s'échauffe moins, ce qui conduit à des variations moindres des sections efficaces effectives et à de meilleures performances laser. Dans le cas représenté, on peut ainsi gagner une centaine de mW sur la puissance de sortie maximale. Cependant, l'augmentation de la puissance laser dans le cas de la diode de pompe de type évasée ("tapered") est aussi due à un meilleur recouvrement spatial des faisceaux grâce à une divergence moindre.

Finalement, dans le cas d'une évacuation radiale de la chaleur, comme c'est le cas ici pour des cristaux longs pompés longitudinalement, il est intéressant, dans la mesure du possible, d'utiliser des cristaux longs et faiblement dopés. On est bien sûr limité par la divergence du faisceau de pompe utilisé, d'où l'intérêt des diodes de pompe de type évasée ("tapered").

Annexe 4 : Possibilités de calculs du programme.

Nous décrivons ici les possibilités de calculs qu'offre notre programme de simulations, ainsi que la procédure générale utilisée pour ajuster les paramètres du programme afin que les résultats simulés correspondent aux résultats expérimentaux.

Les données fournies au programme, et sur lesquelles nous ne ferons pas d'ajustements, regroupent l'ensemble des propriétés spectroscopiques : niveaux d'énergie, sections efficaces à température ambiante aux longueurs d'ondes de pompe et laser, dopage, temps de vie, facteur de recouvrement spectral RSP entre la source de pompe et le pic d'absorption du cristal. Pour le calcul de l'élévation de température influant sur les sections efficaces, on fournit aussi au programme la conductivité thermique du cristal (dopé si disponible) ainsi que la longueur d'onde de fluorescence moyenne. On fixe aussi, bien sûr, les dimensions du cristal et la température de la monture en cuivre régulée. La transmission T du miroir de sortie est aussi fixée à la valeur déterminée expérimentalement. La valeur des pertes passives L est estimée à 2,5% dans le cas du résonateur en anneau à 6 miroirs et à 1% dans le cas des cavités linéaires simples en pompage longitudinal classique. Enfin, dans le cas du pompage hors d'axe, la valeur du décalage vertical du faisceau à l'entrée du cristal, calculée à environ 25 μm (pour un cristal de 1 mm) est fixée à 30 μm pour tenir compte de l'écartement des deux morceaux du faisceau de pompe.

Les seuls paramètres sur lesquels nous nous permettons un ajustement sont le(s) rayon(s) au waist du faisceau de pompe, ainsi que son (ces) paramètre(s) M^2 , le rayon du mode laser TEM₀₀ de cavité. La gamme d'ajustement que nous nous autorisons correspond aux incertitudes. Enfin, dans le cas du double-passage du faisceau de pompe, la valeur du paramètre R, correspondant à un coefficient de réflexion effectif du système de recyclage, permet d'ajuster les valeurs simulées avec recyclage par rapport aux valeurs expérimentales.

Possibilités de calculs du programme :

Absorption et gain G sans effet laser :

La première possibilité d'utilisation de ce module est le calcul de l'absorption et du gain (petit signal) sans effet laser. Pour cela, on fixe la puissance laser à zéro et on fait varier la puissance de pompe. Pour chaque puissance de pompe, le module calcule le gain correspondant et permet d'avoir accès aux puissances de pompe transmises et absorbées. Une quinzaine de secondes sont nécessaires pour reconstruire une courbe d'absorption avec huit valeurs de puissances de pompe.

Détermination du seuil d'oscillation laser :

On peut ensuite calculer, pour une cavité donnée (transmission T du miroir de sortie et pertes passives L de la cavité), la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de l'oscillation laser. Pour cela, on se place à puissance laser de sortie P_L nulle et on utilise l'égalité au seuil de l'oscillation laser Gain=Pertes. On fait alors varier la puissance de pompe et on calcule à chaque fois le gain net G correspondant, jusqu'à obtenir la puissance de pompe qui égalise le gain calculé par les pertes $G_{\text{Osc.}} = \frac{1}{(1-T)(1-L)}$. En utilisant une méthode

de convergence relativement simple, on converge vers la puissance de pompe au seuil en cinq itérations avec une précision meilleure que $10^{-3} \%$ sur la variation relative de gain $\frac{G-G_{Osc.}}{G_{Osc.}}$.

Ces calculs peuvent être menés avec ou sans recyclage du faisceau de pompe.

Calcul de l'efficacité laser :

La suite logique de la détermination de la puissance de pompe au seuil est le calcul de l'efficacité laser, à savoir reconstruire la courbe donnant la puissance laser de sortie en fonction de la puissance de pompe incidente sur le cristal. Pour une puissance de pompe incidente donnée (bien entendu supérieure à la puissance de pompe au seuil de l'oscillation laser), on fait varier la puissance laser de sortie jusqu'à ce que le gain laser net calculé égale la valeur $G_{Osc.}$. On réitère le processus pour différentes puissances de pompe et on reconstruit ainsi la courbe de la puissance laser de sortie en fonction de la puissance de pompe incidente.

Ces calculs peuvent être menés avec ou sans recyclage du faisceau de pompe.

Calcul de la puissance intracavité et de la puissance de sortie pour différentes valeurs de transmission T du coupleur de sortie :

On choisit une valeur de puissance de pompe incidente (par exemple la puissance de pompe maximale disponible incidente sur le cristal), la valeur des pertes passives est fixée puisqu'elles sont caractéristiques de la cavité et des éléments qui la composent. Pour une valeur de transmission du miroir de sortie donnée, on fait varier la puissance laser de sortie jusqu'à ce que le gain laser net calculé égale la valeur $G_{Osc.}$. On réitère le processus pour différentes transmissions du miroir de sortie. Connaissant la puissance laser de sortie et la valeur de la transmission du miroir de sortie, on détermine facilement la puissance intracavité.

De nombreuses autres grandeurs sont calculées dans le module de calcul du gain et qui sont ensuite accessibles. On a par exemple accès aux variations de l'intensité de pompe, de la température, de la population totale N_2 du multiplet excité (et donc au paramètre β) le long de l'axe de propagation dans le cristal.

Procédure d'ajustement des paramètres :

Pour la validation du programme de simulations, nous avons comparé les prédictions du programme avec les résultats expérimentaux. Pour cela, nous avons ajusté un nombre restreint de paramètres se rapportant seulement aux propriétés des faisceaux de pompe et laser. Les tailles et paramètres M^2 des faisceaux de pompe ont été mesurés expérimentalement. Nous partons de ces valeurs et les ajustons dans la limite des incertitudes ($\pm 5\mu\text{m}$ pour les rayons de pompe et ± 1 pour les paramètres M^2). Concernant le faisceau laser, le paramètre M^2 est fixé à 1 puisque nous travaillons avec un faisceau TEM₀₀ monomode longitudinal. Son rayon au waist, donné par le logiciel Paraxia ABCD suivant la configuration de cavité, est aussi ajusté à $\pm 5\mu\text{m}$ pour prendre en compte les erreurs d'alignements et de distances.

Les tailles des faisceaux de pompe sont ajustées par rapport aux mesures d'absorption sans effet laser (pour un simple passage de la pompe), en considérant surtout les faibles puissances de pompe. Le rayon au waist du faisceau laser est ajusté lors du calcul de la puissance de pompe au seuil (simple passage de la pompe). La simulation des puissances laser en fonction des puissances de pompe est alors comparée aux valeurs expérimentales (simple passage de la pompe). On peut alors, éventuellement, ajuster finement le waist laser pour un meilleur accord. Lorsque l'on prend enfin en compte le double-passage de la pompe et que l'on compare les puissances laser simulées et expérimentales, on ajuste uniquement le paramètre R .

Publications et communications relatives à ces travaux de thèse :

• Publications dans des revues scientifiques à comité de lecture :

- P1 M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, and B. Ferrand :
"First diode-pumped Yb-doped solid-state laser continuously tunable between 1000 and 1010 nm".
 Applied Physics B **78**, 13-18 (2004).
- P2 A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, and R. Moncorgé :
"High power tunable diode-pumped Yb³⁺:CaF₂ laser".
 Optics Letters **29**, 1879-1881 (2004).
- P3 A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, and R. Moncorgé :
"High power diode-pumped Yb³⁺:CaF₂ femtosecond laser".
 Optics Letters **29**, 2767-2769 (2004).
- P4 M. Jacquemet, C. Jacquemet, N. Janel, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, B. Viana, D. Vivien, and B. Ferrand :
"Efficient laser action of Yb:LSO and Yb:YSO oxyorthosilicates crystals under high-power diode-pumping".
 Applied Physics B **80**, 171-176 (2005).
- P5 M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, and B. Ferrand :
"Blue-green single-frequency laser based on intracavity frequency doubling of a diode-pumped Ytterbium-doped laser".
 Optics Express **13**, 2345-2350 (2005).
- P'6 F. Thibault, D. Pelenc, F. Druon, Y. Zaouter, M. Jacquemet, and P. Georges :
"Very efficient diode-pumped Yb³⁺:Y₂SiO₅ and Yb³⁺:Lu₂SiO₅ high-power femtosecond laser operation".
 Soumis à Optics Letters courant 2005.

• **Communication à des congrès - Conférence invitée** : (L'orateur est souligné)

- C11 F. Balembois, M. Jacquemet, A. Lucca, P. Raybaut, F. Druon, P. Georges, G. Aka, B. Viana, B. Ferrand, P. Camy, J.L. Doualan, and R. Moncorgé :
"New Yb-doped solid-state laser materials for high power and femtosecond lasers".
 Europhoton Conference EPS-QEOD, Lausanne (29 August - 3 Sept. 2004).

• **Communication à des congrès internationaux avec publication des actes** : (L'orateur est souligné)

- C1 M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, and B. Ferrand :
"CW Yb:YSO diode-pumped laser emitting at 1003.4 nm for the realization of a stable frequency standard".
 Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, San Antonio (February 2003) - **Poster**.
Publié dans : OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 83, Advanced Solid State Lasers, John Zayhowski, ed. (Optical Society of America, Washington, DC 2003), pp. 184-188.
- C2 M. Jacquemet, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, and B. Ferrand :
"Single-mode operation at 1003.4 nm with Yb:YSO".
 Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Santa Fe (February 2004) - **Oral**.
Publié dans : OSA Trends in Optics and Photonics Vol. 94, Advanced Solid State Lasers, Gregory Quarles, ed. (Optical Society of America, Washington, DC 2004).
- C3 M. Jacquemet, F. Balembois, P. Georges, V. Petit, J.L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé :
"High power CW diode-pumped laser operation of Yb³⁺:CaF₂ crystal".
 Photonics Europe, Solid State Lasers, Strasbourg (April 2004) - **Oral**.
Publié dans : Proceedings of SPIE - Volume 5460 - Solid State Lasers and Amplifiers, Alphan Sennaroglu, James G. Fujimoto, Clifford R. Pollock, Editors, September 2004, pp. 83-90.
- C4 M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, and B. Ferrand :
"Single-frequency operation at 1003.4 nm with Yb:YSO. Toward the first diode-pumped solid-state Aquamarine (501.7 nm) laser".
 Photonics West LASE 2005, San José, paper 5707-36, (January 2005) - **Oral**.
Publié dans : Solid State Lasers XIV: Technology and Devices edited by Hanna J. Hoffman, Ramesh K. Shori, Proceedings SPIE Vol. 5707 (SPIE, Bellingham, WA, 2005) pp 279-286.
- C5 M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, B. Viana, P. Goldner, and B. Ferrand :
"Efficient laser operation with Yb-doped silicates under diode-pumping".
 Advanced Solid State Photonics, Topical Meeting, Vienna (February 2005) - **Poster**.
Publié dans : Advanced Solid-State Photonics 2005 Technical Digest on CD-ROM (The Optical Society of America, Washington, DC, 2005), MB49.

C*6 M. Domenech, M. Jacquemet, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Dion, M. Strassner, I. Sagnes, and A. Garnache :

"1003 nm Single-Frequency High-Power Optically Pumped Semiconductor Laser".

Soumis à Advanced Solid State Photonics, (Lake Tahoe, Février 2006).

C*7 M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin and P. Georges, I. Sagnes, J. Dion, M. Strassner, and A. Garnache :

"Single-Frequency High-Power Continuous-Wave Oscillation at 1003 nm of an Optically Pumped Semiconductor Laser".

Soumis à Photonics Europe, Strasbourg (Avril 2006).

• **Communication à des congrès internationaux sans publication des actes :** (L'orateur est souligné)

C'1 M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Raybaut, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, and B. Ferrand :

"CW diode-pumped Yb:YSO laser for the development of a stable standard of optical frequencies".

Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), Baltimore (June 2003) - **Poster.**

C'2 M. Jacquemet, F. Balembois, S. Chénais, F. Druon, P. Raybaut, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien, and B. Ferrand :

"CW Yb:YSO diode-pumped laser emitting at 1003.4 nm for the development of a stable frequency standard".

Conference on Laser and Electro-Optic - CLEO Europe, Munich (June 2003) - **Poster.**

C'3 M. Jacquemet, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, and B. Ferrand :

"Yb:YSO diode-pumped single-mode laser at 1003.4 nm".

Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), San Francisco (May 2004) - **Poster.**

C'4 A. Lucca, F. Druon, M. Jacquemet, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, and R. Moncorgé :

"First demonstration of diode-pumped CW and femtosecond Yb³⁺:CaF₂ lasers".

Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), San Francisco (May 2004) - **Poster.**

C'5 F. Thibault, D. Pelenc, F. Druon, M. Jacquemet, F. Balembois, and P. Georges :

"Very Efficient Diode-Pumped Yb³⁺:Y₂SiO₅ and Yb³⁺:Lu₂SiO₅ femtosecond Laser".

Conference on Laser and Electro-Optic (CLEO), Baltimore (May 2005) - **Oral.**

C'6 F. Thibault, D. Pelenc, F. Druon, M. Jacquemet, F. Balembois, and P. Georges :

"High power diode pumped femtosecond laser based on Ytterbium doped YSO and LSO crystals".

Conference on Laser and Electro-Optic - CLEO Europe, Munich (June 2005) - **Oral.**

• **Communication à des congrès nationaux :** (L'orateur est souligné)

- CN1 M. Jacquemet, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé et B. Ferrand :
"Laser Yb:YSO, pompé par diode, continu et accordable dans la plage 1000-1010 nm, pour la définition d'un étalon secondaire de fréquences".
Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique, COLOQ' 8, Toulouse (3-5 Septembre 2003) - **Poster**.
Publié dans : Journal de Physique IV France **119**, pp. 203-204 (2004).
- CN2 M. Jacquemet, F. Balembois, F. Druon, P. Georges, R. Gaumé, B. Viana, D. Vivien et B. Ferrand :
"Laser Yb:YSO, pompé par diode, continu et accordable dans la plage 1000-1010 nm, pour la définition d'un étalon secondaire de fréquences".
Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique, JNCO 2003, Lyon-Ecully (69) (Novembre 2003) - **Poster**.
- CN3 M. Jacquemet, F. Balembois, P. Georges, et B. Ferrand :
"Lasers "aquamarine" pour la spectroscopie de I_2 et la métrologie".
Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique, COLOQ' 9, Dijon (7-9 Septembre 2005) - **Poster**.
Publication à paraître dans : Journal de Physique IV- Proceedings.