

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>).

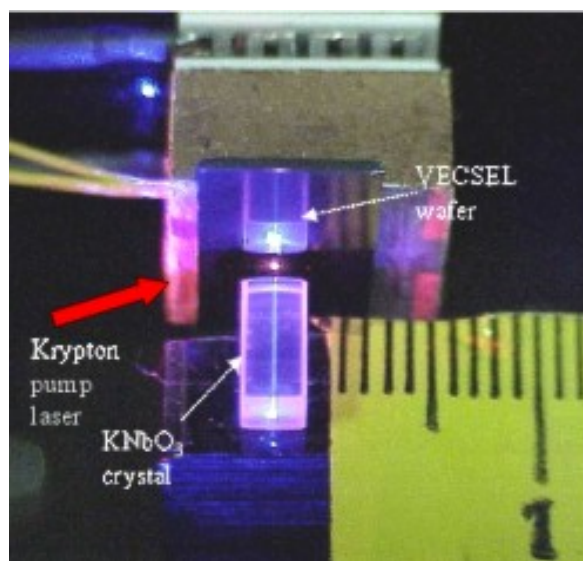


Figure A-10 : VECSEL pompé optiquement à 670 nm par un laser Krypton et doublé intracavité par un cristal non linéaire de KNbO_3 pour émettre à 430 nm.

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 pourrons 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	XXXXXXXXXXXXXX	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	XXXXXXXXXXXX	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 Ti: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 Ti:Sa peuvent donc émettre à 1000 nm pour être doublés en fréquence à 500 nm.

Le principal désavantage du cristal de Ti: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 Ti:Sa serait la suivante. Une diode laser de forte puissance (au moins 15W) à 808 nm pomperait un cristal de Nd:YAG (ou de Nd:YVO₄) dont le rayonnement à 1064 nm serait doublé 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.

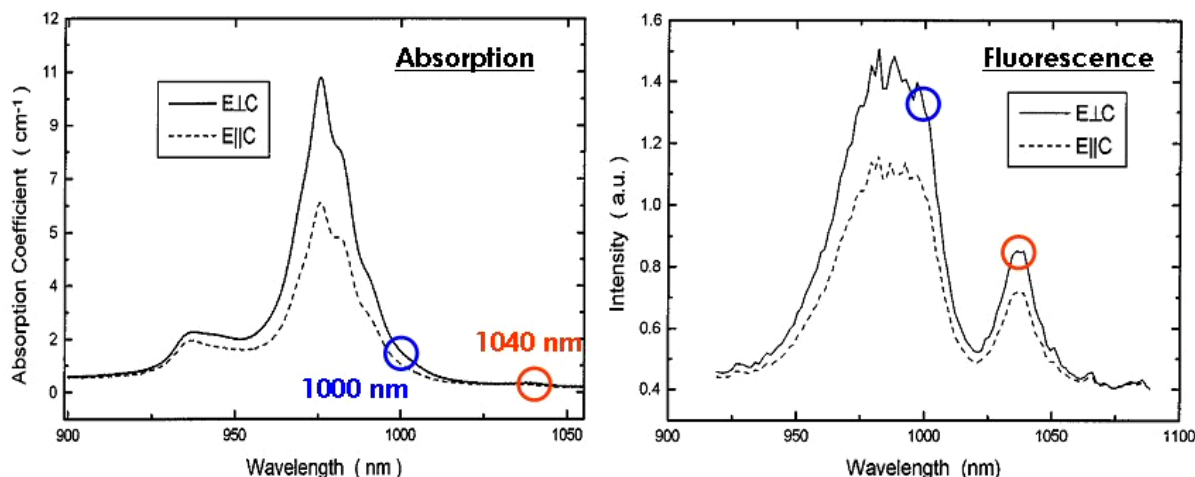


Figure A-11 : Spectres d'absorption (gauche) et de fluorescence (droite) du Yb:YAB (5,6 % at.) à température ambiante montrant les différences à 1000 et 1040 nm (d'après [Wang, 99]).

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	<ul style="list-style-type: none"> - disponibilité - pompage par diode IR efficace - spectres d'émissions autour de 1000 nm 	<ul style="list-style-type: none"> - choix des bons candidats à 1000 nm 	OUI
Cristaux auto-doubleurs	<ul style="list-style-type: none"> simplicité 	<ul style="list-style-type: none"> - disponibilité - qualité ? 	Possible
Diodes IR doublées en fréquence	<ul style="list-style-type: none"> efficacité des diodes IR 	<ul style="list-style-type: none"> - disponibilité des diodes à 1000 nm - asservissement nécessaire 	Possible
Semiconducteurs pompés optiquement et doublés en fréquence	<ul style="list-style-type: none"> - souplesse de choix des longueurs d'ondes - pompage par diode de bas coût - compacité 	<ul style="list-style-type: none"> - 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.

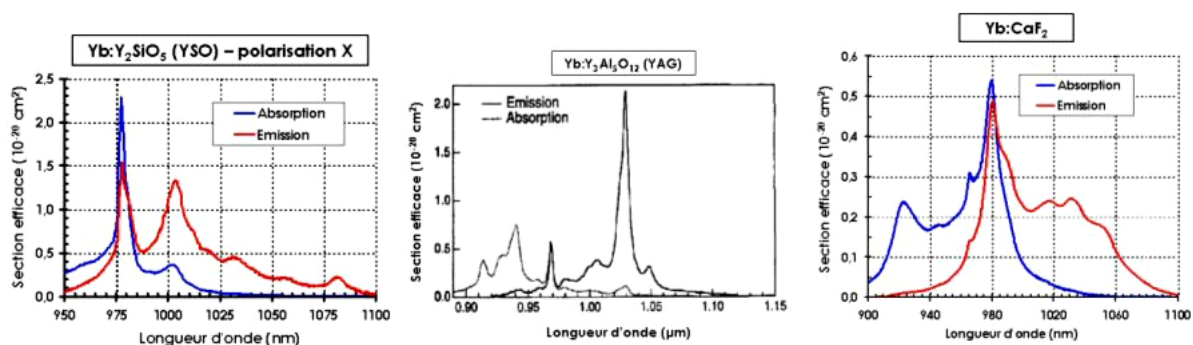


Figure A-12 : Spectres d'émission et d'absorption du Yb:YSO, du Yb:YAG et du Yb:CaF₂.

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.

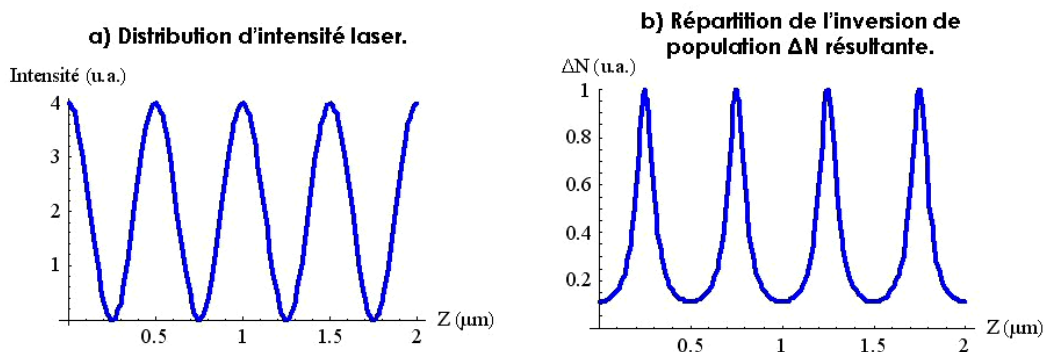


Figure A-13 : a) Distribution d'intensité d'une onde stationnaire monochromatique dans un résonateur linéaire - b) Répartition de l'inversion de population $\Delta N(z)$ dans le cristal laser.

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).

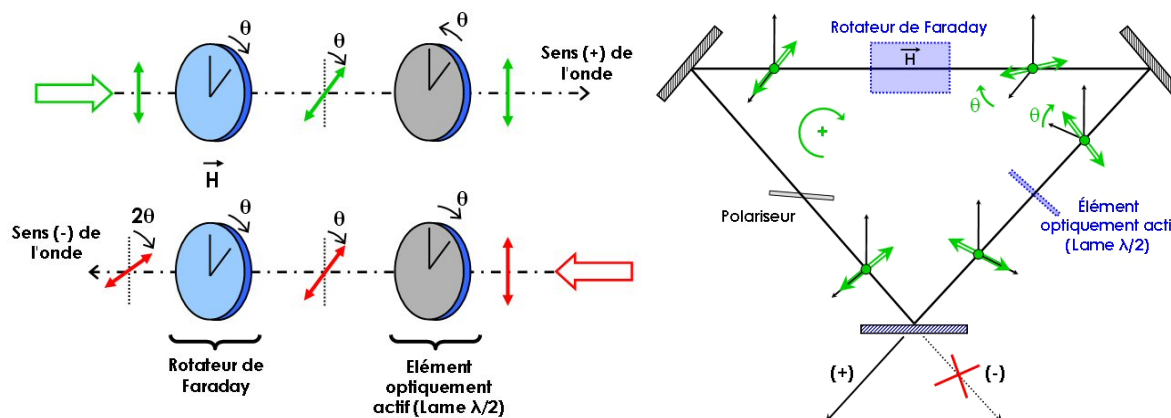


Figure A-14 : Principe de fonctionnement d'une diode optique (gauche) et application à l'anneau unidirectionnel (droite).

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 Cavitité 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.

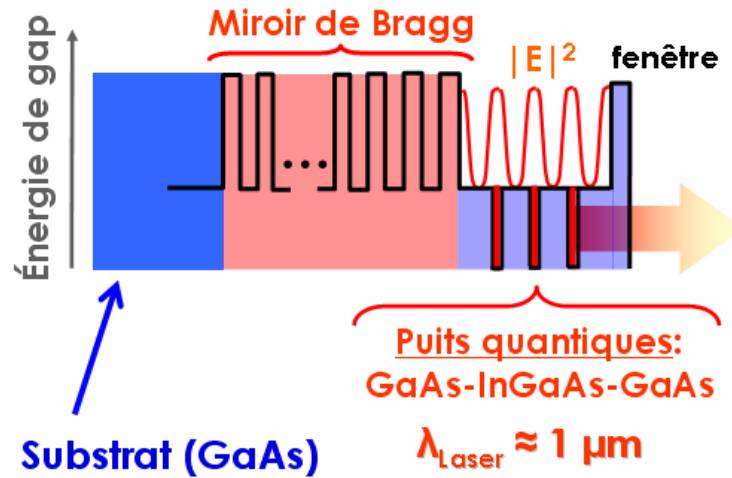


Figure A-15 : Structure typique utilisée dans les lasers à semiconducteurs pompés optiquement.

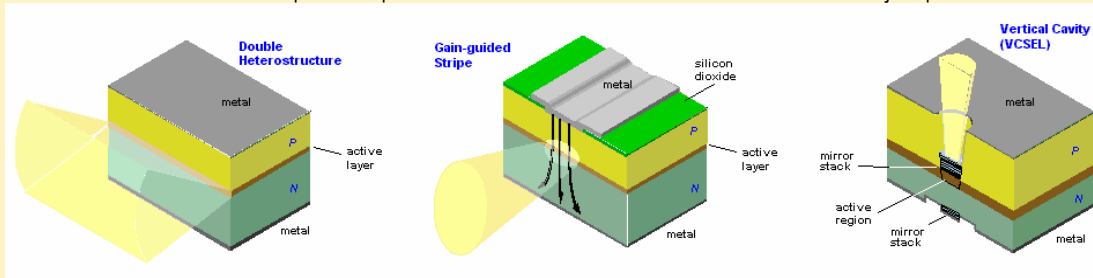
Deux encadrés agrémentent cette partie et présentent de manière générale les deux techniques de lasers semiconducteurs à émission par la surface qui ont menés à l'apparition des lasers à semiconducteurs en cavité étendue pompés optiquement. Ces deux types de lasers sont les VCSEL ("Vertical-Cavity Surface-Emitting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

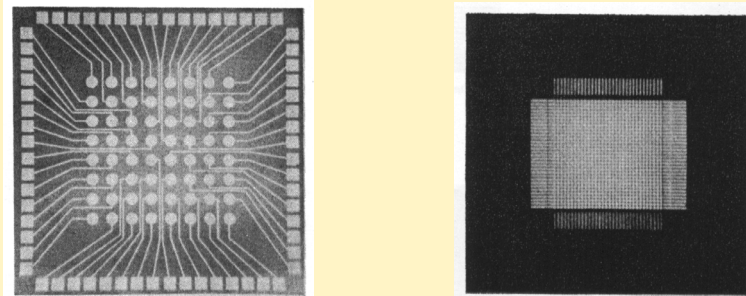
Ce type de diode laser est apparu au Japon en 1979 à l'Institut of Technology de Tokyo. Ils sont communément appelés VCSEL pour "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser". La figure suivante montre l'évolution des architectures depuis les premières diodes à double-hétérostructure jusqu'aux VCSELS.



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.

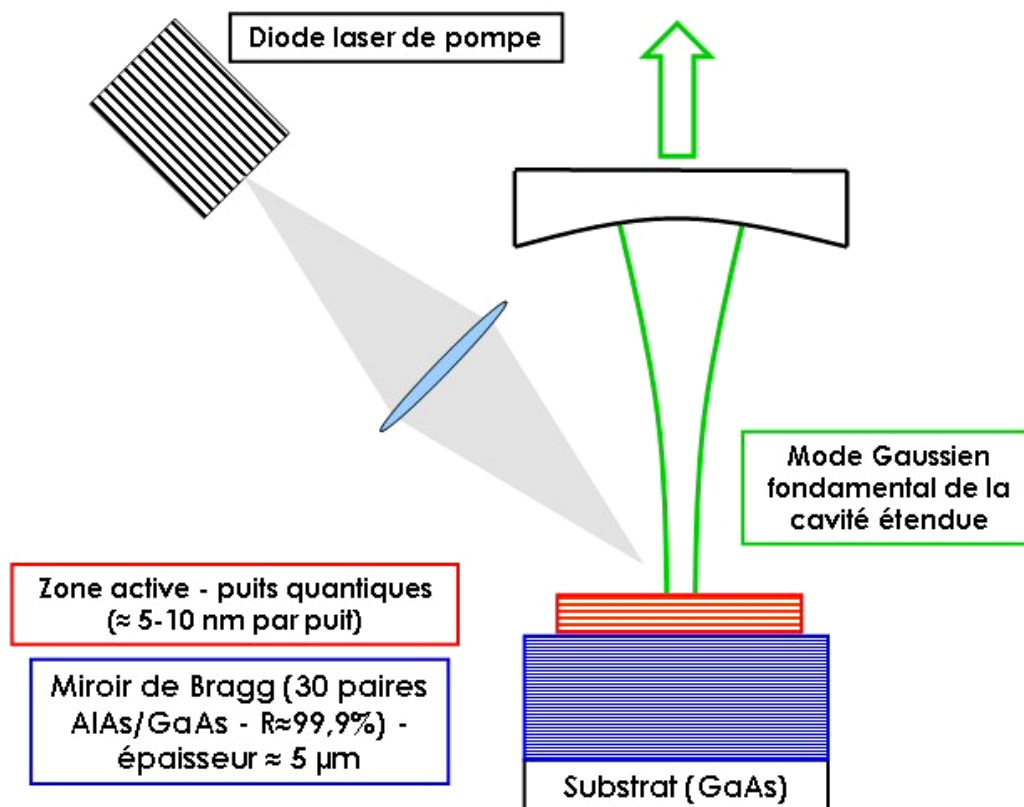


Figure A-16 : Schéma de principe du VECSEL pompé optiquement (les échelles ne sont pas respectées).

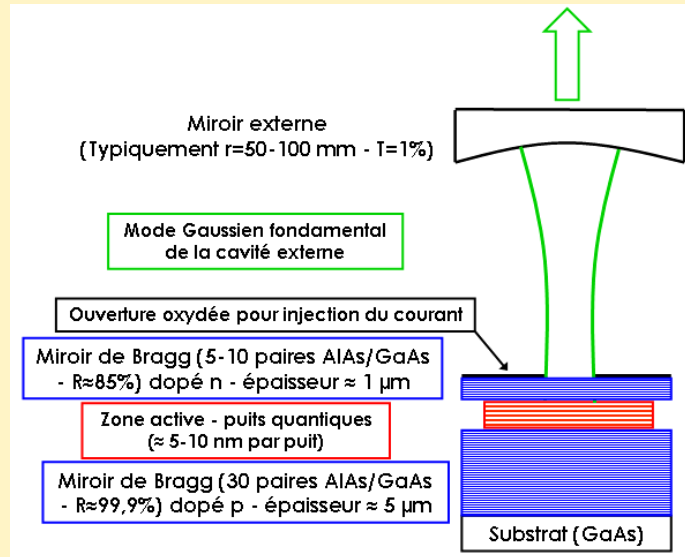
Le pompage optique combiné à la mise en cavité étendue en fait une architecture souple et performante. En effet, cette solution combine les avantages des lasers à semiconducteurs présentés dans les encadrés, notamment la souplesse de choix des longueurs d'ondes laser et le faible encombrement, avec ceux 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 $\chi_{\text{eff}}^{(2)} = 2 \cdot d_{\text{eff}}$ 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" $\Delta k = k_{2\omega} - 2 \cdot k_\omega$ 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 impulsionnel 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 $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$.

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 acceptation 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.

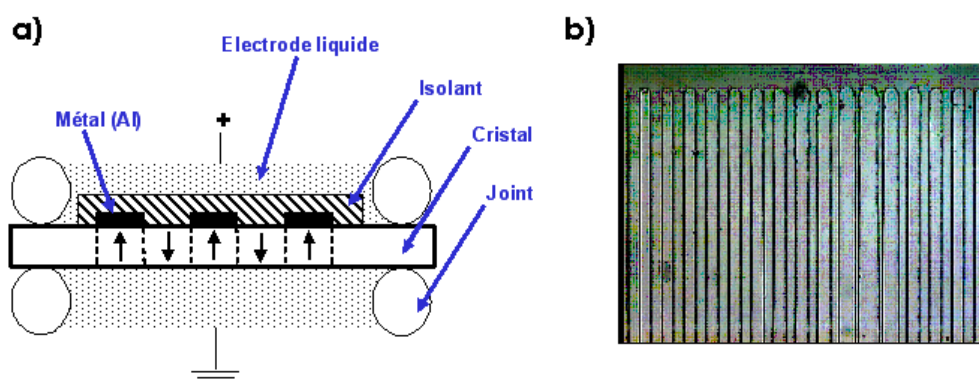


Figure A-17 : a) Schéma de principe d'une méthode d'inversion des domaines - b) Photo vue de dessus d'un cristal de ppKTP de pas d'inversion de $10\ \mu\text{m}$.

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 $50 \mu\text{m}$ 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 $50 \mu\text{m}$, 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.

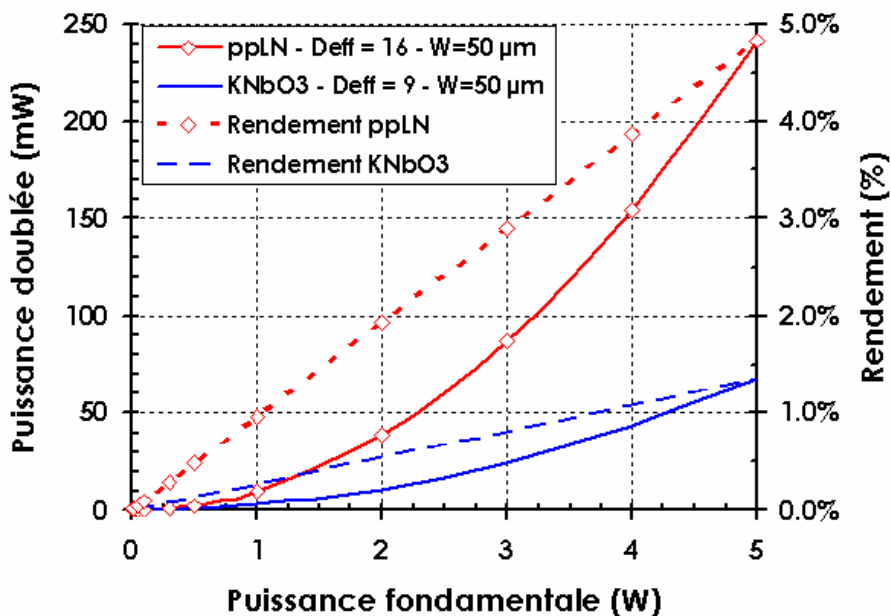


Figure A-18 : Puissances converties à 500 nm et rendements associés en fonction de la puissance infrarouge incidente pour des cristaux de ppLN (rouge) et de KNbO_3 (bleu) de 10 mm de long et un rayon au waist de $50 \mu\text{m}$.

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 KNbO₃. 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 μ m). 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.

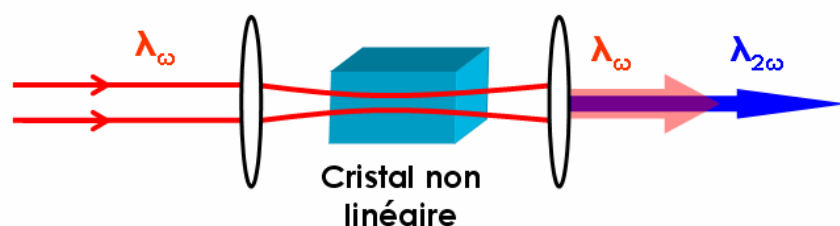


Figure A-19 : Doublement de fréquence extracavité.

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 μ m [Pruneri, 95]. Dans ce cas là, la température de quasi-accord de phase liée au pas de 4,6 μ m 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 continue de 1,1W à 946 nm en utilisant un cristal de KNbO_3 [Bode, 97].

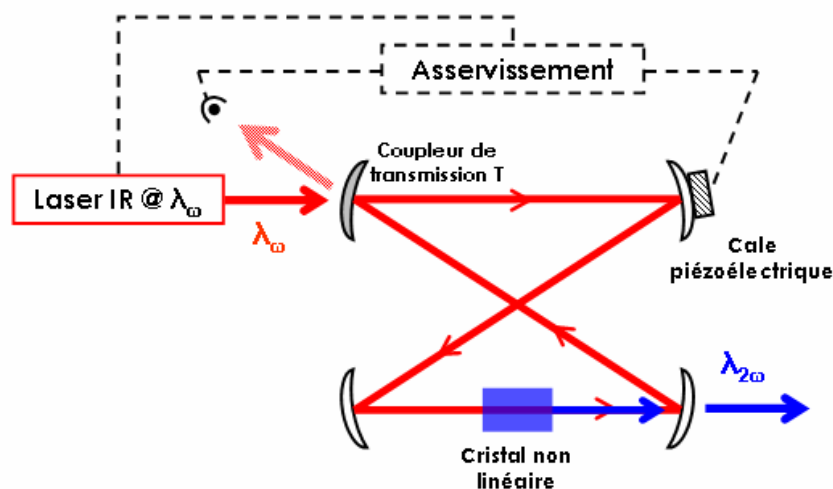


Figure A-20 : Schéma de principe du doublement de fréquence dans une cavité externe résonante.

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 waist 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).

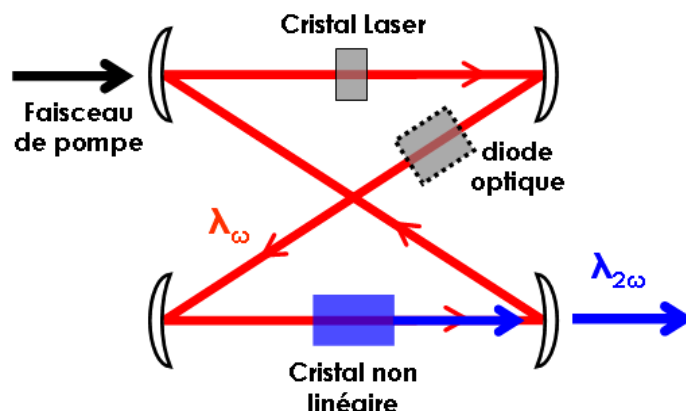


Figure A-21 : Principe du doublement de fréquence intracavité.

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
Rendements : 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).

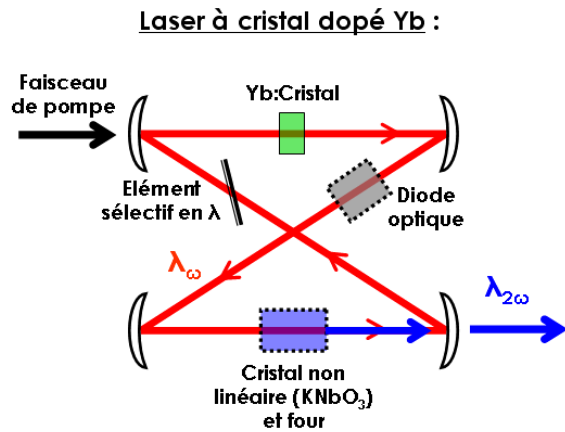


Figure A-22 : Schéma de principe de la solution à base de cristaux dopés ytterbium, émettant dans l'infrarouge, pompés par diode et doublé intracavité.

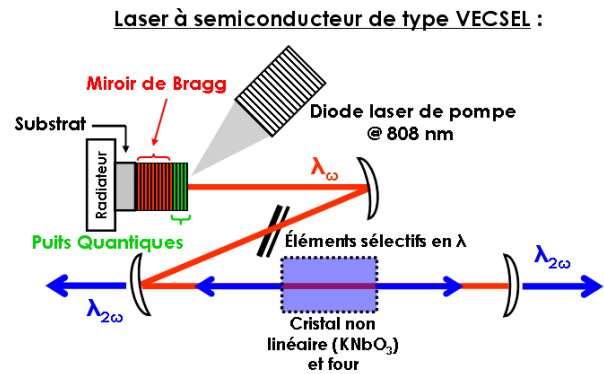


Figure A-23 : Schéma de principe de la deuxième solution à base de semiconducteurs pompés optiquement dont le rayonnement infrarouge est doublé en fréquence intracavité.

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.