

Figures de mérite et choix des meilleurs candidats

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

B-III.1 Critères de choix :

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

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

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

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

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

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

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

$$I_{Pmin} (kW.cm^{-2}) = \frac{hc \cdot \sigma_{al}}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{el} \cdot \sigma_{ap} - \sigma_{al} \cdot \sigma_{ep})} \cdot 10^{-7} \text{ et}$$

$$g_{L0} (cm^{-1}) = N \cdot \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\sigma_{ap} \cdot \sigma_{el} - \sigma_{ep} \cdot \sigma_{al}) \cdot \tau - \sigma_{al}}{1 + I_p \cdot \frac{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{ap} + \sigma_{al})}{hc}} \cdot 10^{-2} \text{ avec } I_p = \frac{1}{\pi \cdot (50 \cdot 10^{-6})^2}$$

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

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

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

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

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

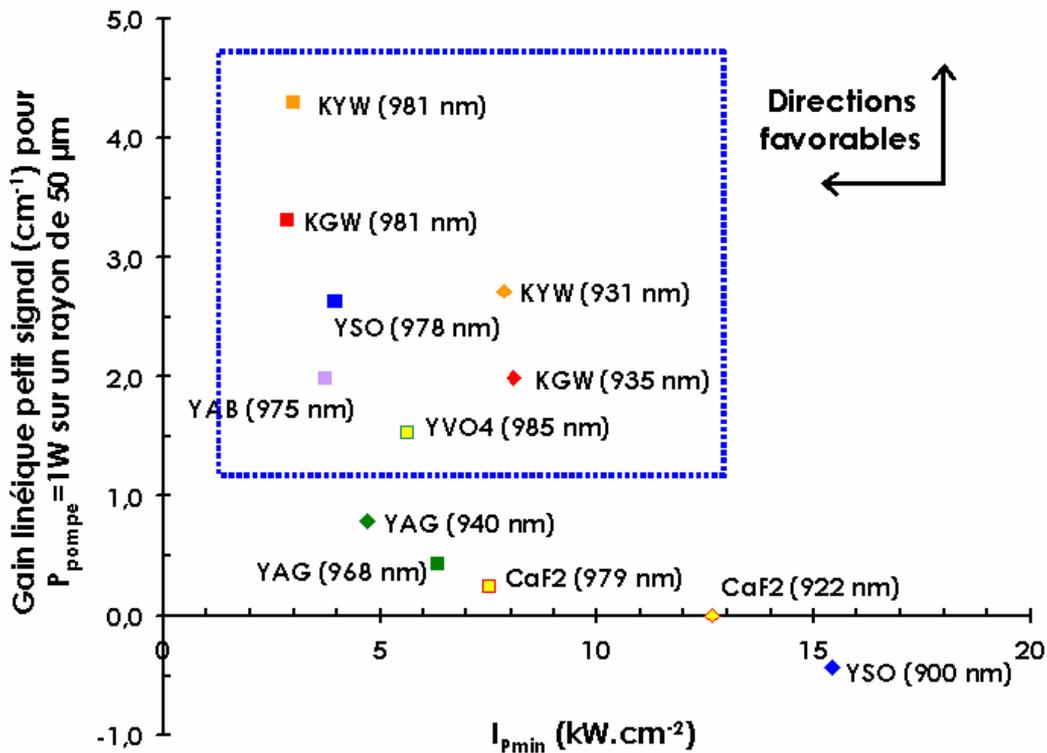


Figure B-10 : Comparaison des intensités de pompe pour atteindre la transparence à la longueur d'onde laser I_{pmin} et du gain linéique petit signal à 1003 nm pour une puissance de pompe de 1W focalisée sur un rayon de 50 μm , pour différents cristaux dopés ytterbium. La longueur d'onde de pompe et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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

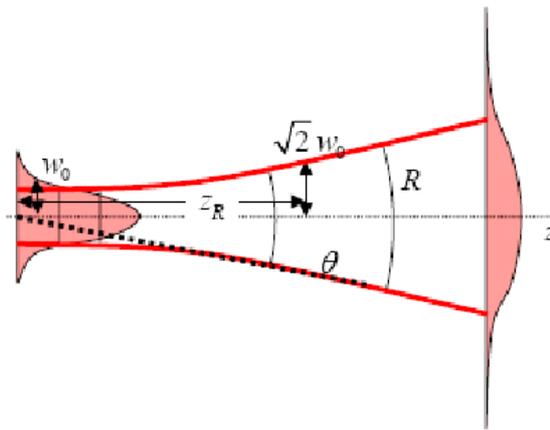


Figure B-11 : Illustration de la divergence d'un faisceau laser gaussien TEM_{00} et de la longueur de Rayleigh Z_R . R est le rayon de courbure de l'onde et θ son demi angle de divergence.

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

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

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

Pour une diode fibrée sur un diamètre de $200 \mu\text{m}$ émettant à 980 nm (dont le facteur M^2 est d'environ 75) et focalisée sur un diamètre de $100 \mu\text{m}$ après remise en forme, la distance $2 \cdot Z_R$ vaut $0,4 \text{ mm}$ ³⁷. Pour une diode à ruban large de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$, dont les facteurs M^2 sont respectivement pris égaux à 2 et 20, et remise en forme au niveau du point focal sur une taille totale de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, les distances $2 \cdot Z_R$ valent alors respectivement 14 mm et $1,4 \text{ mm}$. Ces dernières permettent donc un pompage homogène sur de plus longues distances.

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

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

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

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

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

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

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

B-III.3.b Les cristaux retenus :

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

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

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

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

³⁹ A ma connaissance.

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

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

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

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

⁴⁰ A ma connaissance

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

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

Propriétés générales :

Cristal biaxial positif de la famille des Tungstates
Croissance par méthode de Czochralski modifiée
Système cristallin : C2/c
Densité : 6,56 g.cm⁻³
Masse Molaire : 623,7 g.mol⁻¹
Volume de maille : 631,39 Å³

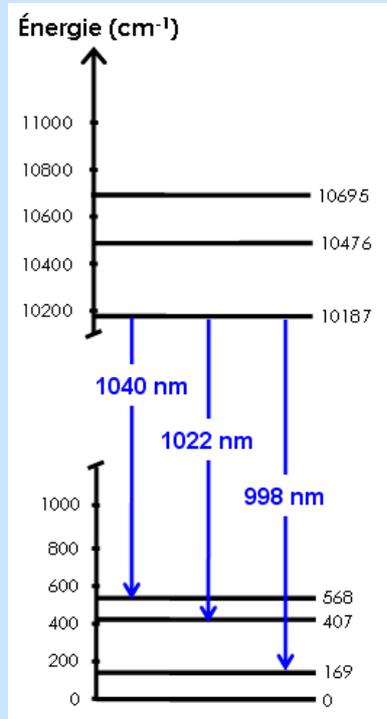
Z (Nombre d'unité formulaireire par maille) : 4
Température de fusion : 1075 K
Indice de réfraction à 1 μm : 2
Conductivité thermique K_{co} non dopé : 3,8 W.m⁻¹.K⁻¹.
Temps de vie de fluorescence : 0,3 ms.

Quelques résultats obtenus en régime continu et femtoseconde :

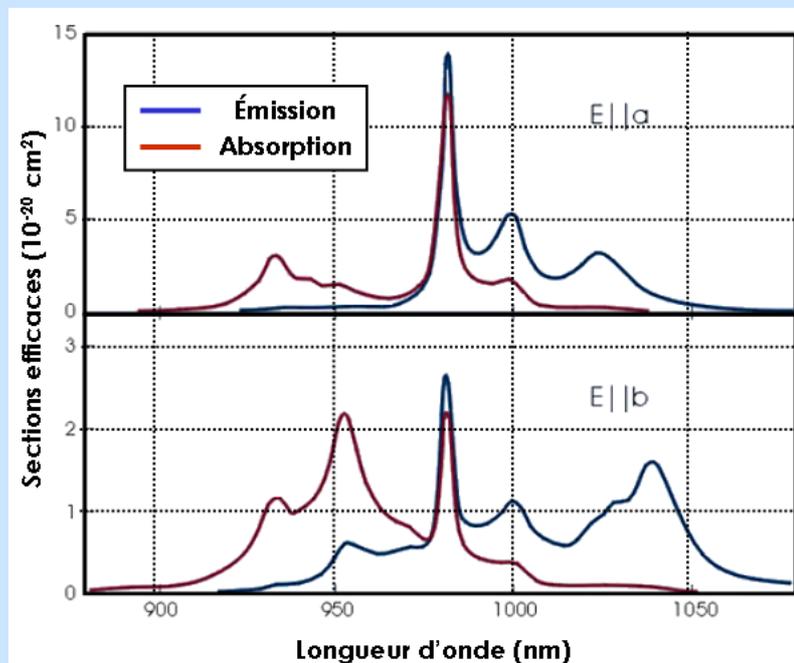
- Régime continu : Pompage longitudinal classique : ≈ 70 mW @ 1040 nm / 1W de pompe @ 980 nm [Lagatsky, 99].
Technique du disque mince : ≈ 70W @ 1030 nm / 120W de pompe @ 980 nm [Erhard, 01].
- Régime femtoseconde : - Pompage longitudinal classique Mode-Lock passif par Absorbant Saturable (SESAM)
 $\Delta\tau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

Nos échantillons de $\text{Yb}:\text{KYW}$:

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



Niveaux énergétiques et transitions possibles pour $\text{Yb}:\text{KYW}$.



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

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

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

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

Propriétés générales :

Cristal biaxial positif de la famille des silicates
 Croissance par méthode de Czochralski
 Système cristallin : C2/c
 Densité : 4,29 g.cm⁻³
 Masse Molaire : 285,9 g.mol⁻¹
 Volume de maille : 885,3 Å³

Z (Nombre d'unité formulaireire par maille) : 8
 Température de fusion : 2000 K
 Indice de réfraction à 1 µm : 1,8
 Conductivité thermique K_{C0} non dopé : 4,4 W.m⁻¹.K⁻¹.
 2 sites de substitution (Y ↔ Yb) site 1 et site 2.
 Temps de vie de fluorescence : 0,7 ms.

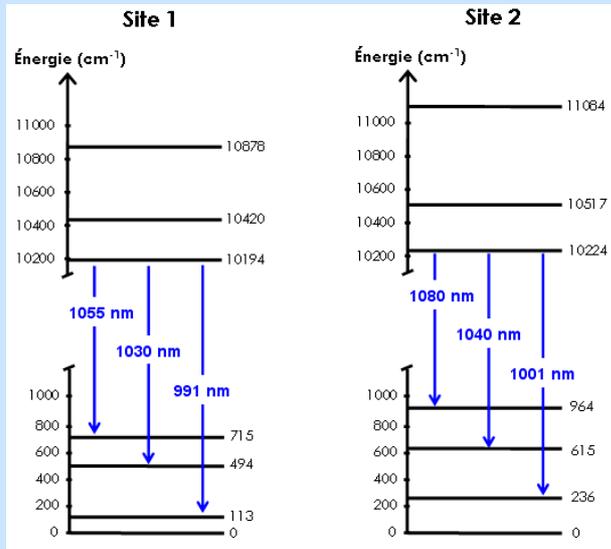
Différentes utilisations de la matrice de YSO suivant le dopant :

- Matériau utilisé pour les scintillateurs : dopage par les ions Ce [Carel, 97].
- Matériau laser :
 - dopage par des ions Cr⁴⁺ [Deka, 92]
 - dopage par des ions Tm³⁺ [Li, 93]
 - dopage par des ions Nd³⁺ [Comaskey, 94]
 - co-dopage par des ions Er³⁺, Yb³⁺ [Li, 94]
 - dopage par des ions Yb³⁺ [Gaumé, 00]
- Absorbant saturable : dopage par des ions Cr⁴⁺ [Chang, 02]

Nos échantillons de Yb:YSO :

Dopage 5% en ions Yb³⁺ - $N_0 = 9,2 \cdot 10^{26}$ ions.m⁻³ - Longueurs 1, 2 et 3 mm - traités antiréflexion autour de 1010 nm.
 Conductivité thermique mesurée : K_C dopé (5% at. Yb) = 3,8 W.m⁻¹.K⁻¹.

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

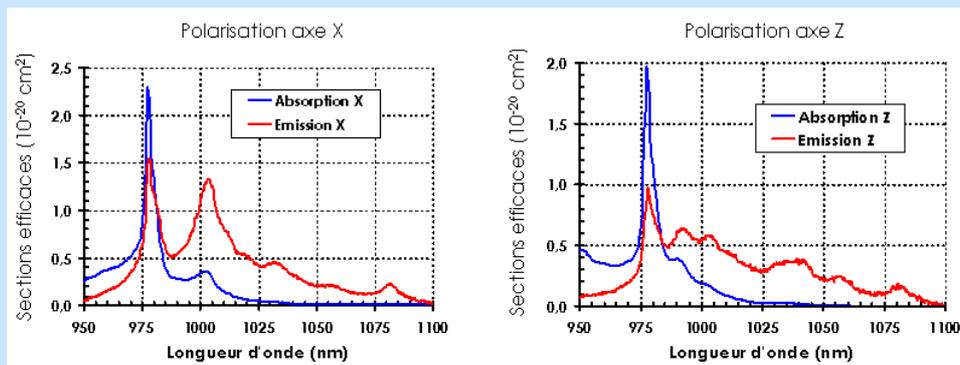


Niveaux énergétiques et transitions possibles pour les deux sites de l'Yb:YSO.

Remarque :

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

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



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

B-III.4 Conclusion :

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

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

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

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

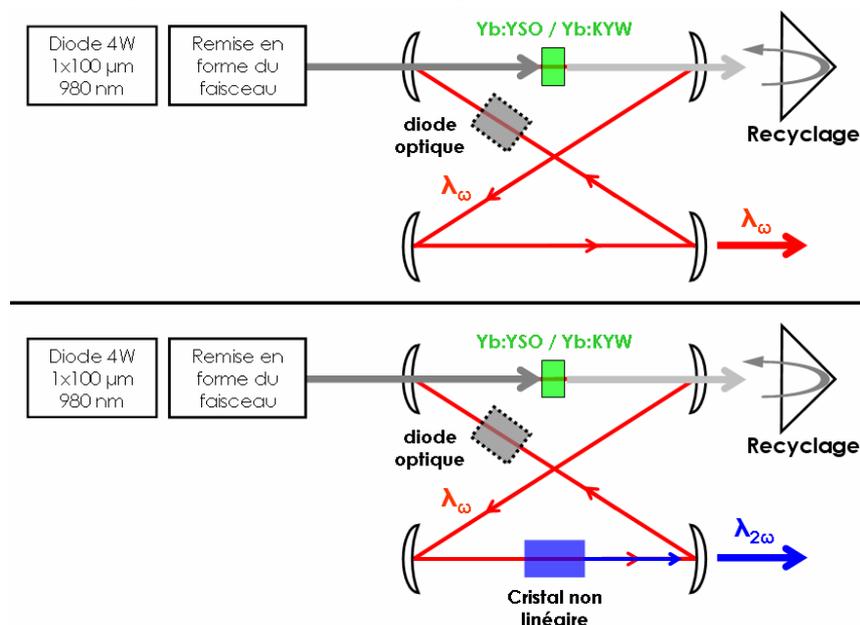


Figure B-12 : En haut : Schéma de principe du laser infrarouge en anneau.

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

B-IV Réalisations Expérimentales :

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

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

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

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

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

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

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

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

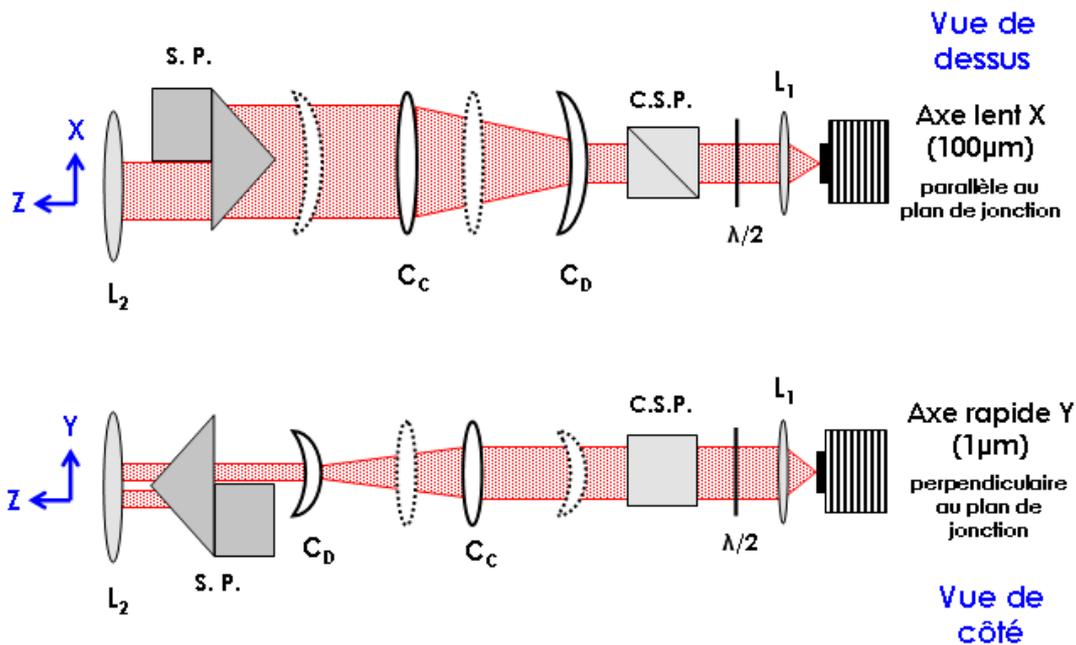
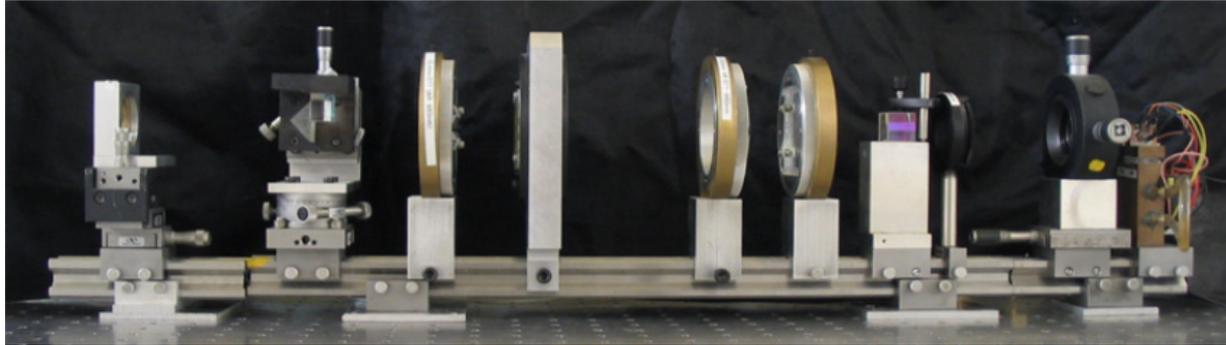


Figure B-13 : Schéma et photographie du banc de pompe permettant la remise en forme du faisceau issu de la diode à 980 nm (surface $1 \times 100 \mu\text{m}^2$). L_1 est un objectif de microscope de 8 mm de focale, C.S.P. est un cube séparateur de polarisation, $\lambda/2$ lame est une lame demi-onde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

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

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

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

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

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

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

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

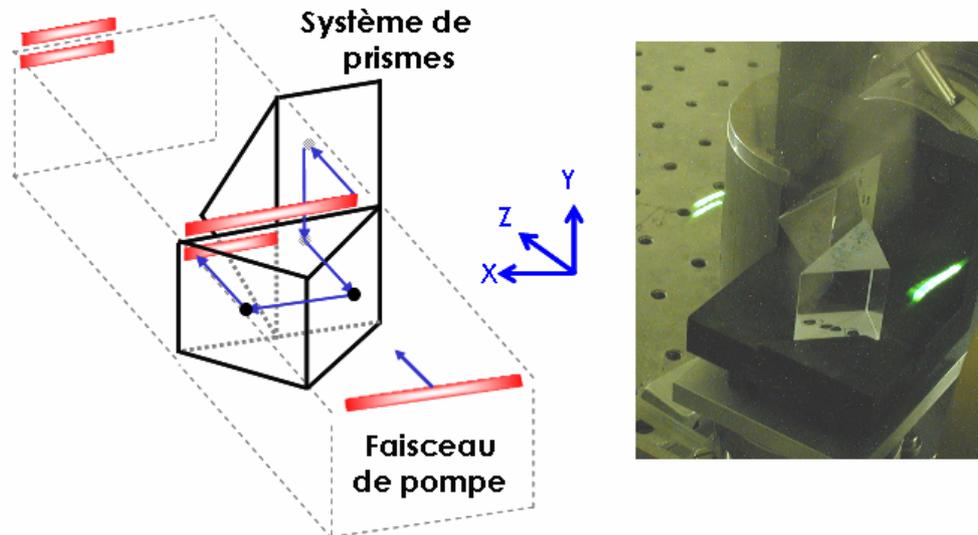


Figure B-14 : Système de prismes permettant d'homogénéiser la divergence du faisceau de pompe. On retrouve le faisceau de pompe avant et après le système sur la photographie de gauche.

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

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

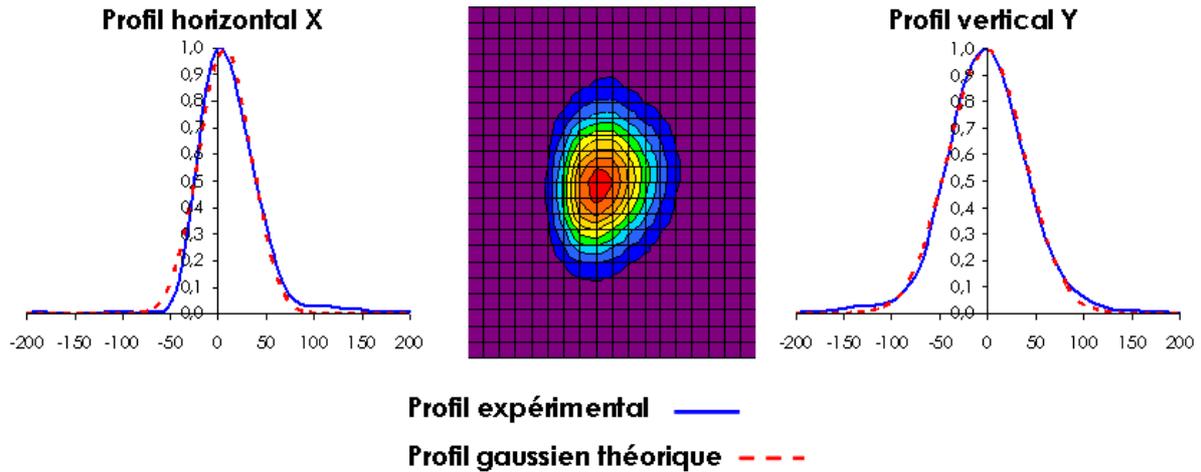


Figure B-15 : Profils expérimentaux du faisceau de pompe issu de la diode monoruban et remis en forme. Comparaisons avec des profils gaussiens théoriques.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

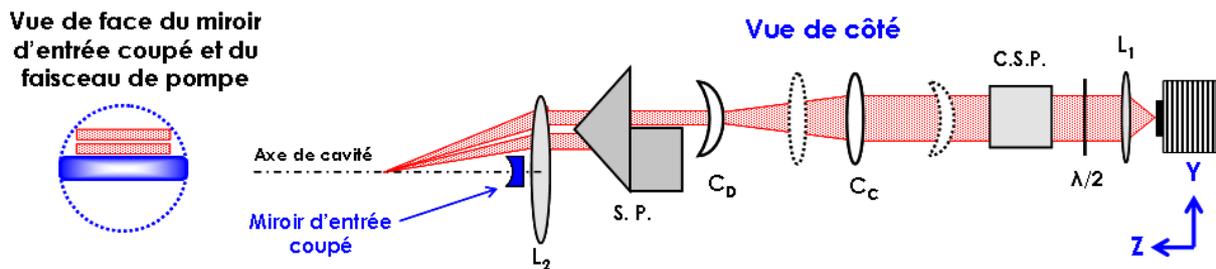


Figure B-16 : Banc de pompe hors d'axe vu de côté avec le miroir coupé d'entrée. Le trait pointillé bleu sur la vue de face schématise le miroir standard initial avant découpe.

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

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

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

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

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

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

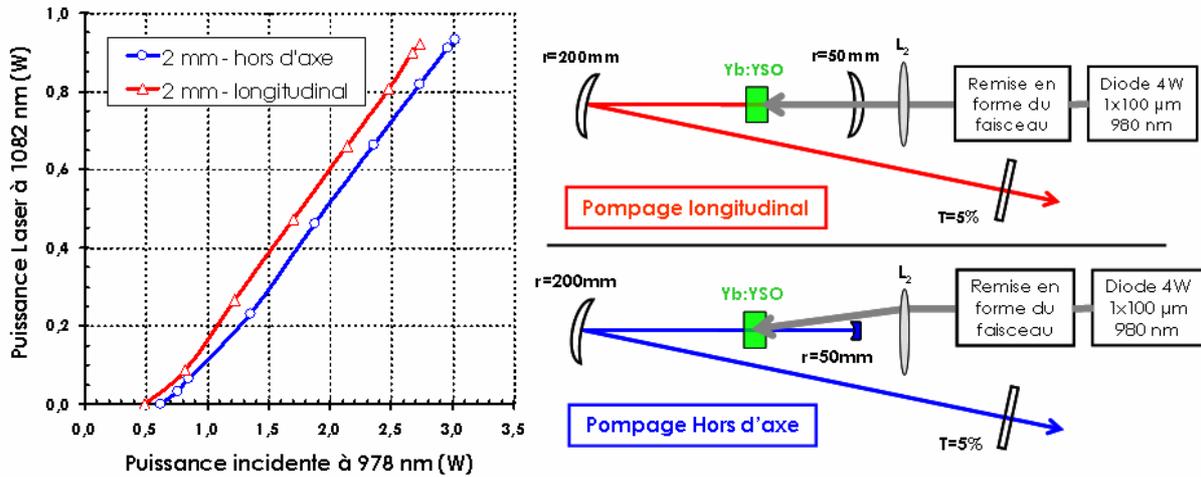


Figure B-17 : A gauche : Efficacités laser à 1082 nm pour un cristal de Yb:YSO de 2mm de longueur suivant un schéma de pompage classique longitudinal (en rouge) et suivant le schéma de pompage hors d'axe (en bleu).
A droite : Schéma des cavités utilisées.

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

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

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

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

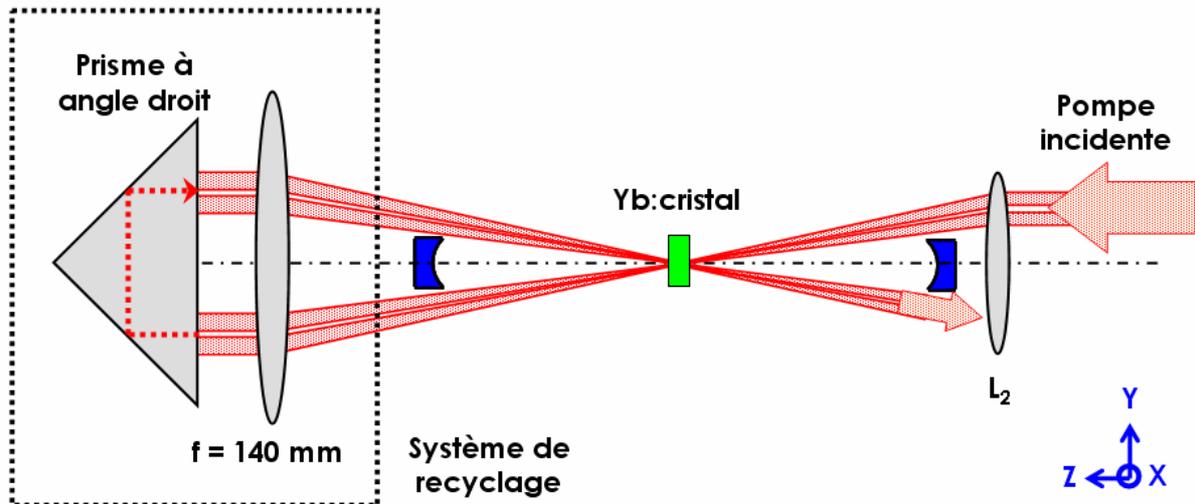


Figure B-18 : Coupe de la sous-cavité formée par le miroir coupé d'entrée (en bleu à droite) et le miroir coupé de repli (en bleu à gauche). Le faisceau de pompe vient de la droite. Le système de recyclage est représenté à gauche.

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

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

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

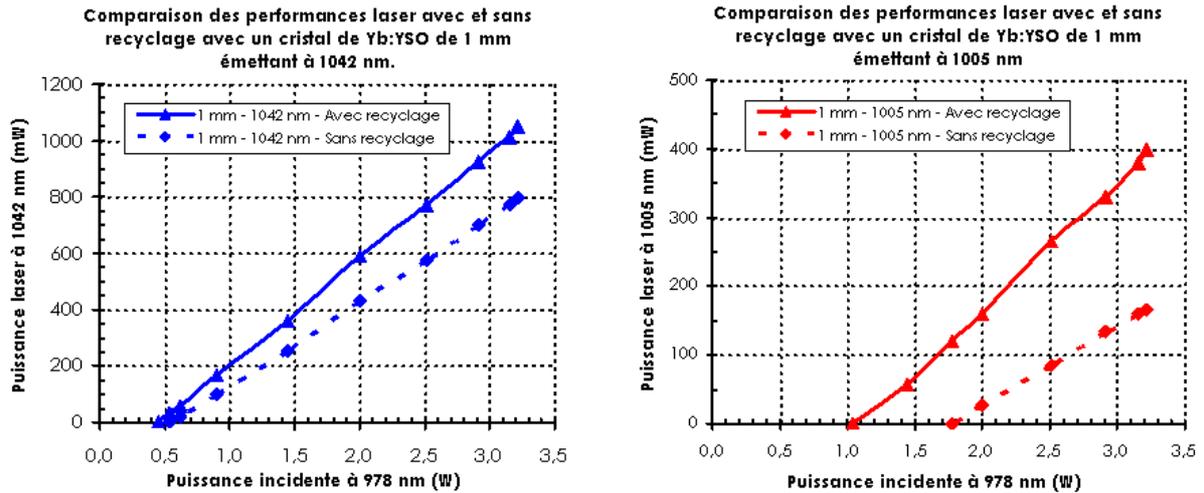


Figure B-19 : A gauche : Efficacité laser à 1042 nm avec (trait plein) et sans recyclage (pointillés) pour le cristal de Yb:YSO de 1 mm. A droite : Efficacité laser à 1005 nm avec (trait plein) et sans recyclage (pointillés) pour le cristal de Yb:YSO de 1 mm.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

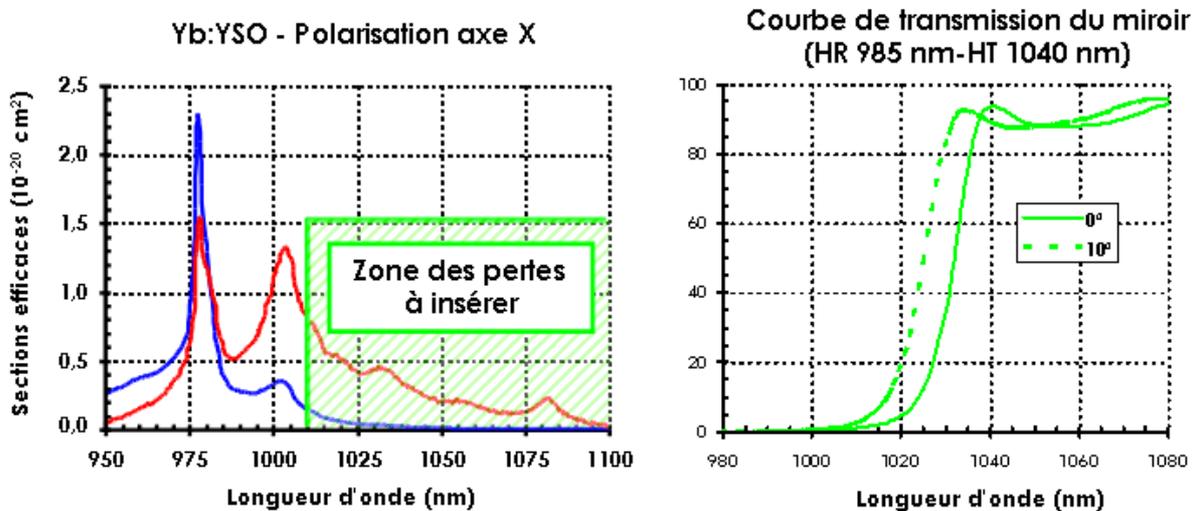


Figure B-20 : A gauche : Représentation des pertes à insérer pour obtenir l'oscillation autour de 1003 nm par rapport au spectre d'émission de Yb:YSO. A droite : Courbes de transmission mesurées à incidence normale (trait plein) et pour un angle d'incidence de 10° (pointillés) pour le miroir introduisant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

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

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

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

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

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

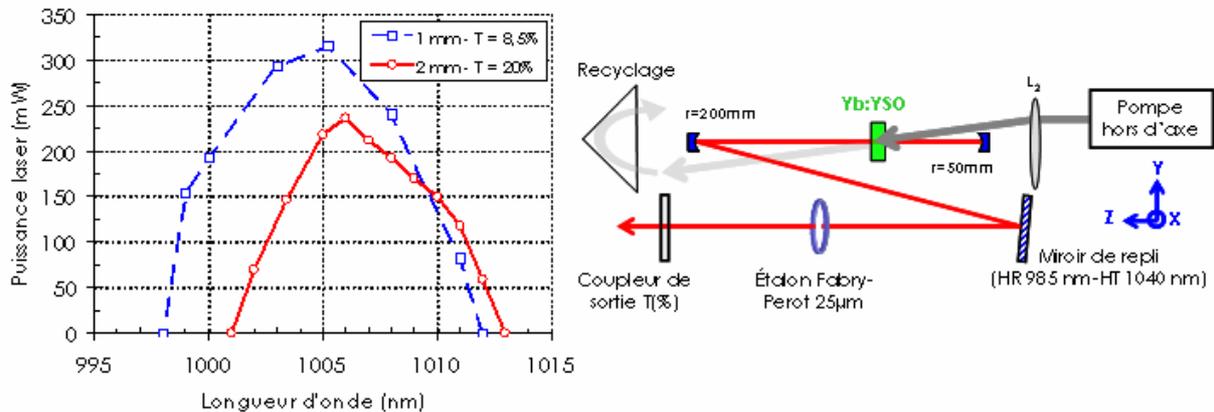


Figure B-21 : A gauche : Puissances laser extraites en fonction de la longueur d'onde pour les cristaux de Yb:YSO de 1 mm (en bleu) et de 2 mm (en rouge). La puissance de pompe incidente est de 3W. A droite : Schéma expérimental de la cavité en Z utilisée.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

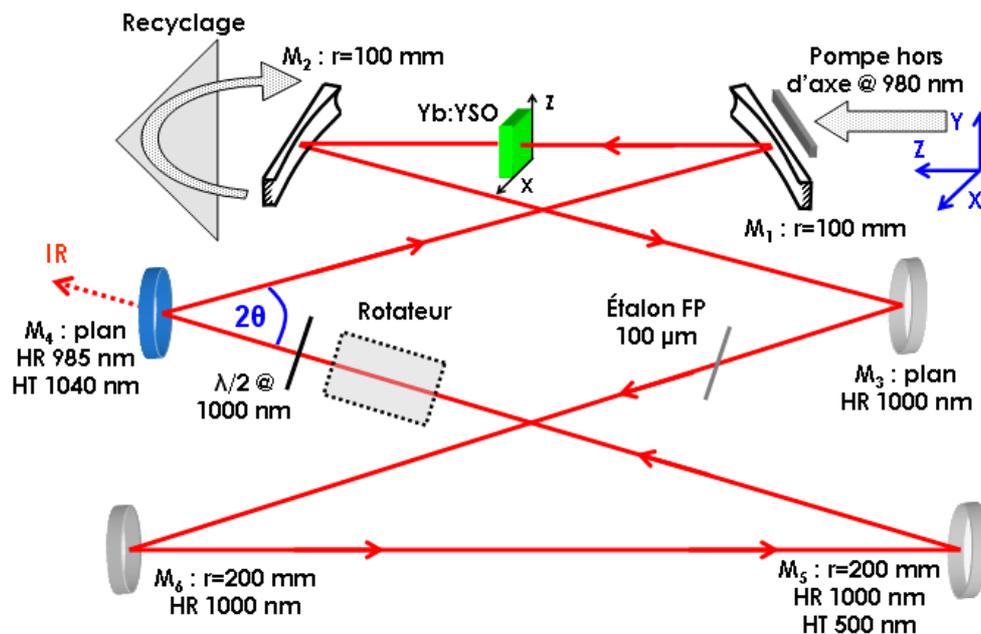


Figure B-22 : Schéma de la cavité à 6 miroirs en anneau utilisée à 1003,4 nm. θ vaut ici environ 15° . M_1 - $M_2 \approx 110$ mm, M_2 - $M_3 \approx 230$ mm, M_3 - $M_6 \approx 310$ mm, M_6 - $M_5 \approx 245$ mm, M_5 - $M_4 \approx 290$ mm, M_4 - $M_1 \approx 240$ mm.

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

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

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

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

Moyens d'analyse spectrale de l'émission laser :

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

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

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

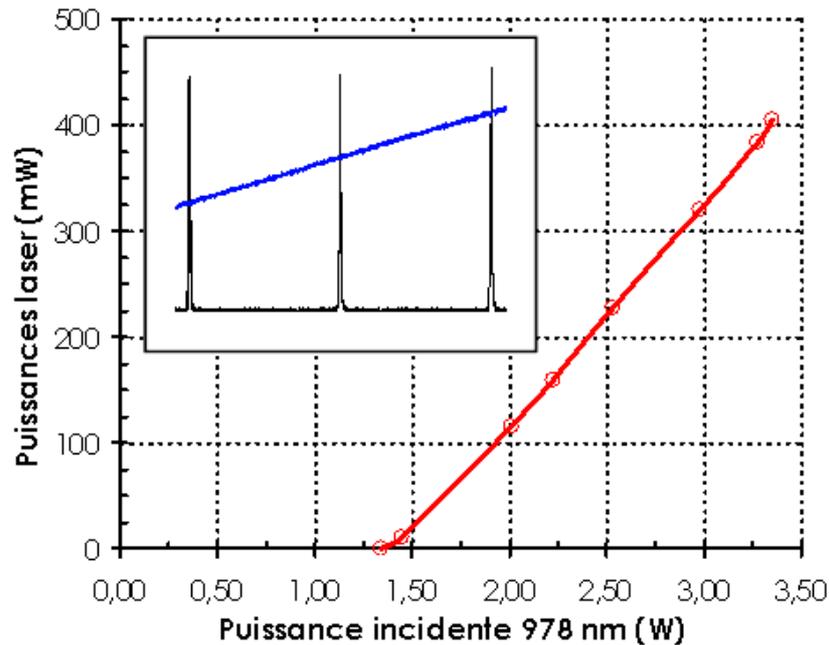


Figure B-23 : Puissances laser à 1003,4 nm mesurées derrière M_4 ($T=5\%$) en fonction de la puissance de pompe en régime monomode longitudinal. Le cadre inséré est le signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse à balayage.

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

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

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

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

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

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

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

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

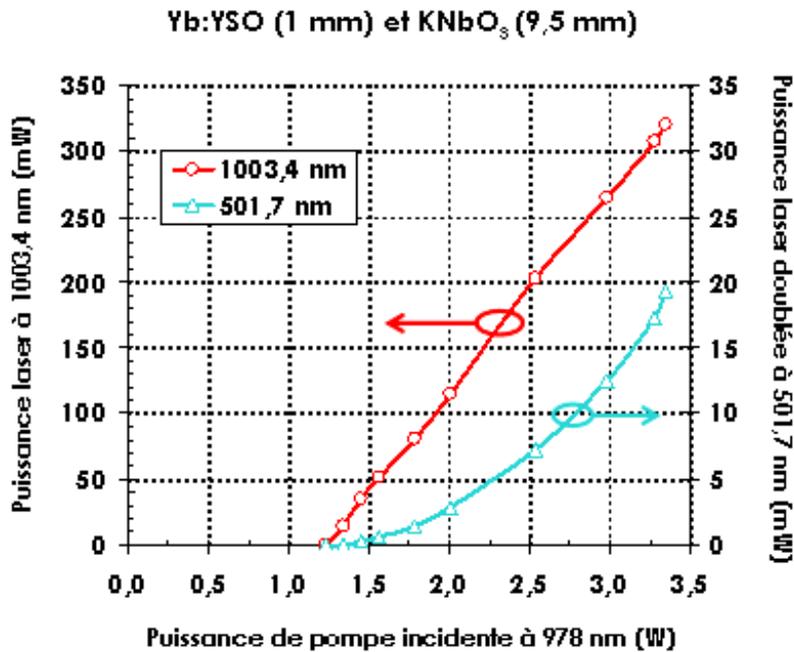


Figure B-24 : Efficacités laser pour l'onde fondamentale à 1003,4 nm (en rouge) et pour l'onde de seconde harmonique à 501,7 nm (en bleu-vert) en fonction de la puissance de pompe incidente.

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

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

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

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

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

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

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

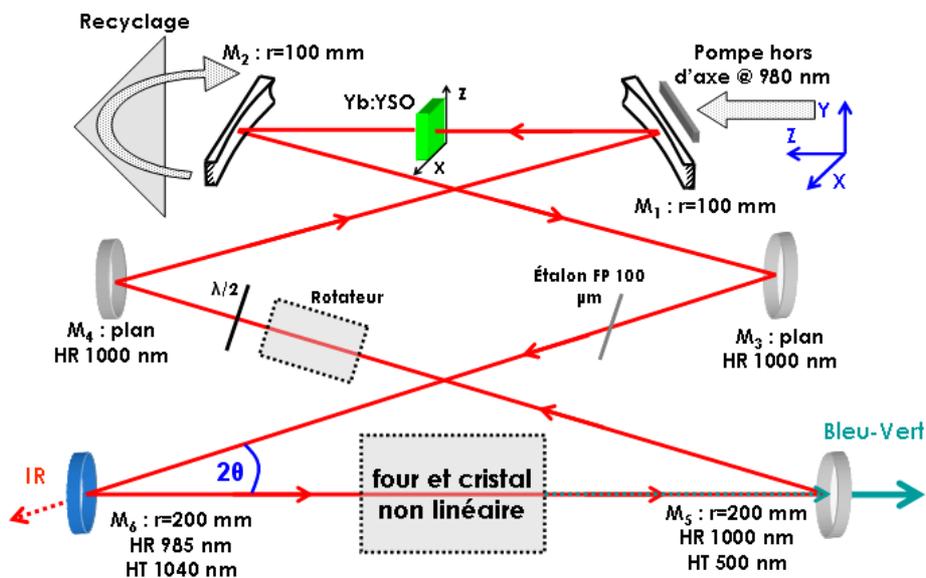


Figure B-25 : Schéma de la cavité optimisée pour le doublement de fréquence avec le cristal de Yb:YSO (1mm) et le cristal non linéaire de KNbO_3 (9,5 mm).

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

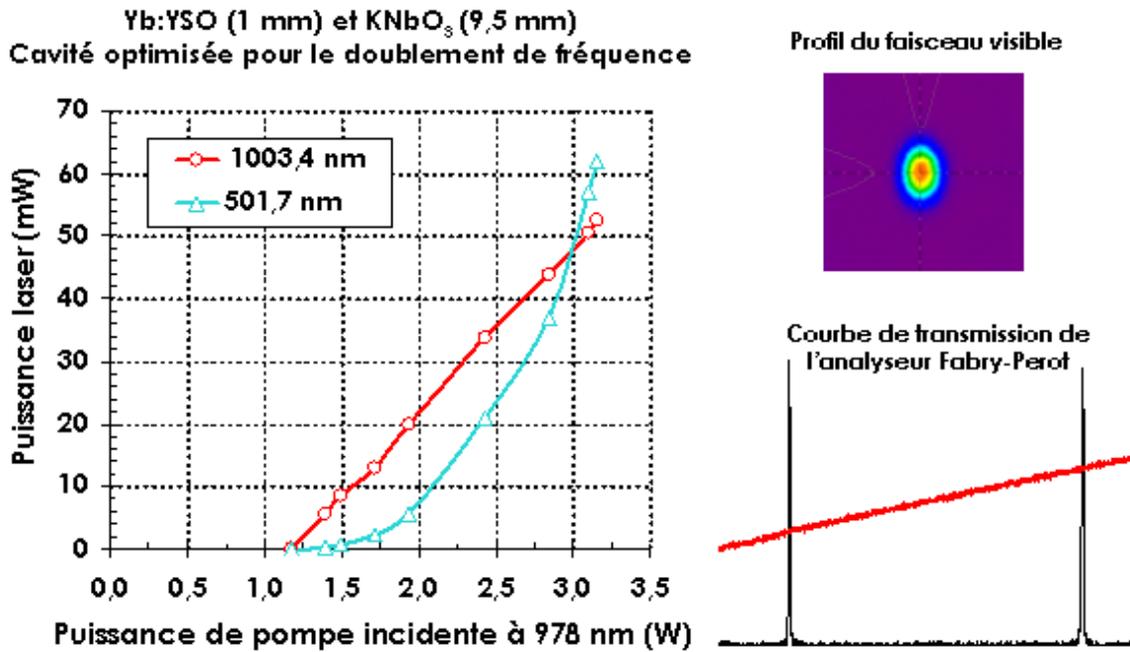


Figure B-26 : Meilleurs résultats obtenus dans le bleu-vert pour la cavité optimisée.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

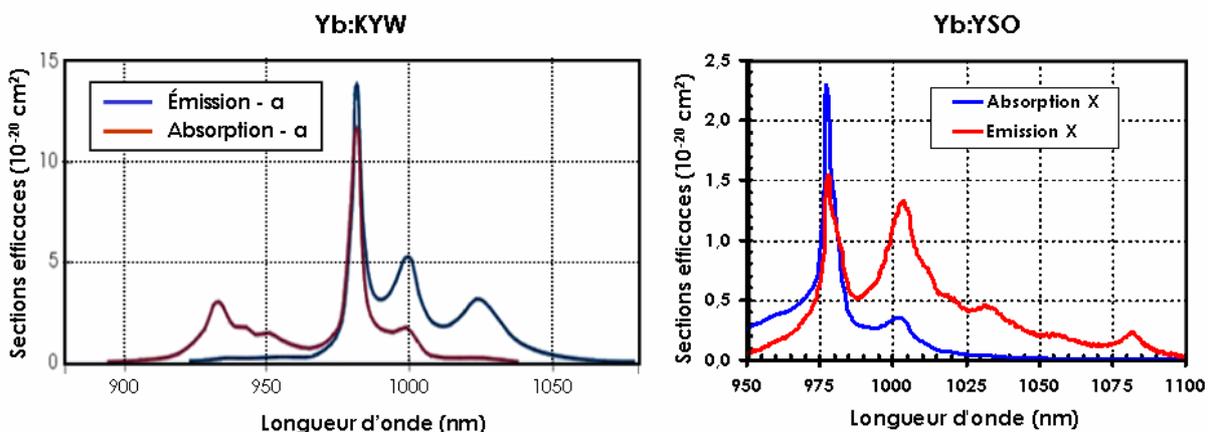


Figure B-27 : Spectres d'absorption et d'émission des cristaux de Yb:KYW (polarisation α) et de Yb:YSO (polarisation X).

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

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

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

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

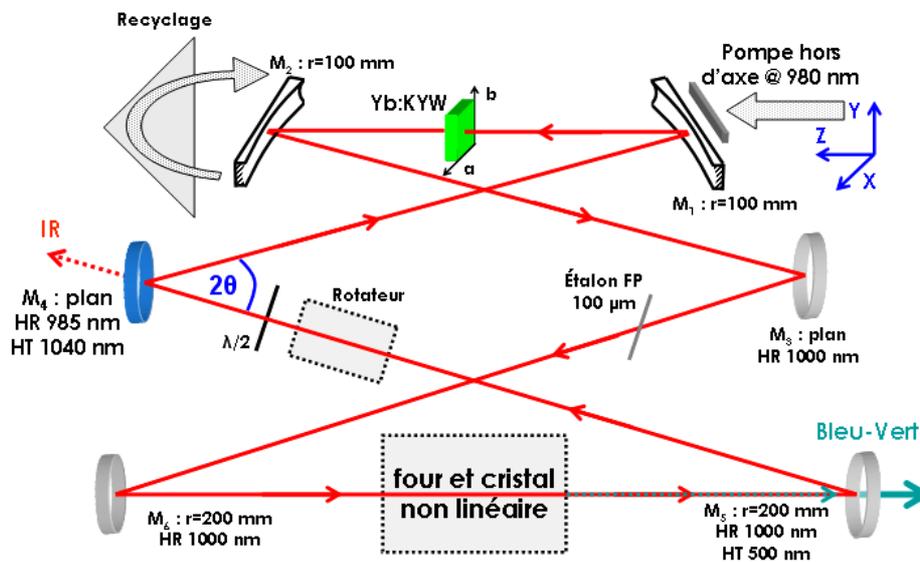


Figure B-28 : Schéma de la cavité utilisée pour l'oscillation laser à 1003,4 nm avec Yb:KYW.

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

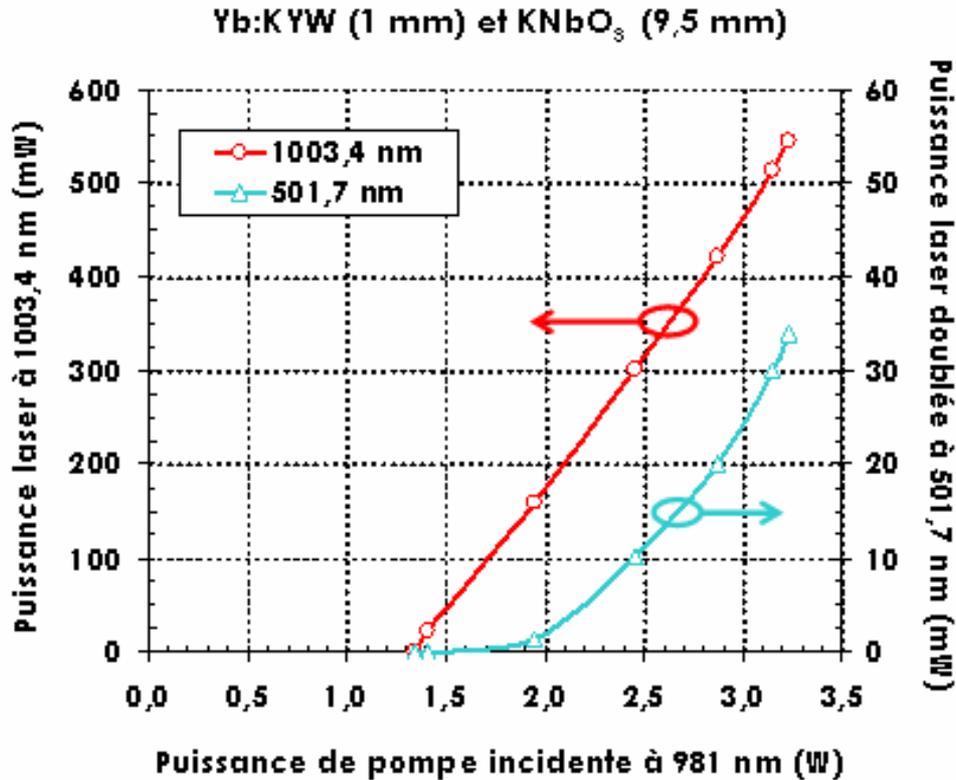


Figure B-29 : Courbes d'efficacités à 1003,4 nm et à 501,7 nm selon les deux voies de sortie de l'oscillateur.

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

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

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

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

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

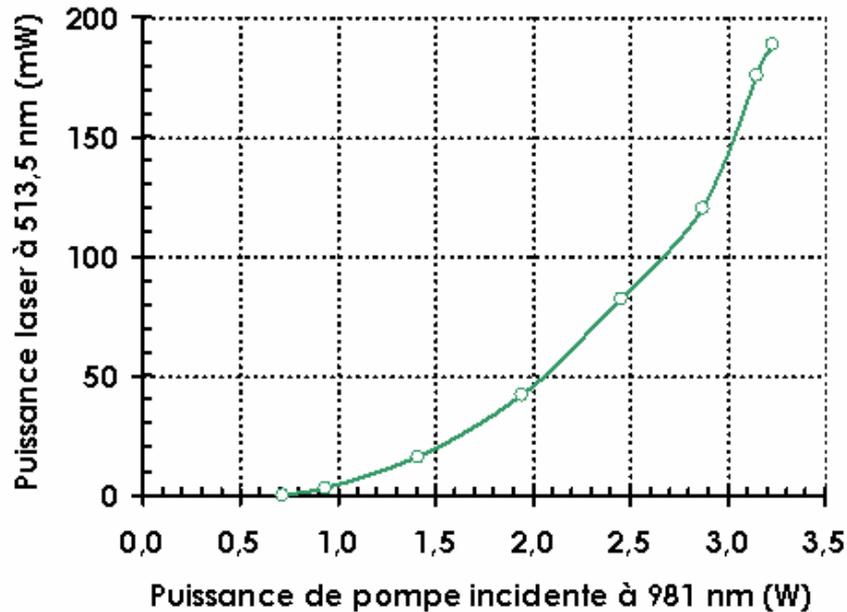


Figure B-30 : Puissances laser obtenus à 513,5 nm avec Yb:KYW et KNbO₃ dans une cavité hautement réfléchissante.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

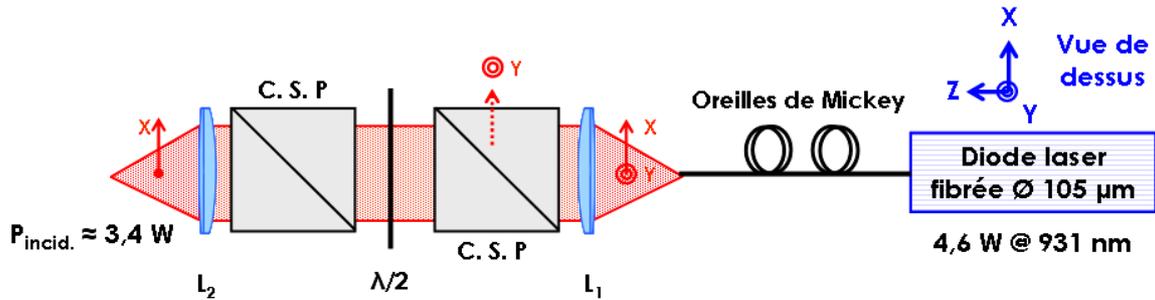


Figure B-31 : Banc de pompe fibré polarisé avec variateur de puissance. C.S.P. sont des cubes séparateurs de polarisation, L_1 et L_2 sont deux doublets de longueurs focales respectives 80 et 60 mm.

B-IV.6.b Résultats en cavité linéaire à 1003,4 nm :

Pour ces expériences préliminaires (analogues à celles effectuées sur le Yb:YSO en pompage à 980 nm - figure B-21), nous utilisons une cavité linéaire à 4 miroirs en Z permettant d'utiliser un miroir plan (HR 985 nm-HT 1040 nm) en repli, forçant l'émission laser à 1003 nm.

En régime d'absorption non saturée, le cristal absorbe 85% de la puissance incidente à 931 nm. En régime saturé ($P_p=3,3W$), le cristal absorbe encore 62% de la puissance de pompe. Contrairement au pompage à 980 nm, on se trouve ici dans une situation pour laquelle les puissances de pompe disponibles ne sont pas beaucoup plus élevées que la puissance de saturation. On reprend ici les valeurs calculées dans le tableau B-1, correspondant à un faisceau de pompe de rayon $50\ \mu\text{m}$ au waist. La puissance de saturation à 981 nm calculée était de $0,27W$, alors qu'à 931 nm, elle s'élevait à $2,2W$. L'absorption est donc peu saturée à 931 nm par rapport au pompage à 980 nm.

Le schéma de la cavité ainsi que les résultats obtenus sont reportés sur la figure suivante (figure B-32). Pour une longueur totale de bras collimaté (entre M_2 et le miroir plan HR 1000 nm) de 450 mm, le rayon au waist du mode gaussien fondamental de la cavité W_c est de $45\ \mu\text{m}$. La distance entre le miroir plan d'entrée et le miroir de repli concave est d'environ 80 mm. Contrairement aux expériences analogues avec Yb:YSO pompé à 980 nm hors d'axe, on utilise ici comme miroir de fond de cavité (habituellement le coupleur de sortie) un miroir hautement réfléchissant à 1000 nm. L'extraction de la puissance se fait à travers le miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) introduisant les pertes et forçant l'oscillation laser à 1003 nm. L'angle θ nécessaire pour l'effet laser à 1003 nm a une valeur de 20° environ, correspondant à une transmission mesurée de $8,0\pm 0,5\ \%$. Enfin, les puissances reportées ici correspondent à la somme des puissances mesurées sur chaque voie de sortie.

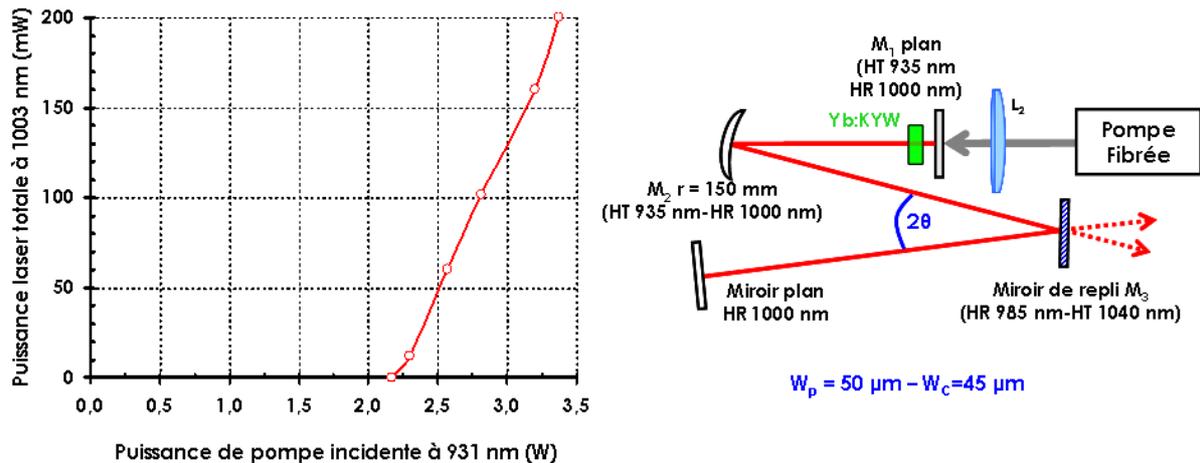


Figure B-32 : A gauche : Schéma de la cavité utilisée. A droite : Puissance laser totale à 1003 nm en fonction de la puissance de pompe incidente polarisée suivant l'axe a du Yb:KYW. La longueur d'onde de pompe est fixe à 931 nm.

On obtient au total une puissance maximale de 200 mW à 1003 nm pour une puissance de pompe incidente de 3,3W à 931 nm. C'est moins que ce qui a été obtenu pour le Yb:YSO de 1 mm, pour un pompage à 978 nm, dans des conditions analogues et dans une configuration non optimisée (300 mW). Une différence importante, outre la source de pompe et la longueur d'onde, est qu'il n'y a pas ici de recyclage qui permettrait d'homogénéiser et d'augmenter le gain. De plus, les aberrations dont est entaché le faisceau de pompe à 931 nm induisent un pompage peu homogène, ce qui limite encore les performances.

Le seuil d'oscillation laser est relativement élevé. Il a été mesuré à une puissance de pompe d'environ 2,1W correspondant à 40 kW.cm^{-2} , ce qui est bien plus grand que pour toutes les configurations et résultats obtenus en pompage sur la Zero-Line. Si on compare aux résultats obtenus avec Yb:KYW pompé à 980 nm, les puissances de pompe au seuil étaient toujours inférieures à 1,5W. Cette différence s'explique bien sûr par une intensité minimum de pompe pour atteindre la transparence $I_{p\text{min}}$ bien plus élevée en pompant à 931 nm qu'en pompant sur la "Zero-line". La pente d'efficacité est ici de 17%.

Remarques :

1)- Si on utilise le banc de pompe sans les cubes séparateurs de polarisation ni la lame demi-onde, on augmente alors la puissance de pompe maximale à 4,6W et la puissance de sortie maximale totale sur les deux voies est de 330 mW. Le seuil d'oscillation laser est plus élevé (2,9W) à cause du décalage en longueur d'onde de la diode de pompe avec le courant d'injection.

2)- Le filtre de Lyot disponible a été testé dans cette cavité linéaire. Le miroir de repli plan M_3 (HR 985 nm-HT 1040 nm) est alors remplacé par un miroir hautement réfléchissant à 1000 nm. L'oscillation laser a pu être obtenue à 1003 nm avec une puissance maximale totale d'une quinzaine de mW pour une puissance de pompe incidente de 3,3W.

Même si l'oscillation laser à 1003 nm a pu être obtenue en cavité linéaire, les résultats sont moins bons que pour un pompage à 980 nm. Le seuil d'oscillation est notamment bien plus élevé et la puissance de sortie modeste limitée par la puissance de pompe disponible. On peut en outre noter que les seuils obtenus expérimentalement à 980 nm ($\approx 25 \text{ kW.cm}^{-2}$) et à 930 nm ($\approx 40 \text{ kW.cm}^{-2}$) sont en accord avec les calculs et remarques exposés pour la figure de mérite (figure B-10).

Intéressons-nous maintenant à l'oscillation laser dans une cavité en anneau très similaire à celle utilisée précédemment pour le pompage à 980 nm.

B-IV.6.c Cavité en anneau bidirectionnelle à 1020 nm :

Dans cette partie, nous présentons les premiers résultats obtenus en cavité en anneau avec le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm. Pour des raisons de simplicité de réglages et de souplesse de changement des miroirs, le rotateur de Faraday et la lame demi-onde à 1005 nm (formant la diode optique) n'ont pas été insérés dans cette cavité en anneau. Son fonctionnement est donc bidirectionnel pour les résultats présentés ici. Comme nous allons le voir, l'oscillation laser n'a pas pu être obtenue à 1003 nm. La longueur d'onde minimale obtenue est de 1020 nm. Le schéma du résonateur en anneau utilisé est représenté sur la figure B-33 ci-dessous.

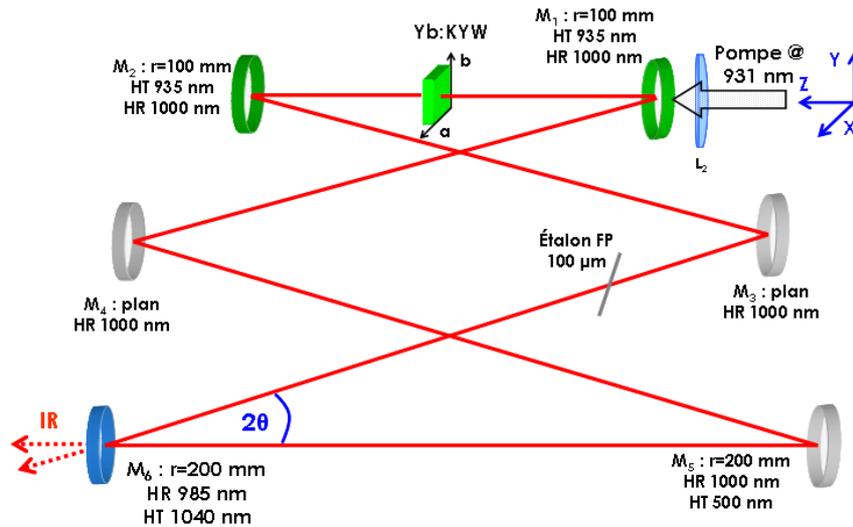


Figure B-33 : Cavité en anneau utilisée avec le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm pour l'oscillation laser à 1020 nm.

Contrairement à la cavité en anneau utilisée en pompage hors d'axe à 980 nm, pour laquelle le doublet de focalisation avait une focale de 80 mm, l'optique de focalisation du faisceau de pompe à 930 nm a ici une focale de 60 mm. Le miroir d'entrée n'est plus un miroir coupé, mais un miroir dichroïque concave-concave (ménisque) de rayon de courbure 100 mm (HT 935 nm-HR 1000 nm). La frontale plus courte du doublet de focalisation, ainsi que l'encombrement plus important du miroir d'entrée nous ont obligés à diminuer au maximum l'espacement entre les deux miroirs ($r=100$ mm) formant la sous-cavité autour du cristal laser. On travaille alors en bord de zone de stabilité de la cavité, le waist du mode de cavité au niveau du cristal laser, donné par Paraxia ABCD, est de $52 \times 58 \mu\text{m}$ et les réglages sont bien plus délicats qu'ils ne l'étaient déjà auparavant.

On doit alors augmenter légèrement la taille de la zone pompée pour bénéficier d'un bon recouvrement spatial des faisceaux. On utilise alors deux doublets de 60 mm de focale pour obtenir un waist de pompe d'environ $65 \mu\text{m}$ de rayon.

Si on place un miroir plan supportant le traitement (HR 985 nm-HT 1040 nm) en M_4 , comme c'était le cas pour forcer l'oscillation laser à 1003 nm avec ce cristal pompé à 980 nm, aucun effet laser n'est pas obtenu, que ce soit à 1003 nm ou à une autre longueur d'onde.

Pour bénéficier de toute la puissance de pompe disponible, on enlève les cubes séparateurs de polarisation et lame demi-onde, nous permettant d'obtenir une puissance d'environ 5W de pompe (seulement 75% sont polarisés suivant l'axe du cristal de plus forte

absorption). Même dans cette configuration l'effet laser à 1003 nm n'est pas obtenu. Le gain créé à 1003 nm n'est pas suffisant pour contrebalancer les pertes de la cavité.

Cependant, l'effet laser peut être obtenu à 1020 nm si un miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) est placé en M_6 comme sur la figure B-33. Dans ce cas, la transmission à 1020 nm pour l'angle θ d'incidence de 10° environ est de l'ordre de $20\pm 4\%$. Cette valeur, tirée de mesures effectuées au laboratoire sur un spectromètre à transmission Cary 500, est difficile à évaluer précisément puisque l'on se trouve alors sur le flanc de la courbe de transmission qui est très abrupte (voir la figure B-20 partie de droite).

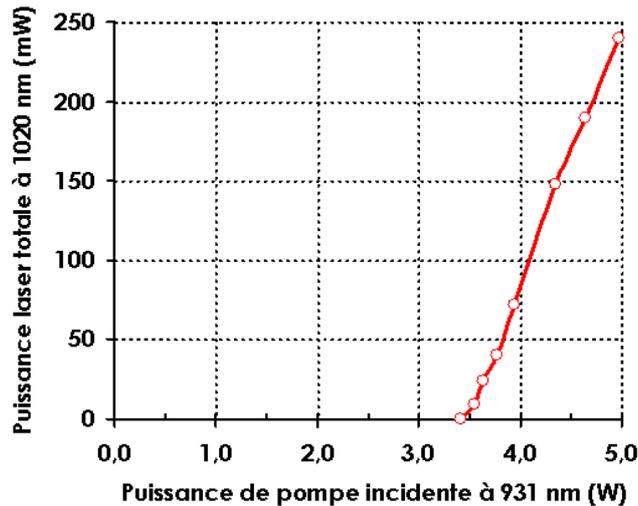


Figure B-34 : Efficacité laser à 1020 nm pour le cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm par diode fibrée dans une cavité en anneau bidirectionnelle.

Les performances laser obtenues sont représentées sur la figure B-34. Les puissances laser reportées sont la somme des puissances extraites sur chaque voie de sortie de l'oscillateur. L'émission est polarisée linéairement suivant l'axe \mathbf{a} du cristal.

Le seuil de l'oscillation laser est élevé, pour une puissance de pompe incidente un peu inférieure à 3,5W. Pour le maximum de puissance de pompe disponible de 5W, la puissance totale extraite à 1020 nm sur les deux voies est de 240 mW. Si nous avions laissé les cubes séparateurs de polarisation et la lame demi-onde, la puissance de pompe maximale d'environ 3,5W nous aurait à peine permis d'atteindre le seuil d'oscillation.

A titre de comparaison, selon le schéma de pompage à 980 nm, en utilisant le miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) en M_6 , l'oscillation laser avait lieu à une longueur d'onde de 1014 nm pour une puissance de pompe maximale de 3,3W. Or, l'oscillation laser à basse longueur d'onde est caractéristique d'une importante saturation de l'absorption. Cette saturation de l'absorption est bien plus aisée à réaliser en pompant le cristal sur sa "Zero-Line" que vers 930 nm. Ceci montre bien que, aux densités de puissances de pompe auxquelles nous travaillons, il est plus difficile d'obtenir un gain positif pour de faibles longueurs d'ondes laser en pompant à 930 nm, que pour un pompage à 980 nm.

Notre cristal de longueur 1 mm et de dopage 10% en ions ytterbium semble donc trop dopé (ou trop long) pour les tailles de faisceau de pompe obtenues ici. La saturation de l'absorption est difficile à obtenir ce qui limite le gain à 1003 nm par une réabsorption trop importante.

Enfin, nous travaillions ici en bord de zone de stabilité de la cavité avec un mauvais recouvrement des faisceaux principalement dû à un faisceau de pompe de taille trop importante et présentant des aberrations. Nous nous sommes notamment aperçus que hors du point de focalisation, le profil du faisceau se déforme, un trou se creuse en son centre, caractérisant de fortes aberrations sphériques. Le temps manquant, une étude expérimentale plus poussée de cette configuration de pompage longitudinal à 930 nm par une diode fibrée n'a pas pu être menée. Une partie suivante de simulations numériques nous permettra d'apporter quelques pistes pour améliorer cette solution.

B-IV.7 Conclusion et discussion :

Les résultats obtenus avec un pompage à 980 nm sont très encourageants pour la suite, puisque les principaux objectifs que nous nous étions fixés ont été atteints. Nous avons mis en place un système de pompage hors d'axe original à 980 nm, utilisant une diode d'une puissance de 4W à monoémetteur. Ce schéma permet de pomper un cristal dopé ytterbium à 980 nm sur sa "Zero-Line" tout en obtenant l'oscillation laser à des longueurs d'ondes aussi basses que 998,5 nm. Associée à un système de double passage du faisceau de pompe dans le cristal laser et à un miroir insérant des pertes importantes pour les hautes longueurs d'ondes des spectres d'émission (≈ 1040 nm), cette architecture a permis d'obtenir l'effet laser recherché à 1003,4 nm pour des cristaux de Yb:YSO (1mm-5% en ions) et de Yb:KYW (1mm-10% en ions). L'émission laser monomode longitudinale est obtenue grâce à un résonateur en anneau. Le doublement de fréquence intracavité avec un cristal non linéaire de KNbO₃ a été mis en place pour obtenir l'émission laser monofréquence dans le bleu-vert à 501,7 nm.

Suivant la configuration utilisée, le cristal de Yb:YSO produit simultanément des puissances de 320 mW dans l'infrarouge et de 20 mW à 501,7 nm, ou de 60 mW dans le bleu-vert et d'une cinquantaine de mW infrarouges. Le cristal de Yb:KYW est beaucoup plus efficace dans l'infrarouge puisqu'on obtient simultanément des puissances de 550 mW à 1003 nm et de 35 mW de bleu-vert, malgré des pertes supérieures à 5% à 1003 nm.

Les puissances converties dans le bleu-vert restent ici modestes principalement à cause de puissances intracavité limitées par les pertes à 1003 nm. De plus, le cristal de KNbO₃, utilisé en accord de phase non critique par la température, induit des pertes d'insertion d'environ 0,5% et sa longueur n'est pas optimale. En effet, pour un rayon au waist de 90 μ m, le paramètre confocal $2.Z_R$ vaut plus de 110 mm. Nous pourrions donc sans problèmes utiliser un cristal non linéaire deux fois plus long.

Le banc de pompe hors d'axe un peu complexe pourrait être simplifié par l'utilisation d'une source de pompe (quasiment)-limitée par la diffraction, telle que les diodes évasées ("tapered laser diode") produisant plusieurs Watts avec un paramètre M^2 de l'ordre de 2 et permettant un meilleur recouvrement spatial [Paschke, 04], [Klopp, 02].

Une solution alternative, vers laquelle nous nous sommes tournés dans un premier temps, est un pompage à une longueur d'onde plus basse permettant un pompage longitudinal classique à travers un miroir dichroïque. Il est alors nécessaire d'identifier le ou les cristaux présentant une absorption relativement élevée à des longueurs d'ondes autour de 910-950 nm, ainsi qu'un gain important autour de 1003 nm. Le tungstate Yb:KYW fait partie de ceux-ci.

Cependant, les premiers résultats obtenus en pompage à 930 nm sont peu concluants puisque l'émission laser à 1003 nm n'a pas été obtenue dans un résonateur en anneau. La principale raison est que l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre la transparence