

---

## Simulations numériques :

De nombreux modèles de simulations numériques concernant le fonctionnement de lasers à quasi-trois niveaux dans des cristaux massifs ont été décrits dans la littérature. On peut par exemple citer les modèles développés par T. Y. Fan [Fan, 87], W. P. Risk [Risk, 88], T. Taira [Taira, 97] ou G. Bourdet [Bourdet, 00]. Cependant, ces modèles présentent plusieurs inconvénients si on souhaite les appliquer à notre système laser, que nous pourrions qualifier de quasi-deux niveaux vu la proximité des niveaux fondamental et terminal de la transition laser (un seul niveau excité est utilisé, le niveau bas du multiplet excité, et les niveaux fondamental pour la pompe et terminal de la transition laser ne sont séparées que de 200 à 300  $\text{cm}^{-1}$ ). Tout d'abord, ils ne prennent pas en compte la diffraction des faisceaux (et notamment du faisceau de pompe) lors de leur propagation dans le cristal laser, ce qui n'est pas réaliste dans le cas d'un pompage par diode laser présentant une divergence importante. De plus, ces modèles ne considèrent pas de déplétion de la population du multiplet fondamentale, ce qui est en contradiction avec une forte saturation de l'absorption que nous cherchons à obtenir. En outre, l'absorption du faisceau de pompe, lors de sa propagation dans le cristal, est toujours considérée comme ayant la forme d'une décroissance exponentielle. Ceci est vrai lorsque l'on est en situation d'absorption non saturée, mais la situation est ici différente. Enfin, tous ces modèles ne prennent pas en compte l'élévation de température due à l'absorption de la pompe et influant le peuplement thermique de chaque niveau.

Par la suite F. Augé et al. [Augé, 00] ont développé un modèle numérique s'appliquant aux transitions à quasi-trois niveaux. Ce modèle prend notamment en compte la diffraction des faisceaux, le phénomène de saturation de l'absorption et l'influence de la température. Cependant, dans ce cas, la saturation de l'absorption est introduite dans les simulations à travers des mesures expérimentales d'absorptions. Ceci nécessite donc de pouvoir effectuer ces mesures préalablement et de disposer des cristaux et sources de pompe adéquates. De plus, cette méthode ne donne qu'une mesure globale de l'absorption sur toute la longueur du cristal. Elle ne prend pas en compte les variations spatiales de l'absorption, notamment due aux variations de l'intensité de pompe à travers sa divergence.

Lors de sa thèse, Sylvie Yiou a amélioré ce modèle pour prendre en compte l'évolution spatiale de l'absorption pendant la propagation du faisceau de pompe dans le cristal [Yiou, 05]. Ces simulations étaient appliquées au cas d'un cristal de Yb:S-FAP, pompé à 900 nm par un laser Ti:Sa délivrant un faisceau "limité par la diffraction", pour émettre à 980 nm. Dans ce cas, on est en présence d'un schéma d'énergie à trois niveaux pour lequel le niveau terminal de la transition laser correspond au niveau énergétique fondamental. Les problèmes thermiques n'étaient alors pas pris en compte.

Dans cette partie, nous nous proposons de présenter un modèle numérique plus complet et adapté à notre problématique. Il prend en compte la divergence du faisceau de pompe, l'évolution spatiale de l'absorption pendant sa propagation, rendant compte de la saturation de l'absorption, et l'élévation de température, liée à la charge thermique déposée dans le cristal, influant sur les sections efficaces effectives. Notre modèle se rapproche de celui développé par A. Brenier et G. Boulon, qui leur a permis de calculer une figure de mérite des cristaux dopés ytterbium en terme d'extraction de puissance aux longueurs d'ondes de maximum de gain [Brenier, 01]. Cependant, nous ajoutons ici les effets thermiques sur les sections efficaces.

Après avoir présenté le modèle utilisé, nous le validerons en comparant ses résultats avec les résultats expérimentaux obtenus précédemment pour les cristaux de Yb:YSO et de Yb:KYW pompés à 980 nm et à 930 nm. Nous utiliserons enfin ces simulations numériques pour proposer des améliorations sur les paramètres du cristal de Yb:KYW et de la source de pompe à 930 nm afin d'obtenir une émission laser efficace à 1003 nm.

### B-V.1 Présentation du programme de simulations :

Ces simulations numériques sont inspirées des méthodes introduites par F. Augé [Augé, 00] et S. Yiou [Yiou, 05]. Les équations utilisées pour l'évolution de l'intensité de pompe, de l'intensité laser et le calcul du gain laser sont les équations présentées dans la partie théorique B-II. Nous les rappellerons au fur et à mesure lorsque cela s'avèrera utile. Ce modèle numérique a été programmé avec le logiciel Mathematica (version 4.2). Il peut être appliqué à la plupart des cristaux dopés ytterbium, moyennant la connaissance de leurs propriétés spectroscopiques (niveaux d'énergie, sections efficaces effectives, temps de vie, dopage, ...). Nous présentons ici le fonctionnement du modèle et les équations utilisées dans le cas d'un résonateur en anneau.

Le but de ce programme est de calculer la puissance laser de sortie à une longueur d'onde fixe pour une puissance de pompe et des pertes de cavité données. Les calculs ne se font donc pas pour tout le spectre d'émission du cristal considéré, mais seulement à une longueur d'onde choisie. C'est une étude discrète qui ne permet pas de prédire, pour une situation de pertes spectrales données de la cavité, quelle longueur d'onde sera susceptible d'osciller. L'ajout de l'aspect spectral serait ici trop lourd en temps de calculs.

Le principe général consiste à calculer le gain laser net<sup>47</sup> pour une puissance de pompe  $P_p$  et une puissance laser  $P_L$  données (connaissant la transmission  $T$  du coupleur de sortie). Le

gain net que nous considérons ici est donné par :  $G = \frac{P_L^{Intra}(\ell_c)}{P_L^{Intra}(0)}$  où  $P_L^{Intra}(0)$  est la puissance

laser intracavité en entrée du cristal et  $P_L^{Intra}(\ell_c)$  la puissance laser intracavité en sortie du cristal de longueur  $\ell_c$ .

En faisant varier, soit la puissance de pompe, soit la puissance laser, on compare le gain laser net simulé  $G$  avec le gain existant lors de l'oscillation laser. À l'oscillation,

<sup>47</sup> Correspondant au gain linéique intégré sur la longueur du cristal.

$$G_{\text{Osc.}} = \frac{1}{(1-T)(1-L)}, \text{ où } T \text{ est la transmission du miroir de sortie et } L \text{ la valeur des pertes passives}$$

(comprenant les pertes par diffraction, diffusion et les pertes des miroirs autres que celles du coupleur de sortie). Une solution physique, valable pour la cavité et le cristal considérés, est obtenue pour le couple  $(P_p, P_L)$  vérifiant  $G=G_{\text{Osc.}}$ .

**Le corps du modèle repose sur un module calculant le gain net  $G$  en fonction des deux paramètres, puissance de pompe incidente  $P_p$  et puissance laser de sortie  $P_L$ .**

Bien sûr, si on souhaite travailler sans effet laser, il suffit de fixer  $P_L$  à zéro.

La première étape du module de calcul consiste, pour  $P_p$  et  $P_L$  données, à déterminer l'évolution de l'intensité de pompe dans le cristal et l'élévation de température associée pendant la propagation du faisceau de pompe. Pour cela, le cristal est découpé en tranches suffisamment fines, d'épaisseur  $dz$ , pour pouvoir considérer l'intensité de pompe comme constante dans une tranche. Pour les cristaux utilisés lors des expériences de longueurs  $\ell_c = 1 \text{ mm}$ , le cristal sera par exemple découpé en 128 tranches.

La figure suivante montre un schéma de principe de la cavité en anneau et rappelle les notations utilisées. L'origine de l'axe de propagation  $z$  est pris à l'entrée du cristal, la sortie du cristal correspond alors à  $z = \ell_c$ .

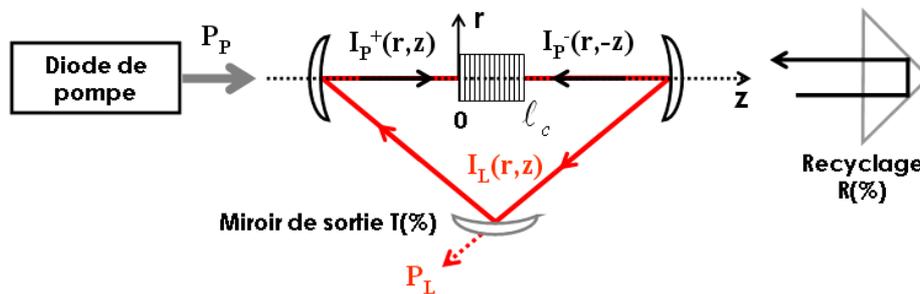


Figure B-35 : Cavité et notations utilisées pour les simulations.

#### B-V.1.a Hypothèses de calculs utilisées :

Comme pour tout modèle, il est nécessaire d'introduire quelques hypothèses simplificatrices, validées expérimentalement la plupart du temps, et permettant de mener à bien nos calculs.

La première hypothèse consiste à considérer les profils des faisceaux pompe et laser comme gaussiens dans le cristal. Ceci est bien sûr vrai pour le faisceau laser dont le paramètre  $M^2$  sera pris égal à l'unité<sup>48</sup>. Pour le faisceau de pompe, cette hypothèse a été validée expérimentalement (sur la diode monoruban  $1 \times 100 \mu\text{m}$  à  $980 \text{ nm}$  et remise en forme). Une conséquence implicite de cette hypothèse est que l'on suppose que le profil transverse gaussien du faisceau de pompe n'est pas déformé lors de sa propagation et de son

<sup>48</sup> Hypothèse réaliste si la cavité est stable pour le mode  $\text{TEM}_{00}$  et si les modes d'ordres supérieurs ne sont pas excités par une taille de pompe bien supérieure à la taille du mode laser fondamental.

absorption dans le cristal<sup>49</sup>. Ceci a été vérifié par les simulations sur un faisceau limité par la diffraction ( $M^2=1$ ) dans [Yiou, 05]. En outre, la prise en compte de ce phénomène rendrait les calculs extrêmement longs.

Cette hypothèse va nous permettre de calculer l'évolution de l'intensité de pompe au centre de l'axe de propagation ( $r=0$ ), puis de lui appliquer, à chaque tranche  $dz$  du cristal, le profil transverse gaussien correspondant, en tenant compte de la diffraction du faisceau.

L'intensité du faisceau de pompe s'écrit, en coordonnées cartésiennes, pour la diode à 980 nm monoruban remise en forme :

$$I_p^+(x, y, z) = I_p^+(0, 0, z) \cdot e^{-\left[ \frac{2x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{2y^2}{w_{py}^2(z)} \right]} \quad (\text{Équation B-37})$$

$$\text{avec : } w_{px}(z) = w_{px0} \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{p0}) \cdot M_x^2 \cdot \lambda_p}{\pi \cdot n \cdot w_{px0}^2} \right]^2} \quad \text{et} \quad w_{py}(z) = w_{py0} \cdot \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_{p0}) \cdot M_y^2 \cdot \lambda_p}{\pi \cdot n \cdot w_{py0}^2} \right]^2}.$$

On suppose ici que les positions longitudinales des "waists" du faisceau de pompe selon les directions  $x$  et  $y$  sont confondus en  $z_{p0} = \ell_c / 2$ . A l'entrée du cristal et en  $r=0$  ( $x=y=0$ ), l'intensité de pompe s'écrit, en fonction de la puissance de pompe incidente :

$$I_p^+(0, 0, 0) = \frac{2 \cdot P_p}{\pi \cdot w_{px0} \cdot w_{py0}}. \quad \text{Dans le cas d'une diode fibrée délivrant un faisceau à symétrie de$$

révolution, on utilisera des formules analogues en coordonnées cylindriques.

La deuxième hypothèse utilisée suppose que, pour une puissance de pompe donnée, la puissance laser intracavité reste constante selon l'axe  $z$  de propagation. Ceci est valable car les pertes de la cavité sont relativement faibles. Le gain à l'oscillation est donc petit, entraînant une faible variation de l'intensité laser  $I_L$  dans le milieu à gain.

L'intensité intracavité du faisceau laser  $I_L$  s'écrit, en fonction de la transmission  $T$  du miroir de sortie et de la puissance laser de sortie  $P_L$  :

$$I_L(x, y, z) = \frac{2 \cdot P_L}{\pi \cdot T \cdot w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_L^2(z)}} \quad (\text{Équation B-38})$$

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

La dernière hypothèse porte sur le calcul et la prise en compte de l'élévation de température dans le cristal. Pour ce phénomène, on se base sur les travaux de thèse de Sébastien Chénais portant sur les effets thermiques dans les lasers dopés ytterbium et relatés dans [Chénais, 04a] et [Chénais, 04b]. La source thermique est le faisceau de pompe, qui est, pour ces calculs d'élévation de température, considéré comme ayant un profil transverse carré ("Top-Hat") de rayon  $W_p(z)$ . L'évacuation thermique par les faces du cristal (par radiation et convection) est négligeable devant l'évacuation radiale par contact avec la monture en cuivre entourant le cristal. La distribution de température est alors calculée

<sup>49</sup> Cette déformation pourrait avoir lieu sur les "ailes" de la distribution gaussienne où l'intensité est plus faible et le régime d'absorption différent.

indépendamment dans chaque tranche  $dz$  par résolution de l'équation de la chaleur à l'état stationnaire et pour une conductivité thermique du cristal  $K_C$  homogène. La charge thermique déposée dans chaque tranche de cristal dépend de la puissance de pompe absorbée par cette tranche et de la tendance du cristal à transformer les photons absorbés en chaleur par l'intermédiaire de la fraction thermique  $\eta_h$  (rapport entre la puissance thermique dissipée dans le cristal et la puissance absorbée). L'expression de la fraction thermique  $\eta_h$  dépend du régime d'absorption, avec ou sans effet laser, et s'exprime de

$$\text{manière générale par : } \eta_h = 1 - \eta_p \cdot \left[ (1 - \eta_L) \cdot \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\bar{\lambda}_f} + \eta_L \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right] \quad (\text{Équation B-39}).$$

Dans cette expression,  $\lambda_p$  est la longueur d'onde de pompe,  $\lambda_L$  la longueur d'onde d'émission laser,  $\bar{\lambda}_f$  la longueur d'onde de fluorescence moyenne intégrée sur le spectre d'émission du cristal considéré,  $\eta_p$  est le rendement quantique d'absorption que nous prendrons égal à l'unité,  $\eta_L$  est le rendement d'extraction laser (fraction d'ions se désexcitant sous forme de photons laser) et  $\eta_r$  est le rendement quantique de fluorescence (rendant compte de la fraction d'ions se désexcitant de manière radiative sous la forme de photons de fluorescence à  $\bar{\lambda}_f$ ). L'expression locale complète du rendement d'extraction laser  $\eta_L$ <sup>50</sup>, sans négliger la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser, s'écrit [Chénais, 04a] :

$$\eta_L = \frac{(\sigma_{el} N_2 - \sigma_{al} N_1) \cdot I_L}{(\sigma_{el} N_2 - \sigma_{al} N_1) \cdot I_L + \frac{N_2}{\tau}} \quad (\text{Équation B-40}).$$

Le rendement d'extraction laser, ainsi que la fraction thermique, peuvent être calculés pour chaque tranche  $dz$ , que l'on soit en régime d'absorption sans effet laser ou avec effet.

Par résolution de l'équation de la chaleur en négligeant l'évacuation axiale, la distribution de température dans le cristal (qui est supposée de symétrie cylindrique pour la simplicité des calculs mais n'influant pas sur les résultats puisque son rayon  $r_0$  est bien supérieur à la zone pompée dans laquelle est déposée la charge thermique) s'écrit :

$$T(r, z) = T(r_0, z) - \frac{\eta_h \cdot \frac{dP_p(z)}{dz}}{4 \cdot \pi \cdot K_C} \cdot \begin{cases} 1 + \text{Ln} \left( \frac{r_0^2}{w_p^2(z)} \right) - \frac{r^2}{w_p^2(z)}, & r \leq w_p(z) \\ \text{Ln} \left( \frac{r_0^2}{r^2} \right), & r > w_p(z) \end{cases} \quad (\text{Équation B-41})$$

La température  $T(r_0, z)$  correspond à la température au bord du cristal, en contact avec la monture en cuivre régulée thermiquement. Une fine couche de graisse thermique est utilisée pour un meilleur contact et un bon transfert thermique entre le cristal et la monture en cuivre. On peut alors considérer que le contact est quasiment parfait et que la température au bord

<sup>50</sup> Il est défini comme le rapport du nombre de photons émis par émission stimulée par rapport à la quantité totale d'ions se désexcitant du multiplet excité, que ce soit par transitions radiatives ou non radiatives.

du cristal  $T(r_0, z)$  est égale à la température de la monture en cuivre régulée  $T_{mont}$ . [Chénais, 04c].

Nous calculons l'évolution de l'intensité de pompe au centre de l'axe de propagation ( $r=0$ ), et donc la température en  $T(0, z)$ . Or, en utilisant l'équation B-41, la variation de température relative entre le centre de l'axe ( $r=0$ ) et le bord de la zone pompée ( $r=W_{p0}$ ) est inférieure à 15% (avec  $r_0=2\text{mm}$  et  $w_{p0}=50\ \mu\text{m}$ ). On considèrera donc que la température prise en compte dans les sections efficaces effectives (équations B-3 et B-4) pour chaque tranche  $dz$ , est constante sur toute la section transverse de la zone pompée. Finalement, la température de la zone pompée s'écrit dans le cas de la diode monoruban :

$$T(0, z) = T_{mont} - \frac{\eta_h \cdot \frac{dP_p(z)}{dz}}{4 \cdot \pi \cdot K_c} \cdot \left[ 1 + \text{Ln} \left( \frac{r_0^2}{w_{px}(z) \cdot w_{py}(z)} \right) \right] \quad (\text{Équation B-42})$$

L'influence de la température de la monture ne sera pas spécifiquement étudié par la suite, mais fait l'objet de l'annexe 3 de ce manuscrit.

Enfin, afin de prendre en compte la largeur spectrale d'émission de la diode de pompe, généralement plus large que le pic d'absorption du cristal, nous avons introduit une section efficace effective moyenne d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\bar{\sigma}_{ap} = RSP \cdot \sigma_{ap}(\lambda_{p0})$ . Le paramètre  $RSP$  correspond au facteur de recouvrement spectral entre le spectre d'émission de la diode de pompe et le spectre d'absorption du cristal, alors que  $\sigma_{ap}(\lambda_{p0})$  est la section efficace effective d'absorption au maximum du pic d'absorption à  $\lambda_{p0}$ . Nous considérons le spectre émis par la diode comme gaussien d'une largeur à mi-hauteur de 4 nm et notons cette densité de puissance spectrale normalisée  $DSP(\lambda)$ . Nous

calculons alors le facteur de recouvrement spectral par : 
$$RSP = \frac{\int \sigma_{ap}(\lambda) \cdot DSP(\lambda) \cdot d\lambda}{\sigma_{ap}(\lambda_{p0}) \cdot \int DSP(\lambda) \cdot d\lambda}$$

#### B-V.1.b Calcul du gain laser net $G$ :

Il est ici nécessaire de prendre en compte les variations spatiales des intensités pompe et laser, induisant des variations spatiales du gain linéique. On rappelle que nous définissons le gain net  $G$  comme étant la variation relative de puissance laser intracavité entre l'entrée et

la sortie du cristal laser :  $G = \frac{P_L^{intra}(I_C)}{P_L^{intra}(0)}$ . Le calcul de  $G$  est ici développé en coordonnées

cylindriques pour alléger un peu les notations. Nous donnerons le résultat analogue en coordonnées cartésiennes à la fin de ce paragraphe. La grandeur  $I_L$  se référera toujours à l'intensité laser intracavité.

On commence par écrire la définition de la puissance laser intracavité :

$$P_L^{intra} = \iint_{r, \theta} I_L(r, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta$$
. L'intégration suivant  $r$  se fait de 0 à  $r_0$ , où  $r_0$  est le rayon du cristal,

et, suivant  $\theta$ , de 0 à  $2\pi$ . On dérive ensuite l'expression obtenue selon la variable  $z$  de chaque

côté de l'égalité. En utilisant l'équation régissant l'évolution de l'intensité laser  $\frac{dI_L(r,z)}{dz} = g_L(r,z) \cdot I_L(r,z)$ , il apparaît alors :

$$\frac{dP_L^{Intra}}{dz} = \iint_{r,\theta} g_L(r,z) \cdot I_L(r,z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (\text{Équation B-43}).$$

L'expression générale du gain laser linéique  $g_L(r,z)$  dans lequel on a introduit la section efficace effective moyenne d'absorption à la longueur d'onde de pompe  $\bar{\sigma}_{ap}$  est :

$$g_L = N \frac{(\lambda_p/hc) \cdot I_p \cdot (\bar{\sigma}_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL}) - \sigma_{aL}/\tau}{(\sigma_{eP} + \bar{\sigma}_{ap}) \cdot (\lambda_p/hc) \cdot I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau}$$

On remplace ensuite  $I_L(r,z)$  par son expression complète en fonction de la puissance intracavité donnée par la relation B-38 (modifiée avec T=1). On écrit alors :

$$\frac{dP_L^{Intra}}{P_L^{Intra}} = \frac{2}{\pi \cdot w_L^2(z)} \iint_{r,\theta} g_L(r,z) \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz \quad (\text{Équation B-44}).$$

En intégrant le terme de gauche, de  $P_L^{Intra}(0)$  (puissance laser à l'entrée du cristal) à  $P_L^{Intra}(\ell_c)$  (puissance laser à la sortie du cristal), et en intégrant le terme de droite suivant z de 0 à  $\ell_c$ , on obtient :

$$\text{Ln} \left[ \frac{P_L(\ell_c)}{P_L(0)} \right] = \frac{2}{\pi} \iiint_{r,\theta,z} \frac{g_L(r,z)}{w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \cdot dz = \text{Ln}[G] \quad (\text{Équation B-45}).$$

Enfin, on intègre le terme de droite selon  $\theta$  de 0 à  $2\pi$  et on obtient, sans approximation :

$$G = e^{4 \iint_{r,z} \frac{g_L(r,z)}{w_L^2(z)} \cdot e^{-\frac{2r^2}{w_L^2(z)}} \cdot r \cdot dr \cdot dz} \quad (\text{Équation B-46}).$$

Ce calcul de gain net correspond au cas où la diode de pompe est une source fibrée, à symétrie cylindrique. Dans le cas de la diode monoruban remise en forme, on utilise les coordonnées cartésiennes et on obtient alors :

$$G = e^{\iiint_{x,y,z} \frac{2}{\pi \cdot w_L^2(z)} \cdot g_L(x,y,z) \cdot e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w_L^2(z)}} \cdot dx \cdot dy \cdot dz} \quad (\text{Équation B-47}).$$

### B-V.1.c Structure générale du module de calcul du gain :

Comme nous l'avons vu au début de cette partie concernant le programme de simulations, l'essentiel des calculs numériques repose sur un module permettant de calculer le gain net laser pour deux paramètres d'entrée, pertinents pour l'expérimentateur, la puissance

de pompe incidente  $P_p$  et la puissance laser de sortie  $P_L$ . Nous explicitons ici son mode de fonctionnement. La figure suivante le représente schématiquement.

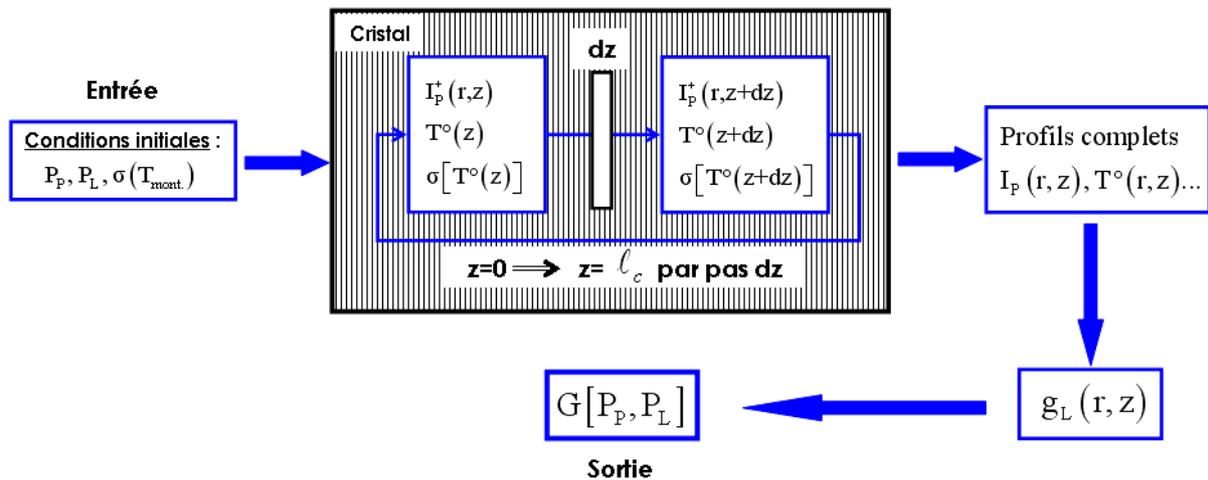


Figure B-36 : Schéma représentant le principe de fonctionnement du module permettant de calculer le gain net laser  $G$  correspondant à une valeur de la puissance de pompe incidente  $P_p$  et de la puissance laser de sortie  $P_L$ . La lettre  $\sigma$  représente l'ensemble des sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'ondes pompe et laser.

Le cristal est donc divisé en tranches fines d'épaisseur  $dz$ . On calcule tout d'abord l'évolution de l'intensité de pompe tranche après tranche et l'élévation de température associée de 0 à  $l_c$  pour un simple passage du faisceau de pompe. On se base sur l'équation

suivante :  $\frac{dI_p^+(x, y, z)}{dz} = -\alpha_p^+(x, y, z) \cdot I_p^+(x, y, z)$ , avec le coefficient linéique d'absorption de

la pompe :  $\alpha_p^+ = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc) \cdot I_L \cdot (\bar{\sigma}_{ap} \cdot \sigma_{eL} - \sigma_{eP} \cdot \sigma_{aL})}{(\sigma_{eP} + \bar{\sigma}_{ap}) \cdot (\lambda_P/hc) \cdot I_P^+ + (\sigma_{eL} + \sigma_{aL}) \cdot (\lambda_L/hc) \cdot I_L + 1/\tau}$ . Pour chaque

tranche  $dz$ , la température calculée (équation B-42) permet de calculer les sections efficaces effectives (équations B-3, B-4) à prendre en compte pour la tranche suivante.

Connaissant l'évolution spatiale de l'intensité de pompe, on peut alors calculer le gain laser net  $G$ , correspondant aux valeurs de puissance de pompe incidente  $P_p$  et de puissance laser de sortie  $P_L$  initialement injectées, par les équations B-46 ou B-47. Notons que le calcul d'une valeur de gain  $G$  pour un couple  $(P_p, P_L)$  mets un peu moins de 2 secondes en utilisant un PC de 256 Mo de RAM muni d'un processeur AMD Athlon 1700+ (1,46 GHz).

#### Prise en compte du double passage du faisceau de pompe :

Lorsque, avec effet laser, on prend en compte le double passage du faisceau de pompe, on doit légèrement modifier les calculs. On se base sur l'analyse de Rigrod (pages 485-487 [Siegman, 86]). Suivant ce formalisme, en négligeant les effets d'interférences entre  $I_p^+$  et  $I_p^-$ , et en prenant donc  $I_p(z) = I_p^+(z) + I_p^-(z)$ , on utilise les équations suivantes :

$$\frac{dI_p^+(z)}{I_p^+(z)} = -\alpha_p(z).dz$$

$$\frac{dI_p^-(z)}{I_p^-(z)} = \alpha_p(z).dz$$

(Équation B-48),

dans lesquelles  $\alpha_p = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc).I_L.(\bar{\sigma}_{ap}.\sigma_{eL} - \sigma_{ep}.\sigma_{al})}{(\sigma_{ep} + \bar{\sigma}_{ap}).(\lambda_p/hc).I_p + (\sigma_{eL} + \sigma_{al}).(\lambda_L/hc).I_L + 1/\tau}$ .

Ces équations mènent à la relation suivante :  $\forall z, I_p^+(z).I_p^-(z) = C$ , où C est une constante que l'on peut déterminer à partir d'une condition aux limites. La condition aux limites utile est  $I_p^-(\ell_c) = R.I_p^+(\ell_c)$ , où R est le coefficient de réflexion du système de recyclage, ce qui donne  $C = R.I_p^+(\ell_c)^2$ . Dans ces calculs, le coefficient  $\alpha_p$  prend en compte l'intensité de pompe totale, c'est-à-dire que l'absorption est saturée par l'intensité de pompe totale  $I_p^+(z) + I_p^-(z)$ .

Cependant, dans notre cas, on ne peut pas connaître  $I_p^-(z)$  avant d'avoir calculé  $I_p^+(z)$ , si bien que  $I_p^+(z)$  est calculée en utilisant le coefficient d'absorption  $\alpha_p^+ = N \frac{\bar{\sigma}_{ap}/\tau + (\lambda_L/hc).I_L.(\bar{\sigma}_{ap}.\sigma_{eL} - \sigma_{ep}.\sigma_{al})}{(\sigma_{ep} + \bar{\sigma}_{ap}).(\lambda_p/hc).I_p^+ + (\sigma_{eL} + \sigma_{al}).(\lambda_L/hc).I_L + 1/\tau}$ , dans lequel l'absorption n'est saturée que par  $I_p^+(z)$ . L'évolution de  $I_p^+(z)$  calculée **avec un double passage de la pompe** est donc ici un peu faussée. Cependant, la relation  $\forall z, I_p^+(z).I_p^-(z) = C$  reste physiquement valable.

Dans la détermination de  $I_p(z) = I_p^+(z) + I_p^-(z)$ , pour compenser l'erreur faite sur le calcul de  $I_p^+(z)$ , la constante C va être utilisée comme un paramètre d'ajustement. Pour plus de simplicité et pour se raccrocher à des grandeurs physiques, on utilise la condition aux limites  $I_p^-(\ell_c) = R.I_p^+(\ell_c)$ , qui donne  $C = R.I_p^+(\ell_c)^2$ , et c'est maintenant R que nous prenons comme paramètre d'ajustement. Il correspond à un coefficient de réflexion effectif du système de recyclage, qui permet de prendre en compte l'erreur sur le calcul de  $I_p^+(z)$ .

C'est une méthode qui ne change en rien les résultats finaux concernant les calculs de gain et la détermination des puissances laser avec double passage du faisceau de pompe. La seule chose que nous ne pourrions pas simuler de façon exacte, c'est l'absorption du faisceau de pompe avec double passage de la pompe. C'est une grandeur que nous ne pouvons, de toutes manières, pas mesurer expérimentalement.

L'annexe 4 regroupe l'ensemble des possibilités de calcul de ce programme de simulations. On y explique aussi, pour la validation de ce programme, la façon de procéder pour ajuster les paramètres, afin que résultats expérimentaux et simulations correspondent.

### B-V.2 Validation du programme :

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les prédictions du programme de simulations et les résultats expérimentaux obtenus avec nos sources lasers à 1003 nm. Les comparaisons

des performances laser, dans différents cas expérimentaux et pour les deux cristaux de Yb:YSO et Yb:KYW, vont nous permettre de valider notre programme. Nous utiliserons pour cette validation les résultats expérimentaux obtenus à 1003 nm dans la cavité en anneau avec le Yb:YSO et le Yb:KYW pompés hors d'axe à 980 nm et ceux obtenus en cavité linéaire pour un pompage à 930 nm du Yb:KYW.

Comme exposé dans l'annexe 4, les seuls paramètres ajustables sont les rayons au waist  $W_p$  des faisceaux de pompe, éventuellement leur paramètre  $M^2$ , le rayon au waist  $W_c$  du mode laser  $TEM_{00}$  de la cavité, et, dans le cas du double-passage de la pompe, le coefficient de recyclage effectif  $R$ . Pour tous ces paramètres ajustables, nous commençons avec les valeurs mesurées expérimentalement ou fournies par le logiciel Paraxia ABCD et nous autorisons un ajustement dans les limites des incertitudes de mesures ( $\pm 5\mu\text{m}$ ).

Les données spectroscopiques du cristal de Yb:YSO utilisées pour ces simulations sont tirées des spectres mesurés au Laboratoire de Chimie Appliquée de l'État Solide (L.C.A.E.S.) de l'école Chimie-Paris. Les valeurs spectroscopiques pour le cristal de Yb:KYW ont, elles, directement été mesurées sur les spectres disponibles site internet du fournisseur (<http://www.ekspla.com/en/main/products/?PID=498>).

Le paramètre  $RSP$  représentant le recouvrement spectral entre le spectre de la diode de pompe et le spectre d'absorption du cristal considéré a été directement calculé pour le cristal de Yb:YSO, puisque ses spectres nous étaient disponibles sous forme informatique. Pour le cristal de Yb:KYW, il s'agit juste d'une estimation, considérant que sa bande d'émission est un peu plus large que celle du silicate Yb:YSO.

Dans le tableau suivant sont reportées les grandeurs spectroscopiques utilisées pour les simulations qui suivent, ainsi que la température à laquelle est régulée le cristal (i.e. la température de la monture).

Cristal	Yb:YSO (978 nm)	Yb:KYW (981 nm)	Yb:KYW (931 nm)
<b>Dopage <math>N_0</math> (<math>10^{26} \text{ m}^{-3}</math>)</b>	9,0	6,3	6,3
<b>Temps de vie <math>\tau</math> (ms)</b>	0,7	0,24	0,24
<b><math>\sigma_{aP}</math> (<math>10^{-20} \text{ cm}^2</math>)</b>	2,3	11,55	3,1
<b><math>RSP</math></b>	73%	80%	95%
<b><math>\sigma_{eP}</math> (<math>10^{-20} \text{ cm}^2</math>)</b>	1,4	13,75	0,15
<b><math>\sigma_{eL(1003 \text{ nm})}</math> (<math>10^{-20} \text{ cm}^2</math>)</b>	1,2	3,4	3,4
<b><math>\sigma_{aL(1003 \text{ nm})}</math> (<math>10^{-20} \text{ cm}^2</math>)</b>	0,33	0,95	0,95
<b>Temp. du cristal (<math>^{\circ}\text{C}</math>)</b>	20	20	20

Tableau B-3 : Paramètres spectroscopiques des cristaux de Yb:YSO et Yb:KYW utilisés pour les simulations. On rappelle que les indices  $a$  et  $e$  indiquent l'absorption ou l'émission à la longueur d'onde de pompe ( $P$ ) ou laser ( $L$ ).  $RSP$  est le paramètre de recouvrement spectral, la section efficace effective d'absorption à la longueur d'onde de pompe vaut alors  $RSP \cdot \sigma_{aP}$ .

Le tableau suivant contient les paramètres utilisés pour les simulations avec le faisceau de pompe hors d'axe à 980 nm et la cavité en anneau. Les valeurs entre parenthèses sont les

valeurs mesurées expérimentalement ou données par Paraxia ABCD pour la taille du mode laser.

<b>Cavité en anneau</b>	<b>Diode monoruban (1x100 <math>\mu\text{m}</math>)-4W @ 978 nm</b>
<b>Waist de pompe <math>W_{Px}</math></b>	55 $\mu\text{m}$ (53 $\mu\text{m}$ )
<b><math>M^2_x</math></b>	15 (14)
<b>Waist de pompe <math>W_{Py}</math></b>	75 $\mu\text{m}$ (74 $\mu\text{m}$ )
<b><math>M^2_y</math></b>	7 (7)
<b>Décalage hors axe à l'entrée du cristal</b>	30 $\mu\text{m}$ (25 $\mu\text{m}$ )
<b>Waist de cavité <math>W_c</math></b>	48 $\mu\text{m}$ (45 $\mu\text{m}$ )
<b>Coefficient de recyclage</b>	80% (90%)

Tableau B-4 : Paramètres du faisceau de pompe et de la cavité en anneau pour le pompage hors d'axe à 980 nm. Les valeurs entre parenthèses sont les grandeurs mesurées expérimentalement ou calculées théoriquement.

Enfin, ce dernier tableau contient les paramètres utilisés pour les simulations laser du Yb:KYW avec le faisceau de pompe fibré à 931 nm et la cavité linéaire.

<b>Cavité Linéaire</b>	<b>Diode fibrée (<math>\varnothing</math> 100 <math>\mu\text{m}</math>)-5W @ 931 nm</b>
<b>Waist de pompe <math>W_p</math></b>	60 $\mu\text{m}$ (52 $\mu\text{m}$ )
<b><math>M^2</math></b>	25 (25)
<b>Waist de cavité <math>W_c</math></b>	48 $\mu\text{m}$ (45 $\mu\text{m}$ )

Tableau B-5 : Paramètres du faisceau de pompe et de la cavité linéaire pour le pompage fibré à 931 nm. Les valeurs entre parenthèses sont les grandeurs mesurées expérimentalement ou calculées théoriquement.

#### B-V.2.a L'absorption sans effet laser :

Nous commençons par la comparaison entre absorptions simulées et absorptions expérimentales sans effet laser, et sans recyclage du faisceau de pompe, à 978 nm pour le cristal de Yb:YSO et à 931 nm pour le Yb:KYW (figure B-37).

Pour les valeurs expérimentales, on a ajouté des barres d'erreurs correspondant à 5% pour la puissance incidente et à 10% pour l'absorption, les puissances étant mesurées avec une incertitude de 5%. Bien que l'accord soit très bon dans le cas du pompage à 930 nm de Yb:KYW, les résultats obtenus à 980 nm (non représentés ici pour le Yb:KYW) diffèrent entre valeurs expérimentales et valeurs simulées. Les différences entre simulations et expériences sont de plus en plus grandes lorsque la puissance de pompe augmente. Ce désaccord semble toujours être mis en évidence quelque soient les cristaux dopés ytterbium utilisés pompés à 980 nm.

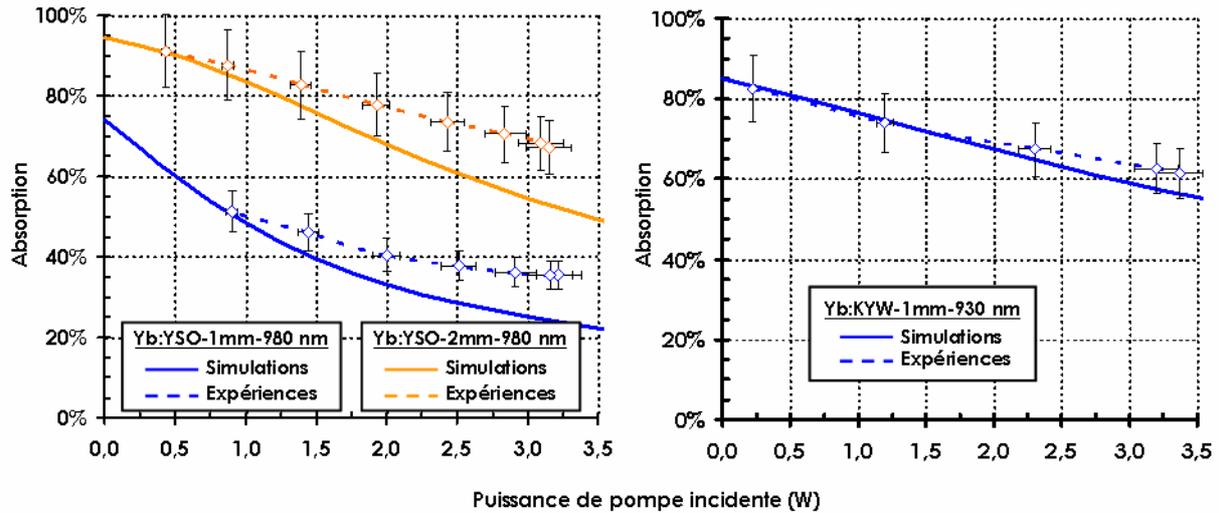


Figure B-37 : Comparaisons simulations-expériences d'absorption sans effet laser pour les cristaux de Yb:YSO 1 mm et 2 mm pompés à 980 nm (gauche) et de Yb:KYW 1 mm pompé à 930 nm (droite).

Cette différence, de l'ordre d'une vingtaine de pourcents, entre absorptions simulées et absorptions mesurées pour le pompage sur la "Zero-Line", n'est pas totalement expliquée. Une part de la différence peut provenir de l'erreur sur les sections efficaces mesurées à 980 nm (surtout en émission), très fortement influencées par les phénomènes de réabsorption, de piégeage ... De même, le temps de vie du niveau excité est délicat à déterminer précisément si toutes les précautions ne sont pas prises et des inhomogénéités de dopage peuvent conduire à des erreurs. L'autre part peut être attribuée à des phénomènes de luminescence coopérative ou à la présence d'impuretés jouant le rôle de pièges, phénomènes d'autant plus probables que la densité d'ions ytterbium portés sur l'état excité est importante.

Si la section efficace d'émission à 980 nm est sous-estimée dans les simulations, on ne rend pas bien compte de la ré-émission à 980 nm et la saturation de l'absorption est importante. Expérimentalement, un débit d'émission plus important limite le phénomène de saturation de l'absorption puisqu'il permet à des ions ytterbium excités de redescendre dans le multiplet fondamental, pour ensuite être ré-absorbés. Si, de plus, cette émission spontanée est amplifiée, le phénomène est exalté, menant à la différence illustrée ici.

#### B-V.2.b Pompage hors d'axe à 980 nm - Cavité en anneau à 1003 nm :

L'apparition de l'effet laser ajoute un débit prépondérant qui court-circuite les phénomènes parasites précédents. Le fait de ne pas parfaitement rendre compte de la saturation de l'absorption sans effet laser ne pose alors pas de problèmes pour les simulations lorsque l'effet laser est présent.

Avec les paramètres donnés dans les tableaux B-3 et B-4, on obtient les résultats présentés sur la figure B-38 suivante pour le pompage hors d'axe à 980 nm. Les résultats des simulations sont représentés en traits pleins et les résultats expérimentaux en pointillés. Les barres d'erreurs expérimentales correspondent à une erreur relative de  $\pm 5\%$  sur les puissances mesurées.

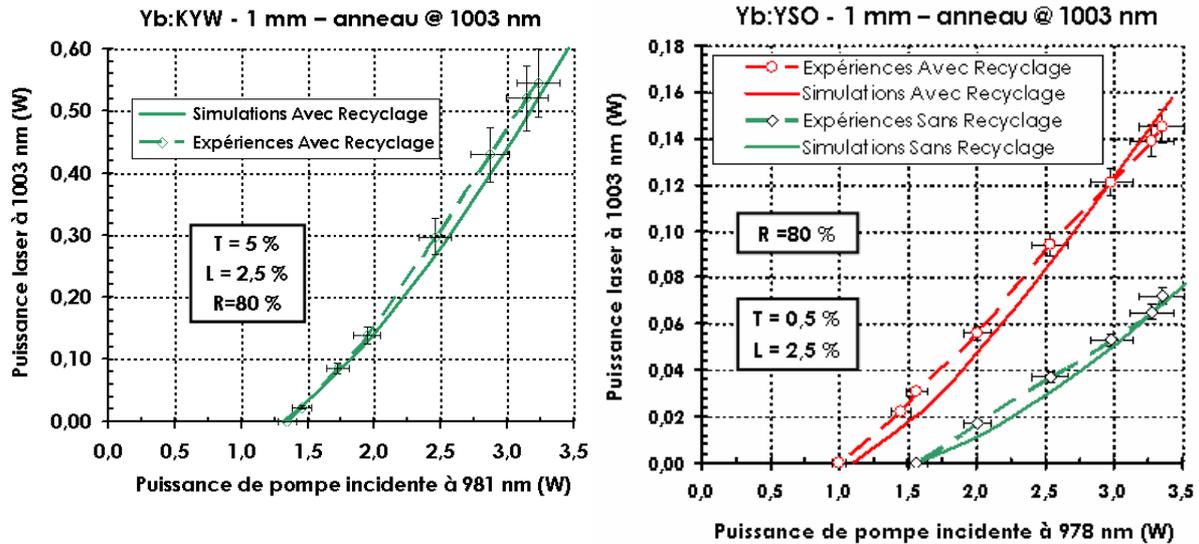


Figure B-38 : A gauche : Comparaison simulations-expériences pour Yb:KYW émettant à 1003 nm avec recyclage. A droite : Comparaison simulations-expériences pour Yb:YSO émettant à 1003 nm avec et sans recyclage.

On utilise comme transmission du miroir de sortie les valeurs mesurées expérimentalement de 5% et 0,5% selon la position du miroir (HR 985 nm-HT 1040 nm) en  $M_4$  ou en  $M_6$ . Les résultats des simulations sont en bon accord avec les performances expérimentales obtenues lorsque l'on considère des pertes passives de la cavité L de 2,5%. Compte tenu du nombre de miroirs et des éléments intracavité (rotateur de Faraday, lame demi-onde, étalon Fabry-Perot), cette valeur de pertes passives n'est pas du tout aberrante. Expérimentalement, elles avaient été estimées à 2%. Lorsque le double-passage du faisceau de pompe est pris en compte, un coefficient de recyclage effectif de 80% conduit à de bons résultats (Yb:YSO - figure de droite). Expérimentalement, le coefficient de réflexion réel du système de recyclage avait été mesuré à 90%, ce qui montre que l'erreur sur la simulation du double-passage de la pompe n'est pas très importante.

Ces résultats de simulations laser pour un pompage à 980 nm et un effet laser à 1003 nm sont donc en bon accord avec les performances expérimentales obtenues. Les paramètres utilisés pour les simulations sont très proches des valeurs expérimentales. Pour les deux cristaux, des pertes passives de la cavité et un coefficient de recyclage effectif identiques donnent des résultats très satisfaisants. Tout cela montre déjà la validité de ce programme pour le pompage hors d'axe à 980 nm, même si la saturation de l'absorption sans effet laser n'est pas encore bien simulée. Passons maintenant à la validation du programme pour un pompage longitudinal du Yb:KYW par diode fibré à 931 nm.

#### B-V.2.c Pompage longitudinal à 931 nm - Cavité linéaire à 1003 nm :

Pour prendre en compte le fait que la cavité est maintenant linéaire et que le miroir de sortie est en position de repli, et non en position de fond de cavité comme c'est classiquement le cas, quelques modifications doivent être apportées au programme.

Tout d'abord, l'intensité totale intracavité à considérer ici en cavité linéaire, en négligeant le phénomène de "hole burning" spatial, et en considérant que le miroir de sortie est en position de repli, devient :  $I_L(r, z) = [1 + (1 - T)^2] I_C(r, z)$  avec  $I_C(r, z) = \frac{2.P_L}{\pi.T.w_L^2(z)} e^{-\frac{2.r^2}{w_L^2(z)}}$ .

De plus, le faisceau laser traversant deux fois le milieu amplificateur par aller-retour de cavité et le miroir de sortie (transmission T) étant rencontré deux fois lui aussi, la condition de seuil de l'effet laser est alors modifiée comme suit :  $G^2 = \frac{1}{(1-T)^2(1-L)}$ , où G est le gain laser net sur un passage et L sont les pertes passives de la cavité. C'est cette condition que doit satisfaire la valeur du gain net G calculé pour qu'un couple de valeurs puissance de pompe/puissance laser soit solution du problème.

On utilise ensuite les paramètres des tableaux B-3 et B-5 comme données d'entrée du programme. Pour une transmission T du miroir de sortie de 8% à 1003 nm et des pertes passives de 1%, on obtient les résultats suivants (figure B-39). Ce sont ici les puissances de sortie sur une seule voie qui sont considérées.

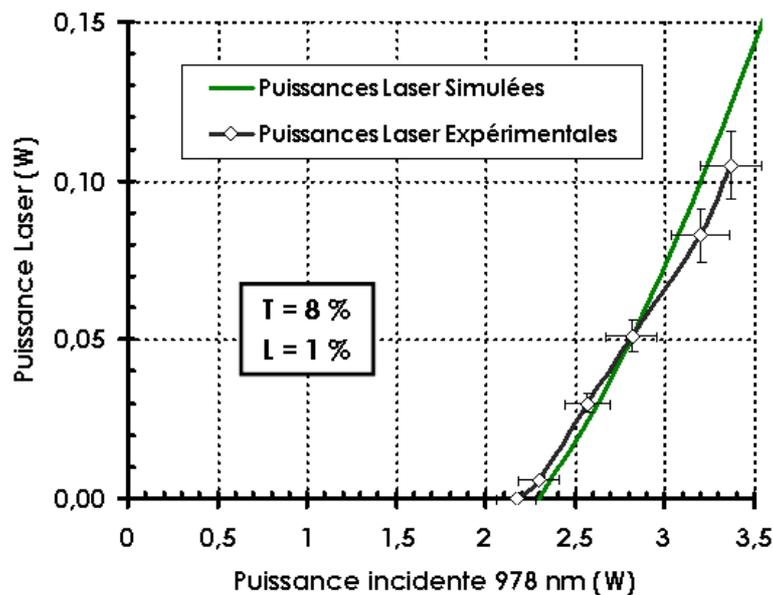


Figure B-39 : Comparaisons simulations-expériences pour Yb:KYW en cavité linéaire émettant à 1003 nm pour un pompage à 931 nm. Les performances laser expérimentales sur une seule voie de sortie sont comparées aux puissances simulées.

Encore une fois, on constate un bon accord entre simulations et résultats expérimentaux. La transmission de 8% du miroir de sortie utilisé est conforme à la valeur mesurée expérimentalement. Les pertes passives de 1% correspondent à l'ordre de grandeur pour ce type de cavités linéaires sans aucun élément intracavité.

#### B-V.2.d Conclusion :

Nous arrivons donc avec notre programme de simulations numériques à reproduire les performances et les tendances expérimentales en utilisant les paramètres spectroscopiques

donnés par les spectres des cristaux et les transmissions des miroirs de sortie mesurés expérimentalement. Les valeurs des pertes passives utilisées pour les simulations correspondent aux types de valeurs attendues pour les cavités utilisées.

Nous allons maintenant utiliser ce programme de simulations pour donner quelques pistes quant à l'amélioration de la solution fibrée à 930 nm pour une émission à 1003 nm.

### **B-V.3 Améliorations pour le pompage à 930 nm :**

Dans cette partie, nous allons faire ressortir quelques pistes pour l'amélioration de la solution utilisant un pompage longitudinal par diode à 930 nm et un cristal de Yb:KYW dans une cavité en anneau. On cherche ici à améliorer la puissance de sortie à 1003 nm en considérant les conditions de pertes expérimentales qui ont permis de forcer l'effet laser à 1003 nm pour le cristal de Yb:KYW pompé à 980 nm.

En premier lieu, nous allons voir à l'aide des simulations, si l'effet laser à 1003 nm dans notre cavité en anneau aurait pu être obtenu en pompage à 931 nm avec notre diode fibrée. Nous étudierons ensuite quelques pistes pour des améliorations possibles.

On peut tout d'abord considérer que nous utiliserons le banc de pompe et la cavité en anneau actuelle, situation qui n'a permis d'obtenir des résultats qu'à 1020 nm (figures B-33 et B-34). Dans ce cas, on essaiera d'optimiser au mieux les paramètres du cristal de Yb:KYW (dopage et longueur) pour améliorer les puissances simulées à 1003 nm.

Dans un deuxième temps, c'est la taille de notre faisceau de pompe que nous chercherons à améliorer en utilisant notre cristal de 1mm dopé à 10%. Nous supposerons alors que la cavité en anneau peut être réglée de manière à ce que le waist de cavité soit de 45  $\mu\text{m}$  environ, comme pour les résultats expérimentaux obtenus à 980 nm. Nous comparerons puis combinerons alors les deux voies d'amélioration pour trouver un optimum à la solution utilisant notre diode fibrée à 931 nm.

Enfin, nous présenterons une dernière piste d'amélioration en utilisant une autre source de pompe, une diode à 930 nm de type évasée ("tapered laser diode").

Pour toute la suite on considère donc une cavité en anneau, un pompage à 931 nm d'un cristal de Yb:KYW, et une émission laser à 1003 nm.

#### *B-V.3.a Que disent les simulations avec nos paramètres expérimentaux ?*

On reprend ici les paramètres expérimentaux relatifs à la figure B-33, à savoir une cavité de rayon au waist 58  $\mu\text{m}$ , un rayon de pompe de 65  $\mu\text{m}$ , des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie d'une transmission de 5% à 1003 nm. On se restreint à une puissance de pompe incidente de 3,5W polarisés suivant l'axe **a** du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. De plus, on se place dans le cas où la diode optique est placée dans la cavité pour lequel la propagation est alors unidirectionnelle. La figure B-40 montre les performances laser simulées à 1003 nm dans ces conditions.

Aux vues de ces simulations, les conditions expérimentales de la cavité en anneau combinée à un pompage par diode fibrée auraient dues nous permettre d'obtenir un effet

laser à 1003 nm. Cependant, expérimentalement, l'effet laser n'a été obtenu qu'à 1020 nm, longueur d'onde nécessitant une inversion de population moins importante qu'à 1003 nm.

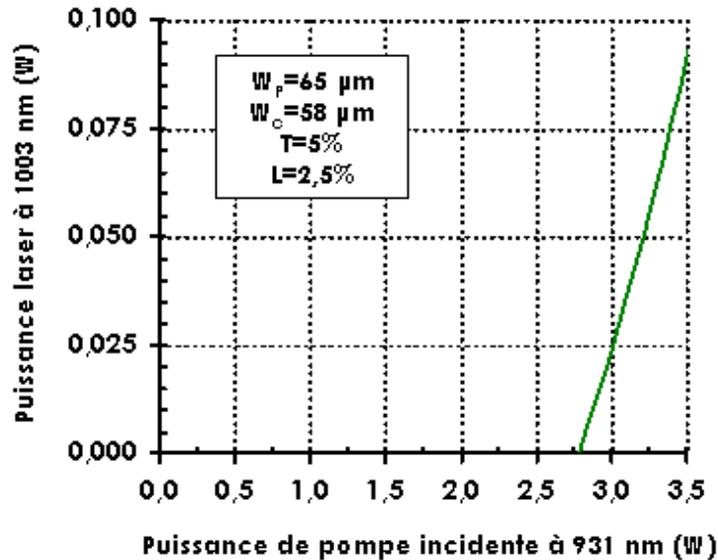


Figure B-40 : Puissance laser simulée à 1003 nm pour la cavité en anneau et le cristal de Yb:KYW de 1mm dopé à 10% pompé par la diode fibrée à 931 nm.

Comme on peut le voir, le seuil d'oscillation simulé est élevé et la puissance maximale de sortie pour une puissance de pompe de 3,5W (puissance de pompe polarisée disponible) n'est que d'environ 90 mW. On est alors très sensible aux réglages et aux pertes de la cavité.

On peut trouver plusieurs explications au fait qu'expérimentalement l'effet laser n'a pas été obtenu à 1003 nm. La plus probable est tout d'abord que le faisceau de pompe présente trop d'aberrations. Comme nous l'avons déjà remarqué, nous nous sommes notamment aperçus que hors du point de focalisation, le profil du faisceau se déforme, un trou se creuse en son centre, caractérisant de fortes aberrations sphériques. C'est un phénomène que nous ne prenons pas en compte dans les simulations. Les densités de puissances simulées sont donc surestimées par rapport aux densités expérimentales. Le seuil d'oscillation laser à 1003 nm est donc plus difficilement accessible. De plus, comme nous l'avons aussi fait remarqué dans la partie concernant les résultats expérimentaux, les réglages de la cavité ont dû être modifiés, par rapport au pompage à 980 nm, pour prendre en compte la plus courte frontale de l'optique de focalisation et l'encombrement plus important du miroir d'entrée. La cavité est donc réglée en bord de zone de stabilité pour laquelle l'astigmatisme est plus important.

Toutes ces raisons peuvent donc expliquer que l'effet laser n'a pas été obtenu à 1003 nm.

Passons maintenant aux améliorations possibles à apporter sur le cristal en gardant les paramètres expérimentaux pour le faisceau de pompe.

#### B-V.3.b Optimisation du cristal pour le banc de pompe expérimental :

On considère donc ici les propriétés précédentes pour le faisceau de pompe et on fait varier la longueur et le dopage du cristal pour trouver un optimum en terme de puissance de sortie. On se restreint à une puissance de pompe de 3,5W incidents polarisés suivant l'axe  $\mathbf{a}$

du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. Enfin, on considère toujours des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie de 5% de transmission.

Les résultats présentés sur la figure ci-dessous correspondent à la puissance de sortie maximale extraite à 1003 nm pour une puissance de pompe incidente de 3,5W en fonction de la longueur du cristal et pour différents taux de dopage.

Ce graphique permet d'observer les tendances suivantes. Des cristaux trop dopés (7,5% et 10%) sont trop sensibles au phénomène de réabsorption. Ils ne permettent alors pas d'obtenir les plus fortes puissances même pour des cristaux courts. Au contraire, un cristal trop peu dopé sera moins sensible à la réabsorption, mais le gain créé à 1003 nm sera alors limité.

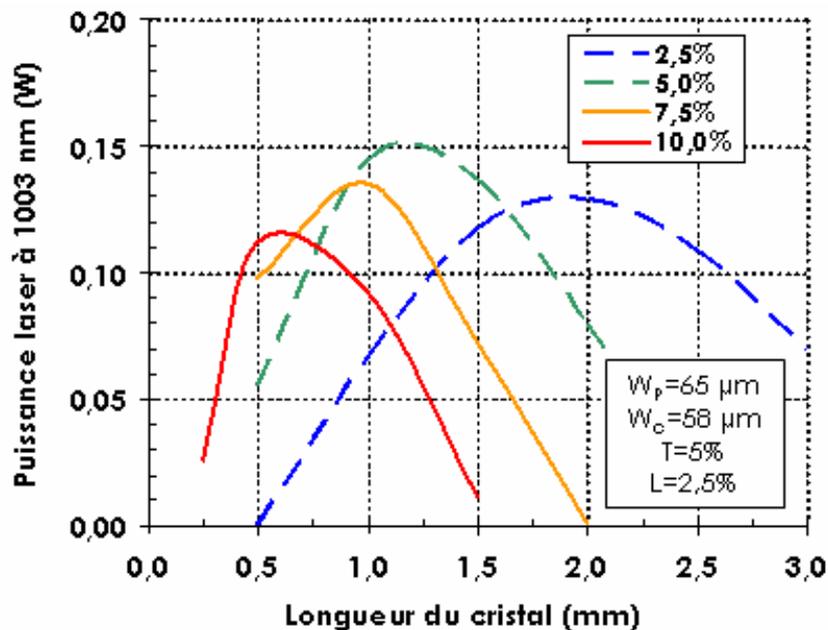


Figure B-41 : Puissances laser de sortie à 1003 nm en fonction de la longueur du cristal de Yb:KYW et pour différents taux de dopage en ions ytterbium. La puissance de pompe incidente est de 3,5W sur un rayon de  $65 \mu\text{m}$  et un mode de cavité de  $58 \mu\text{m}$  de rayon.

Dans nos conditions expérimentales, notre cristal de 1mm dopé à 10% n'est pas l'optimum. Pour un taux de dopage de 10%, la longueur optimale de cristal est d'environ 0,6 mm, mais dans ce cas le gain en puissance laser reste faible puisque l'on passerait alors d'une puissance de 90 mW à une puissance de 115 mW environ toujours pour une puissance de pompe de 3,5W. C'est pour un cristal dopé à 5% et de un peu plus de 1mm de longueur que la puissance laser à 1003 nm est la plus importante avec environ une puissance d'environ 150 mW. Cependant, dans tous ces cas, les puissances extraites restent faibles. De plus, il faut garder à l'esprit que la qualité spatiale de notre faisceau de pompe n'est pas excellente. Il présente notamment des inhomogénéités transverses pour des distances de l'ordre du millimètre autour du point focal, ce qui ne nous permet pas, en pratique d'utiliser des cristaux trop longs.

L'autre voie d'amélioration est de travailler avec un faisceau de pompe plus petit au point de focalisation et de meilleure qualité spatiale, notamment hors du waist.

### B-V.3.c Améliorations sur la taille de pompe pour le cristal de 1mm dopé à 10% :

Dans ce paragraphe, on travaille avec notre cristal de 1mm de longueur et dopé à 10% en ions ytterbium et on recherche les meilleures performances en faisant varier la taille du faisceau de pompe.

On considère que la cavité en anneau peut être réglée à son optimum, correspondant aux résultats expérimentaux obtenus en pompage à 980 nm. Le mode de cavité TEM<sub>00</sub> a alors un rayon au waist d'environ 45  $\mu\text{m}$ . On considère toujours des pertes passives de 2,5% et un miroir de sortie de 5% de transmission.

On fait varier le rayon du faisceau de pompe au point de focalisation dans le cristal et on simule la puissance laser produite à 1003 nm. Tout comme précédemment, on se restreint à une puissance de pompe de 3,5W incidents polarisés suivant l'axe  $\mathbf{a}$  du cristal de Yb:KYW correspondant à son maximum d'absorption. Les résultats sont représentés sur la figure B-42.

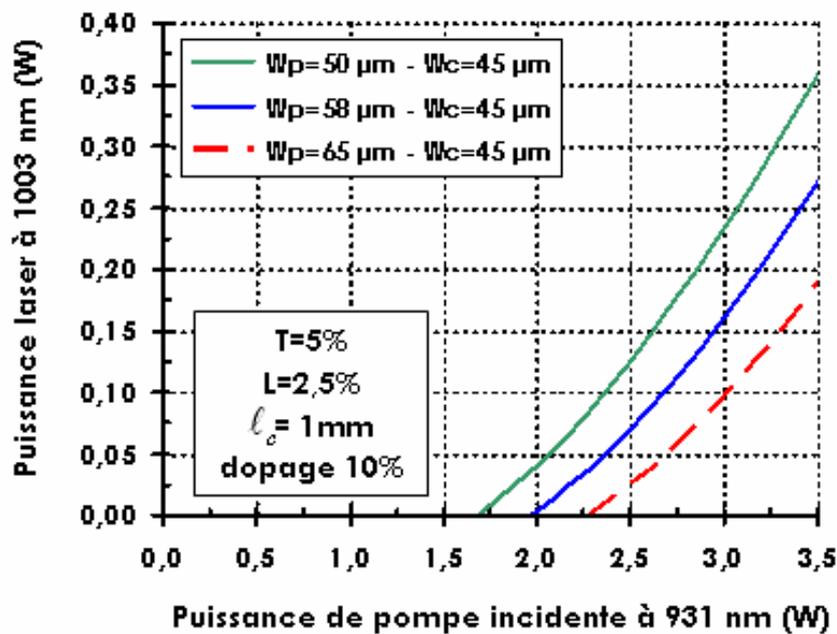


Figure B-42 : Puissance laser à 1003 nm en fonction de la puissance de pompe incidente pour le cristal de 1mm dopé à 10% pour différentes tailles de faisceau de pompe.

On voit que, naturellement, pour un rayon du faisceau laser de cavité fixé, les performances laser s'améliorent lorsque le rayon du faisceau de pompe diminue. Le gain en puissance laser en jouant sur les tailles de faisceau est bien plus grand qu'en faisant varier la longueur et le dopage du cristal. On peut ainsi atteindre des puissances supérieures à 350 mW pour un faisceau de pompe focalisé sur un rayon de 50  $\mu\text{m}$ . Le seuil d'oscillation laser est alors obtenu pour une puissance de pompe d'environ 1,75 W.

Ces performances simulées sont inférieures aux résultats expérimentaux obtenus avec le cristal de Yb:KYW (1mm - 10%) pompé hors d'axe à 980 nm. Cependant, le gain en simplicité du montage permet de compenser cette perte de puissance de sortie (qui peut en outre être améliorée par une augmentation de la puissance de pompe).

### B-V.3.d Synthèse avec la diode fibrée :

Nous avons donc vu, à travers les deux paragraphes précédents, les voies d'améliorations possibles des performances de notre laser utilisant un cristal de Yb:KYW pompé à 931 nm par

une diode fibrée et émettant à 1003 nm. Nous avons considéré une configuration de pertes analogues à la situation expérimentale en pompage à 980 nm permettant de forcer l'oscillation laser à 1003 nm, soit une transmission de 5% du miroir de sortie (HR 980 nm-HT 1040 nm) et des pertes passives de 2,5%.

L'optimisation des paramètres du cristal en utilisant la configuration expérimentale, fournissant un faisceau de pompe de qualité spatiale moyenne de 65  $\mu\text{m}$  de rayon et un mode de cavité de 59  $\mu\text{m}$  de rayon, n'apporte que peu d'améliorations en terme de puissance laser de sortie. Pour une puissance de pompe incidente de 3,5W et pour un cristal de 1mm dopé à 10%, on passe d'une puissance laser de 90 mW à une puissance d'environ 150 mW pour un cristal de 1 mm dopé à 5%.

En revanche, la réduction du rayon du faisceau de pompe dans le cristal en utilisant les paramètres de la cavité expérimentale optimisée pour les résultats en pompage à 980 nm ( $W_c=45 \mu\text{m}$ ) permet d'améliorer nettement les performances laser. Toujours pour une puissance de pompe de 3,5W incidents, le cristal de 1 mm dopé à 10% pompé sur un rayon de 50  $\mu\text{m}$  permet d'obtenir une puissance d'environ 360 mW à 1003 nm. La réduction du rayon de pompe permet de plus de diminuer significativement le seuil d'oscillation laser. On passe d'un seuil correspondant à une puissance de pompe incidente de 2,3W pour un rayon de pompe de 65  $\mu\text{m}$ , à environ 1,7W pour un rayon de 50  $\mu\text{m}$ .

On peut enfin combiner les deux optimisations précédentes, c'est-à-dire considérer un rayon de pompe de 50  $\mu\text{m}$  et un mode de cavité de 45  $\mu\text{m}$  et optimiser longueur et dopage du cristal. Quelques simulations ont été réalisées, pour des cristaux de 1 mm de longueur, menant aux résultats présentés sur la figure ci-dessous.

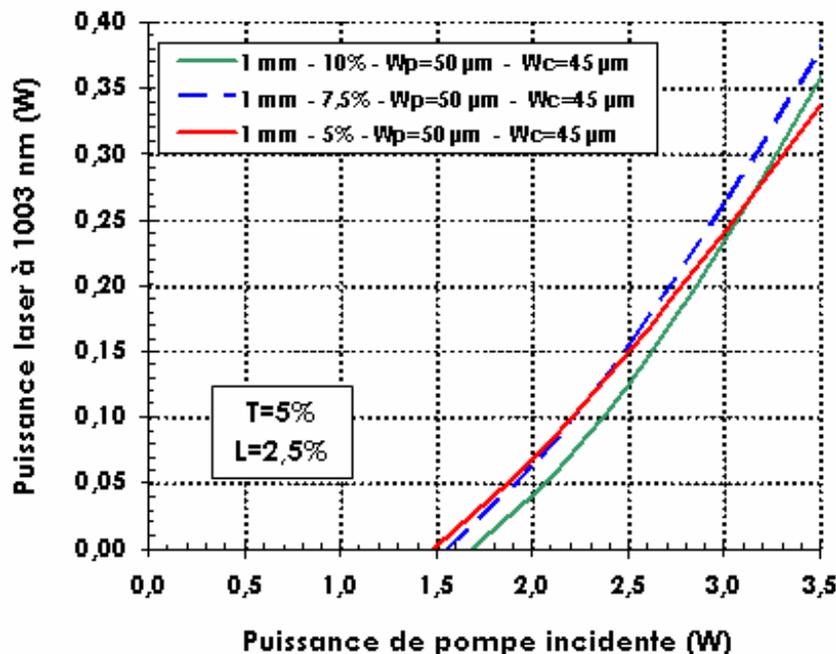


Figure B-43 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe à 931 nm pour des cristaux de 1 mm de long et de dopages différents. Le waist laser est fixé à 45  $\mu\text{m}$  et le rayon de pompe à 50  $\mu\text{m}$ .

Les variations sont peu importantes. Cependant, plus le dopage est élevé et plus le seuil d'oscillation laser augmente, illustrant le phénomène de réabsorption important pour ces taux de dopage. L'amélioration en terme de puissance laser extraite n'est pas importante,

puisque un maximum de 380 mW à 1003 nm peut être obtenu avec un cristal dopé à 7,5% (en bleu) contre 360 mW avec notre cristal dopé à 10% (en vert).

Finalement, pour ces simulations, les meilleurs résultats obtenus en terme de puissance de sortie à 1003 nm, sont réalisées avec un cristal de 1 mm dopé à 7,5% pompé sur un rayon de 50  $\mu\text{m}$  et inséré dans une cavité dont le mode laser vaut 45  $\mu\text{m}$  en rayon. La puissance laser infrarouge de 380 mW pour une puissance de pompe incidente de 3,5 W avec un miroir de sortie de 5% de transmission correspond à 7,6 W de puissance intracavité dans l'infrarouge.

Expérimentalement, pour le cas du pompage à 980 nm avec le cristal de Yb:KYW, la puissance intracavité dans l'infrarouge était d'environ 11 W et nous avons obtenu une puissance convertie dans le visible par doublement de fréquence de 35 mW. Par une simple règle de trois avec ces résultats expérimentaux, nous pourrions alors espérer par doublement de fréquence une puissance de 24 mW à 501,7 nm.

Cependant, pour tous les résultats précédents qui supposent un rayon du mode laser de cavité de 45  $\mu\text{m}$ , nous avons délibérément omis une limitation pratique qui est concernée la distance entre le miroir d'entrée et le cristal laser. Dans notre configuration de cavité, pour obtenir un mode de cavité de 45  $\mu\text{m}$ , cette distance doit être d'environ 55 mm, ce qui impose des contraintes quant à la frontale de l'optique de focalisation. L'utilisation de triplets corrigés des aberrations ou de doublets de meilleure qualité devrait permettre d'obtenir un faisceau de 50  $\mu\text{m}$  de rayon et de bonne qualité spatiale (non dégradation du profil transverse). En particulier, des triplets corrigés des aberrations de focale 70 mm et de diamètre 40 mm sont maintenant disponibles au laboratoire. Cependant, la frontale de ces optiques est d'environ 58 mm, trop courte pour pouvoir utiliser notre cavité dans son architecture actuelle, qui serait donc à revoir.

En prenant en compte toutes ces considérations et en utilisant toujours la diode fibrée (5 W -  $\varnothing$  105  $\mu\text{m}$ ), on pourrait alors imaginer l'architecture suivante utilisant le cristal de 1 mm dopé à 7,5% :

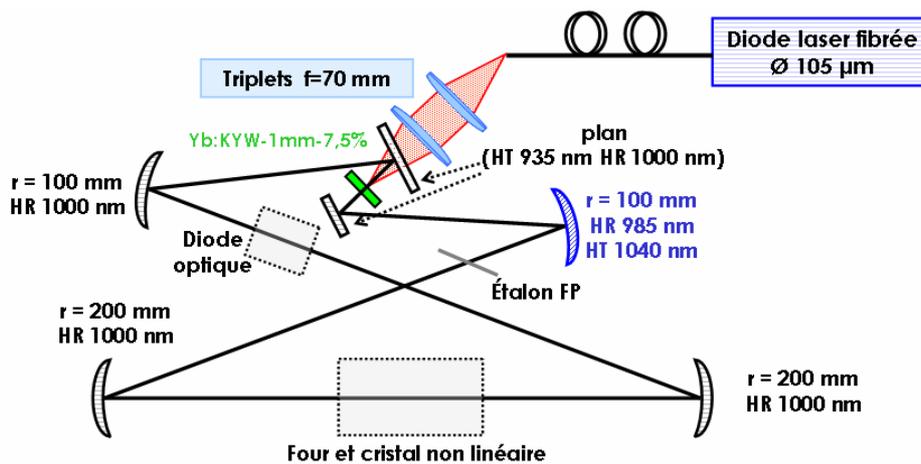


Figure B-44 : Architecture optimisée proposée pour le pompage à 931 nm et l'émission laser à 1003 nm, avec un cristal de Yb:KYW de 1 mm de longueur et dopé à hauteur de 7,5% en ions ytterbium.

Les deux miroirs plans (HT 935 nm - HR 1000 nm) permettent un pompage longitudinal tout en réduisant la distance entre le miroir dichroïque et le cristal laser. La sous-cavité formée par les deux miroirs concaves de 100 mm de rayon de courbure impose un mode de cavité d'environ 45  $\mu\text{m}$  de rayon. L'un de ces miroirs concave supporte le traitement dichroïque (HR

985 nm - HT 1040 nm) permettant de forcer l'oscillation laser à 1003 nm. Enfin, deux miroirs concaves de 200 mm de rayon de courbure forment le second waist de cavité utilisé pour le doublement de fréquence de l'infrarouge vers le visible.

Cette architecture devrait donc permettre d'obtenir un effet laser efficace à 1003 nm avec le cristal de Yb:KYW dans un schéma de pompage longitudinal avec une diode fibrée à 931 nm. Cependant, si nous avons ici simplifié le banc de pompe par rapport au système hors d'axe à 980 nm utilisant une diode à monoémetteur remise en forme, la cavité est un peu plus compliquée et nécessite notamment deux miroirs supplémentaires insérant nécessairement des pertes supplémentaires. Ces limitations viennent du paramètre  $M^2$  élevé de la diode fibrée nécessitant d'utiliser des optiques de collimation et de focalisation de grande ouverture numérique et de courte focale. Pour surmonter ces difficultés, on peut utiliser une source de pompe différente de meilleure qualité spatiale (paramètre  $M^2$ ), telles qu'une diode de type évasée ("tapered laser diode"). C'est ce que nous allons rapidement discuter dans le paragraphe suivant.

#### B-V.3.e Utilisation d'une diode de pompe de type évasée :

Avec les progrès technologiques importants de ces dernières années, on commence à voir l'apparition de diodes laser de type évasé ("tapered") produisant des puissances de deux à quatre Watts avec un faisceau quasiment limité par la diffraction ( $M^2 < 3$ ). Nous avons déjà évoqué l'utilisation de ces diodes à plusieurs endroits dans ce manuscrit. De telles diodes commencent à devenir robustes et très performantes [Paschke, 04] [Weber, 05].

Ce sont des diodes laser à émission par la tranche qui combinent une zone active de section environ  $3 \times 3 \mu\text{m}$  (longueur  $\approx 1 \text{ mm}$ ) de type "ridge waveguide", utilisée pour les diodes laser monomodes mais de faibles puissances, et une zone amplificatrice évasée ("tapered") de plusieurs millimètres de longueur (voir la figure B-45).

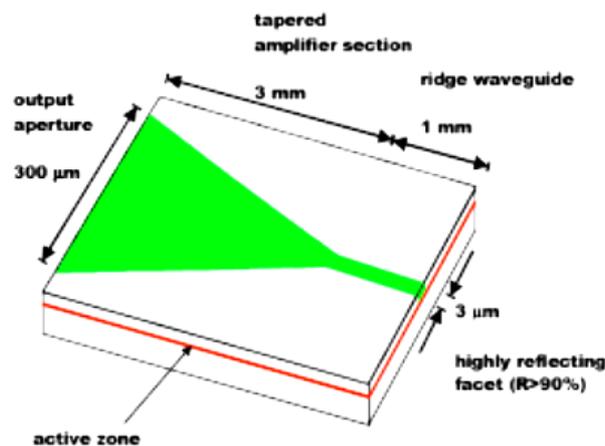


Figure B-45 : Schéma de principe d'une diode "tapered" réalisée au Ferdinand-Braun-Institute (Allemagne), tiré de [Klopp, 02].

La zone active "ridge waveguide" permet un filtrage spatial du mode propageant qui est ensuite amplifié dans la zone évasée. Le faisceau émis par la sortie de la zone évasée est elliptique (zone émettrice  $\approx 3 \times 300 \mu\text{m}$ ), mais quasiment limité par la diffraction selon la direction lente ( $300 \mu\text{m}$ ) avec un paramètre  $M^2$  d'environ 3, voire moins. Selon la direction rapide, le faisceau est naturellement limité par la diffraction.

La remise en forme du faisceau émis est bien moins compliquée que celui utilisé sur la diode monoruban à 980 nm, puisque le faisceau est limité par la diffraction selon les deux directions de propagation. Il est alors possible de combiner cette source de pompe avec une cavité en anneau identique à celle déjà présentée expérimentalement. Enfin, le faisceau issu de ces diodes est polarisé linéairement comme toutes les diodes à émission par la tranche.

En considérant toujours un rayon de pompe de 50  $\mu\text{m}$  et un waist de cavité de 45  $\mu\text{m}$ , on a simulé pour différents cristaux (longueur-dopage) les performances laser. Le faisceau de pompe à 930 nm étant maintenant presque limité par la diffraction (on a considéré  $M^2=3$ ), le recouvrement spatial est bien meilleur et il est possible d'utiliser des cristaux longs et moins dopés conduisant à des élévations de températures moindres. Ainsi, le meilleur compromis est un cristal de 3mm de longueur dopé à 3%. La figure (B-46) suivante montre les performances laser pour ce cristal dans une cavité en anneau de 2,5% de pertes passives avec un miroir de sortie de transmission  $T=5\%$  (conditions expérimentales). On a aussi ajouté, pour comparaison, les performances simulées pour le meilleur cristal (1mm - 7,5 %) pompé par la diode fibrée à 930 nm (figure B-43).

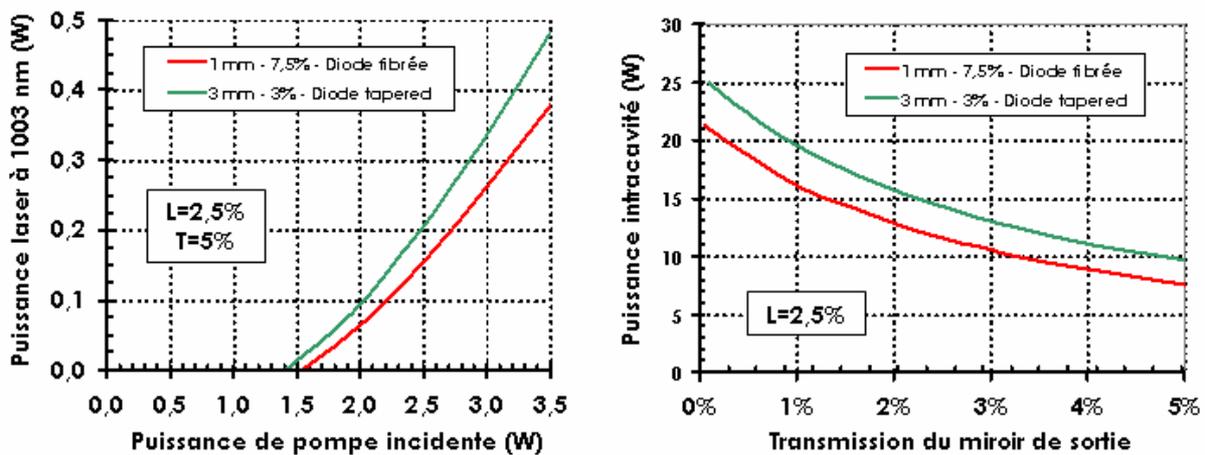


Figure B-46 : A gauche : Efficacités laser pour un cristal de Yb:KYW de 3mm de long et dopé à 3% pompé par une diode "tapered" à 930 nm (bleu) et pour un cristal de 1mm de long dopé à 7,5% pompé par notre diode fibrée à 930 nm (rouge). La cavité a des pertes passives de 2,5% et un coupleur de sortie de 5% de transmission. A droite : Puissances intracavité en fonction de la transmission du coupleur de sortie pour ces deux cristaux pour une puissance de pompe de 3,5W et des pertes passives de 2,5%.

Les performances présentées ici sont donc les meilleurs résultats simulés pour des cristaux de Yb:KYW dans une cavité en anneau et pompés soit par une diode fibrée "classique", soit par une diode évasée ("tapered") à 930 nm.

La diode évasée, de meilleure qualité spatiale, permet un très bon recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le mode de cavité. On peut alors utiliser des cristaux plus longs et moins dopés que dans le cas d'une diode fibrée, car l'échauffement est moins important (Voir Annexe 3). On pourrait ainsi obtenir une puissance de près de 480 mW à 1003 nm pour une puissance de pompe de 3,5W à 931 nm et un coupleur de 5% de transmission. Cela correspond à 9,6W de puissance laser infrarouge intracavité.

Les puissances intracavité infrarouges simulées ici, pour le pompage à 930 nm, sont donc inférieures à celles obtenues expérimentalement pour un pompage à 980 nm. Nous pourrions

cependant espérer obtenir une puissance d'environ 30 mW à 501,7 nm par doublement de fréquence.

#### *B-V.3.f Conclusion :*

Ce paragraphe nous a donc permis, à travers des simulations numériques, de proposer des améliorations sur le système actuel utilisant une diode fibrée à 930 nm pour une émission laser à 1003 nm. Rappelons que, expérimentalement, l'effet laser à 1003 nm n'avait été obtenu que pour une cavité linéaire. La cavité en anneau n'avait pas permis d'atteindre cette longueur d'onde. Cependant, les simulations montrent que l'effet laser aurait pu être obtenu, certes avec des puissances très modestes (90 mW) pour une puissance de pompe de 3,5W (figure B-40).

En choisissant un cristal de Yb:KYW plus adapté (1mm - 7,5%) et en améliorant l'imagerie et la qualité du faisceau de pompe, il serait possible d'obtenir une puissance infrarouge d'environ 380 mW à 1003 nm ( $L=2,5\%$  -  $T=5\%$ ). En outre, nous pourrions espérer produire une puissance un peu à 20 mW à 501,7 nm par doublement de fréquence. Ces performances numériques sont inférieures à celles obtenues expérimentalement en pompage à 980 nm. Cependant le système complet pompé à 930 nm est plus simple que celui développé expérimentalement à 980 nm.

Enfin, nous avons proposé une seconde solution pour un pompage longitudinal à 930 nm, qui se base sur une diode de pompe de type "tapered". Le meilleur recouvrement spatial obtenu grâce à la très bonne qualité de faisceau délivrée par ces diodes permettrait d'améliorer encore les résultats précédents. On pourrait obtenir, pour les mêmes puissances de pompe et avec un cristal de 3mm de long dopé à 3%, une puissance maximale de 480 mW en considérant toujours les conditions expérimentales du pompage à 980 nm qui ont permis de forcer l'oscillation à 1003 nm ( $L=2,5\%$  -  $T=5\%$ ). Dans ce cas, une trentaine de mW dans le bleu-vert à 501,7 nm pourraient être obtenus par doublement de fréquence, ce qui en ferait une source simplifiée et suffisamment puissante pour des expériences de métrologie et de stabilisation en fréquence.

## B-VI Synthèse et conclusion du chapitre B :

Nous avons donc présenté dans ce chapitre les solutions laser à base de cristaux dopés ytterbium dont l'émission monomode longitudinale dans l'infrarouge est doublée en fréquence pour produire un rayonnement à 501,7 nm. Ces sources sont pompées par diode laser à 980 nm. Les premiers résultats pour un pompage par diode fibrée à 930 nm ont aussi été reportés.

Après avoir introduit les cristaux dopés ytterbium à travers leurs différentes applications et leurs propriétés spectroscopiques générales, nous avons présenté les équations régissant le fonctionnement laser dans de tels matériaux. Cette partie théorique nous a notamment permis de mettre en lumière les difficultés auxquelles nous avons été confrontés pour obtenir un effet laser à une longueur d'onde aussi basse que 1003 nm.

La principale difficulté vient du fait que le niveau terminal de la transition laser que nous cherchons à atteindre est peuplé thermiquement. Le cristal laser est alors naturellement absorbant à la longueur d'onde laser recherchée (1003 nm). Pour obtenir l'effet laser, il est donc nécessaire de porter une grande proportion d'ions ytterbium dans le multiplet excité pour atteindre, puis dépasser, le seuil de transparence du cristal. Ceci est réalisé en saturant l'absorption du milieu à la longueur d'onde de pompe, ce qui permet de minimiser les pertes par réabsorption à la longueur d'onde laser.

Cette partie théorique nous a ainsi permis de définir une figure de mérite adaptée à notre problème. Cette figure de mérite prend en compte la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de transparence à la longueur d'onde laser recherchée ( $I_{Pmin}$ ), ainsi que le gain laser linéique obtenu pour une puissance de pompe de 1W focalisée sur un rayon de 50  $\mu\text{m}$ . Nous avons appliqué cette figure de mérite à divers cristaux dopés ytterbium, ce qui nous a permis de faire ressortir les meilleurs candidats pour une émission laser à 1003 nm. Deux cristaux sont sorti du lot, un cristal déjà bien connu mais non commercial, le  $\text{Yb}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  (Yb:YSO) pompé à 978 nm, et un cristal utilisé dans des sources laser commerciales, le  $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  ou Yb:KYW, pompé à 981 nm ou à 931 nm.

Dans le cas du pompage à 980 nm, la proximité des longueurs d'ondes de pompe et du laser ajoute des contraintes techniques aux contraintes physiques. Un schéma de pompage hors d'axe original a alors été mis en place. De plus, l'effet laser peut être obtenu à 1003 nm seulement si des pertes importantes sont introduites aux autres longueurs d'ondes laser (>1020 nm), ce qui implique des contraintes techniques pour la sélection spectrale.

Tous les résultats expérimentaux obtenus en pompage par diode à 980 nm sont encourageants pour la vie future de ces sources monomodes longitudinales à 501 et 514 nm. Plusieurs solutions ont été présentées ici, satisfaisant aux objectifs que nous nous étions fixés. On peut les séparer en deux catégories : les sources émettant simultanément plusieurs centaines de mW dans l'infrarouge et quelques dizaines de mW le visible, et les sources émettant plusieurs dizaines de mW dans le visible.

La première catégorie est constituée par les sources Yb:YSO/ $\text{KNbO}_3$  (320 mW/20 mW) et Yb:KYW/ $\text{KNbO}_3$  (550 mW/35 mW) dans une cavité en anneau cavité ayant un coefficient de transmission d'environ 5% à 1003 nm. Elles émettent simultanément en régime monomode longitudinal à 1003,4 et 501,7 nm. De telles sources pourraient devenir des références de

fréquence pratiques. Le rayonnement visible serait utilisé pour stabiliser la fréquence d'émission du laser. Une fois la fréquence d'émission visible stabilisée, le rayonnement infrarouge en posséderait toutes les propriétés de pureté spectrale et de stabilité, et pourrait ainsi être la partie de rayonnement utilisable de cet étalon secondaire de fréquences optiques.

La seconde catégorie est composée des mêmes couples cristal laser/cristal non linéaire mais utilise des cavités hautement réfléchissantes dans l'infrarouge. Avec le cristal de Yb:YSO, on obtient une puissance de 60 mW de rayonnement monomode longitudinal à 501,7 nm. L'utilisation du cristal de Yb:KYW permet de produire une puissance de 190 mW d'une émission monofréquence aux alentours de 514 nm. Ces sources sont plus spécifiquement destinées à la spectroscopie de l'iode moléculaire et à la stabilisation en fréquence pour des mesures de fréquences plus fondamentales.

Les résultats expérimentaux en pompage par diode fibrée à 930 nm sont moins encourageants puisque l'effet laser à 1003 nm n'a, jusque là, été obtenu que dans une cavité linéaire avec une émission multimode longitudinale. Cependant, le changement de longueur d'onde de pompe serait un avantage et permettrait de s'affranchir des contraintes techniques, liées à la proximité des longueurs d'ondes de pompe et du laser, rencontrées lors du pompage à 980 nm. Le système de pompe serait alors simplifié.

En parallèle, un programme de simulations numériques a été développé. Il permet de simuler le comportement laser d'un cristal dopé ytterbium. Les résultats des calculs réalisés ont été comparés aux performances expérimentales, ce qui nous a permis de valider son fonctionnement. Il a ensuite été utilisé pour proposer des améliorations à la configuration actuelle et qui permettraient d'obtenir l'effet laser voulu à 1003 nm dans une cavité en anneau. En supposant que le faisceau de pompe délivré par notre diode fibrée peut être focalisé sur un rayon de 50  $\mu\text{m}$  en gardant une bonne qualité spatiale, l'utilisation d'un cristal de 1 mm dopé à 7,5% en ions ytterbium pourrait permettre d'obtenir une puissance de près de 400 mW à 1003 nm en régime monomode longitudinal. Cependant, il serait alors nécessaire de compliquer un peu la cavité en anneau utilisée expérimentalement. Pour simplifier les choses, nous proposons enfin d'utiliser une diode laser de type évasée ("tapered laser diode") comme source de pompe à 930 nm. La bonne qualité spatiale du faisceau émis par ces sources permettrait de simplifier le banc de pompage et d'utiliser la cavité expérimentale actuelle. En utilisant ces considérations et avec un cristal de Yb:KYW de 3 mm dopé à 3%, les simulations prédisent une puissance laser infrarouge de près de 500 mW pour une puissance de pompe maximale de 3,5W, ce qui serait suffisant pour produire une puissance d'une trentaine de mW à 501,7 nm par doublement de fréquence.

Ces résultats de simulations montrent des puissances laser infrarouges et visibles inférieures aux performances expérimentales obtenues pour un pompage à 980 nm. Cependant, l'ensemble de la source serait bien plus simple que le laser réalisé en pompage à 980 nm. De plus, les simulations présentées ici ne donnent que des tendances sur les puissances espérées. Il est donc tout à fait intéressant de pousser les études expérimentales vers un pompage par diode laser évasée à 930 nm, qui permettrait des simplifications notables du montage et une utilisation quotidienne bien plus agréable pour des applications dédiées à la métrologie.