



HAL
open science

Lasers ytterbium bipolarisations : rôle de la direction de polarisation de l'onde pompe

Gaedze Kudjo Herman Akagla, Pavel Loiko, Goulc'Hen Loas, A. Benayad, Patrice Camy, Marc Vallet, M. Brunel

► **To cite this version:**

Gaedze Kudjo Herman Akagla, Pavel Loiko, Goulc'Hen Loas, A. Benayad, Patrice Camy, et al.. Lasers ytterbium bipolarisations : rôle de la direction de polarisation de l'onde pompe. OPTIQUE Normandie 2024, Société Française d'Optique, Jul 2024, Rouen, France. hal-04645376

HAL Id: hal-04645376

<https://hal.science/hal-04645376>

Submitted on 11 Jul 2024

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

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

Public Domain

LASERS YTTERBIUM BIPOLARISATIONS : RÔLE DE LA DIRECTION DE POLARISATION DE L'ONDE POMPE

H. Akagla¹, P. Loiko², G. Loas¹, N. Chapron¹, P. Lehoux¹, A. Benayad², P. Camy², M. Vallet¹, and M. Brunel¹

¹ Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON–UMR 6082, 35000 Rennes, France

² Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen Normandie, 6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 Caen Cedex 4, France

herman.akagla@univ-rennes.fr

RÉSUMÉ

Nous observons l'émission bi-polarisation de lasers à solides quasi-isotropes Yb:YAG, Yb:CaF₂, Yb:Na:CNGG, et Yb:Lu:YAG. L'orientation de la polarisation de la pompe impacte les puissances relatives des deux états de polarisations. Un modèle bimodal basé sur des équations-bilan permet d'évaluer l'anisotropie induite pour chacun des cristaux.

MOTS-CLEFS : polarisation ; laser bi-fréquence ; ytterbium

Les lasers ytterbium sont très utilisés pour la génération d'impulsions femtosecondes et en particulier pour la spectroscopie "dual-comb". En effet, dans le cas de milieux actifs quasi-isotropes, deux états propres de polarisations orthogonales peuvent osciller simultanément et générer deux peignes de fréquences dont les taux de répétition sont ajustables [1]. Afin d'équilibrer les puissances des deux modes, on peut se demander si l'emploi d'une pompe polarisée pourrait créer un dichroïsme de gain contrôlé, comme cela a déjà été démontré dans les lasers néodyme [2] et dans un laser microchip Yb:YAG [3]. Ici nous étendons l'étude de l'anisotropie induite par la pompe à différents cristaux dopés ytterbium, dont les propriétés diffèrent de celles du YAG. Les résultats expérimentaux sont confrontés à un modèle tenant compte de l'anisotropie de pompage, ainsi que de la saturation croisée dans le milieu actif.

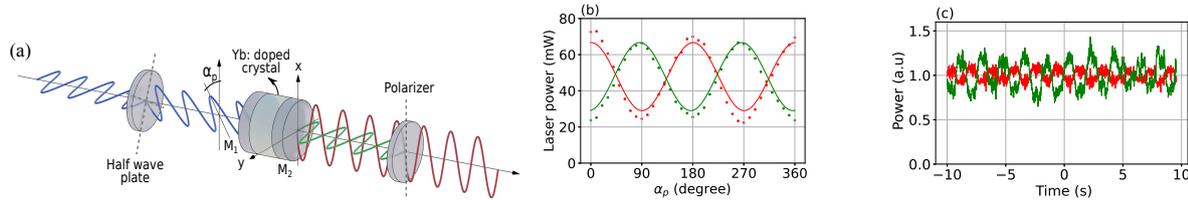


FIGURE 1 – (a) Illustration du dispositif expérimental du laser solide dopé Yb. (b) Yb :YAG à $\eta = 18$. Puissances P_x (en rouge) et P_y (en vert). Les points (resp. courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (resp. théoriques). (c) Yb:Na:CNGG à $\eta = 3$. Evolution de P_x et P_y quand la lame demi-onde est tournée lentement.

Le principe générique de l'expérience est représenté sur la figure 1(a). Le milieu actif est un cristal dopé Yb placé entre deux miroirs M_1 et M_2 . Le miroir de sortie M_2 a une transmission de 1%. Le milieu actif est pompé par un laser Ti:Al₂O₃, dont l'orientation α_p de la polarisation de sortie par rapport à x peut être ajustée par une lame demi-onde. Dans le cas du laser Yb:YAG, le seuil est obtenu pour une puissance de pompe de 80 mW à 940 nm et le laser émet 120 mW à 1030 nm pour une puissance de pompe de 1,5 W. Le laser oscille suivant deux états de polarisations linéaires et orthogonaux, dont les directions (notées x et y) sont fixées par la biréfringence résiduelle du cristal. En tournant la lame demi-onde, nous observons un fort échange périodique d'énergie entre les deux états propres (voir figure 1(b)). L'équilibre des puissances est obtenu pour $\alpha_p \equiv 45^\circ \pmod{90^\circ}$, en accord avec le fait qu'il n'y a pas d'élément dichroïque intracavité.

Nous explorons ensuite le cas du Yb:Na:CNGG dont la structure est cubique mais désordonnée [4]. Le laser émet typiquement 259 mW à 1073 nm pour environ 1,8 W de puissance de pompe absorbée à 972 nm. Deux états propres orthogonaux oscillent simultanément, polarisés le long des directions de la coupe du cristal. Par rapport au cas de l'Yb:YAG, on constate que la dépendance à l'orientation de la pompe est réduite (voir figure 1(c)). Cet effet se comprend par la répartition des ions actifs sur une multiplicité de sites d'orientation différents, ce qui réduit l'anisotropie de gain induite. Nous étendons ensuite les expériences à un cristal où les ions ytterbium forment des clusters, tel que Yb:CaF₂ [5]. Comme ce cristal présente une lentille thermique négative, nous utilisons une cavité plan-concave de 5 cm de long contenant un cristal d'Yb:CaF₂ de 4 mm de long (dopé à 3%) proche du miroir plan. Le laser émet typiquement 25 mW à 1050 nm pour environ 500 mW de puissance de pompe absorbée à 976 nm. Ici encore, deux états propres orthogonaux oscillent, polarisés le long des directions de coupe du cristal, mais nous notons que l'anisotropie induite par la pompe est très faible, avec un contraste de seulement 5% à $\eta \approx 2$. Par conséquent, en raison de l'isotropisation rapide du milieu actif par des transferts d'énergie entre les ions voisins, les états de polarisation du laser Yb:CaF₂ sont quasi-indépendants de la polarisation de la pompe. Finalement, nous avons étudié un cristal Yb:Lu:YAG [6] qui, du point de vue de l'ordre des ions ytterbium, est un intermédiaire entre le YAG et le CNGG. En configuration de cavité plan-plan, les résultats montrent qu'en effet on retrouve un dichroïsme de gain induit par la pompe, avec un contraste typique de 45% à $\eta \approx 4$.

Pour modéliser ces lasers avec un nombre minimal de paramètres, nous considérons un système de quatre "rate-equations" décrivant l'évolution des intensités et des populations des deux modes couplés. En tenant compte de l'anisotropie de pompage, les intensités stationnaires normalisées $\hat{I}_{x,y}$ s'écrivent [3] :

$$\hat{I}_{x,y} = \eta \left(1 \pm \varepsilon \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos 2\alpha_p \right) - \frac{1}{1 + \beta} \quad (1)$$

où ε est le paramètre d'anisotropie de gain induite par la pompe et β le coefficient de saturation croisée couplant les deux modes. La valeur de β est déduite de la mesure des fréquences de relaxation du laser [7]. Le rapport des puissances expérimentales obtenu à $\alpha_p = 0$ à fort taux de pompage permet d'estimer la valeur de ε . La figure 1(b) montre le bon accord obtenu entre le modèle et les observations expérimentales quand $\beta = 0,64$ et $\varepsilon = 0,084$ dans le cas de l'Yb:YAG. La comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux donne une évaluation du paramètre d'anisotropie induite. Ainsi, on peut classer les cristaux par sensibilité décroissante à la polarisation de la pompe : Yb:YAG ($\varepsilon = 0,084$), Yb:Lu:YAG ($\varepsilon = 0,06$), Yb:Na:CNGG ($\varepsilon = 0,02$), et Yb:CaF₂ ($\varepsilon = 0,004$).

Les lasers solides dopés Yb permettent de générer une oscillation simultanée de deux états de polarisation dans les matrices cristallines isotropes. La sensibilité à l'orientation de la pompe dépend fortement de la structure de l'hôte. Cette étude pourrait s'appliquer au contrôle du régime "dual-comb" femtoseconde, pour lequel l'Yb:Na:CNGG serait un bon candidat car il possède une large bande passante et une anisotropie de pompage significative.

RÉFÉRENCES

- [1] B. Willenberg, J. Pupeikis, L. M. Krüger, F. Koch, C. R. Phillips, and U. Keller. *Opt. Express*, 28(20) :30275–30288, 2020.
- [2] G. Verschaffelt, G. Van der Sande, J. Danckaert, B. Ségard, P. Glorieux, and T. Erneux. *Phys. Rev. A*, 77(6) :063801, 2008.
- [3] H. Akagla, N. Chapron, G. Loas, M. Vallet, and M. Brunel. *Opt. Lett.*, 48(3) :700–703, Feb 2023.
- [4] A. Schmidt, U. Griebner, H. Zhang, J. Wang, M. Jiang, J. Liu, and V. Petrov. *Optics communications*, 283(4) :567–569, 2010.
- [5] V. Petit, P. Camy, J.-L. Doualan, X. Portier, and R. Moncorgé. *Physical Review B*, 78(8) :085131, 2008.
- [6] S. Slimi, V. Jambunathan, M. Pan, Y. Wang, W. Chen, P. Loiko, R. M. Solé, M. Aguiló, F. Díaz, M. Smrz, et al. *Applied Physics B*, 129(4) :57, 2023.
- [7] M. Brunel, A. Amon, and M. Vallet. *Opt. Lett.*, 30(18) :2418–2420, 2005.