



HAL
open science

Peignes de fréquences à diversité de polarisation dans les lasers à solides dopés ytterbium

Gaedze Kudjo Herman Akagla

► **To cite this version:**

Gaedze Kudjo Herman Akagla. Peignes de fréquences à diversité de polarisation dans les lasers à solides dopés ytterbium. Optique / photonique. Université de Rennes, 2024. Français. NNT : 2024URENS033 . tel-04789679v2

HAL Id: tel-04789679

<https://hal.science/tel-04789679v2>

Submitted on 29 Nov 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.

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITÉ DE RENNES

ÉCOLE DOCTORALE N° 601

*Mathématiques, Télécommunications, Informatique, Signal, Systèmes,
Électronique*

Spécialité : *Photonique*

Par

Gaedzé Kudjo Herman AKAGLA

**Peignes de fréquences à diversité de polarisation dans les lasers
à solides dopés ytterbium**

Thèse présentée et soutenue à l'Université de Rennes, le 17 octobre 2024

Unité de recherche : Institut FOTON / DOP (UMR 6082)

Rapporteurs avant soutenance :

Patricia SEGONDS Professeure, Institut Néel, Université Grenoble-Alpes, France
Arnaud GARNACHE Directeur de Recherches CNRS, IES, Université de Montpellier, France

Composition du Jury :

Président : Thierry CHARTIER Professeur, Institut FOTON, ENSSAT Lannion, France
Examineurs : Patricia SEGONDS Professeure, Institut Néel, Université Grenoble-Alpes, France
Arnaud GARNACHE Directeur de Recherches CNRS, IES, Université de Montpellier, France
Pavel LOIKO Chargé de Recherches CNRS, CIMAP, Université de Caen Normandie, France
Marc VALLET Professeur, Institut FOTON, Université de Rennes, France
Dir. de thèse : Marc BRUNEL Professeur, Institut FOTON, Université de Rennes, France

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier l'institut FOTON de m'avoir accueilli au sein de l'équipe DOP afin de pouvoir effectuer mes travaux de recherche. Je remercie également le laboratoire CIMAP de nous avoir fourni trois cristaux lasers dopés ytterbium.

Je remercie vivement mon directeur de thèse, Marc Brunel. Merci de m'avoir guidé étape par étape tout au long de la thèse. Ton expertise, ta disponibilité, ta patience, ta pédagogie et tes nombreux conseils ont été des facteurs clés dans la réalisation de cette thèse. Grâce à toi, j'ai pu développer plusieurs compétences, en particulier du point de vue expérimental.

Je remercie Patricia Segonds et Arnaud Garnache d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Leurs relectures, remarques et échanges scientifiques lors de la soutenance ont été très intéressants. Je remercie également Pavel Loiko et Thierry Chartier d'avoir participé au jury.

Je remercie les ingénieurs du laboratoire pour leur savoir-faire. Merci à Goulc'Hen Loas pour ses compétences expérimentales en optique et pour nos discussions sur la manip. Merci pour tous les composants optiques que tu m'as prêtés, et merci également pour notre victoire en duo lors de l'épreuve du duathlon de Châteaugiron ainsi que pour nos nombreuses courses à pied les dimanches. Merci à Anthony Carré pour son expertise en informatique et son talent de graphisme dans la réalisation des montages expérimentaux. Merci également pour les nombreuses courses que nous avons faites ensemble, parmi lesquelles Tout Rennes Court, le Marathon Vert et le Défi du Mont Dol à Dol-de-Bretagne. Merci à Ludovic Frein et Steve Bouhier pour leurs expertises en électronique et leurs interventions sur le laser TiSa lors des périodes de panne. Merci à Cyril Hamel pour son expertise en mécanique et pour les nombreuses montures de haute qualité qu'il m'a fabriquées.

Je remercie également les chercheurs de l'équipe DOP à savoir : Mehdi Alouini, Marc Vallet, Marco Romanelli, François Bondu, Hugues Guillet de Chatellus, Judikaël Le Rouzo et Nicolas Barré.

Je tiens à remercier aussi Patricia Berthelot et Laurence Huet-Le Quéré pour les démarches administratives.

Je salue et remercie tous les doctorants et doctorantes que j'ai côtoyés au laboratoire, à savoir : Jérôme Taillieu, Victor Lauriau, Daria Gudz, Chariklea Tzimoragka, Dandé Guénolé, Quentin Le Mignon, Brian Siquin et Louis Alliot De Borggraef.

Mes remerciements vont également aux stagiaires qui ont travaillé à mes côtés, à savoir : Antoine Le Pouliquen, Pauline Lehoux, Sarah Hatla, Merouane Benidir et Ethan Corbie. J'ai également eu à co-encadrer les TP de licence 3 avec Marco Romanelli et les TP de master 1 sur le laser Q-switch avec Marc Brunel.

Pour finir, je remercie toute ma famille au Togo. Je remercie également mes ami(e)s du club Rennes Running, Urban Runner Rennes, Sobhi Running Club et Sobhi Sport.

LISTE DES NOTATIONS

N_1	Densité d'ions dans le multiplet fondamental $^2 F_{7/2}$ (ions \cdot cm $^{-3}$)
N_2	Densité d'ions dans le multiplet excité $^2 F_{5/2}$ (ions \cdot cm $^{-3}$)
N	Densité d'ions ytterbium (ions \cdot cm $^{-3}$) ($N = N_1 + N_2$)
σ_{em}^l	Section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde laser (cm 2)
σ_{em}^p	Section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe (cm 2)
σ_{abs}^l	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser (cm 2)
σ_{abs}^p	Section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe (cm 2)
τ	Temps de vie de l'état excité (s)
I	Intensité laser intracavité (photons \cdot cm $^{-2} \cdot$ s $^{-1}$)
I_p	Intensité de pompe (photons \cdot cm $^{-2} \cdot$ s $^{-1}$)
g	Gain linéique (cm $^{-1}$)
λ_p	Longueur d'onde de pompe (nm)
λ_l	Longueur d'onde laser (nm)
l	Longueur du cristal (m)
H_{NE}	Hamiltonien de l'interaction coulombienne entre le noyau et les électrons
H_{EE}	Hamiltonien de l'interaction coulombienne entre les électrons
H_{SO}	Hamiltonien couplage spin-orbite
H_{CC}	Hamiltonien caractérisant l'effet du champ cristallin
H_Z	Hamiltonien Zeeman
L	Moment angulaire orbital
S	Moment angulaire de spin
P_{in}	Puissance de pompe qui arrive sur le cristal (W)
P_{th}	Puissance au seuil (W)
P_{abs}	Puissance de pompe absorbée par la pompe

η_h	Fraction de P_{abs} dissipée par chaleur
w_p	Waist de pompe
K_c	Conductivité thermique
ν	Coefficient de Poisson
α_T	Coefficient d'expansion thermique
α_p	Angle de la polarisation de la pompe
α_e	Polarisabilité électronique
f_{th}	Focale thermique
D_{th}	Puissance dioptrique
I_x	Intensité suivant l'état de polarisation x
I_y	Intensité suivant l'état de polarisation y
\hat{I}_x	Expression normalisée de l'intensité I_x
\hat{I}_y	Expression normalisée de l'intensité I_y
n_x	Inversion de population suivant x
n_y	Inversion de population suivant y
Γ_x	Coefficient de pertes suivant x
Γ_y	Coefficient de pertes suivant y
$\gamma_{ }$	Taux de décroissance de l'inversion de population
κ	Paramètre constant de couplage atome-champ proportionnel à la section efficace d'émission
ζ	Paramètre constant de couplage atome-champ proportionnel à la section efficace d'émission
P_x	Paramètre de pompage suivant x
P_y	Paramètre de pompage suivant y
β	Coefficient de saturation croisée couplant les deux super-modes
Δn	Biréfringence résiduelle
η	Degré d'excitation
ε	Paramètre d'anisotropie de gain induit par la pompe
r	Paramètre de contraste

f_R	Fréquence d'oscillation de relaxation
f_L	Fréquence d'antiphase
C	Constante de couplage de Lamb
\mathbf{Yb}^{3+}	Ion ytterbium
\mathbf{Na}^+	Ion sodium
\mathbf{Ca}^+	Ion calcium
\mathbf{Lu}^+	Ion Lutécium
\mathbf{Nb}^{5+}	Ion Niobium
\mathbf{O}^{2-}	Ion Oxygène
\mathbf{Ga}^{3+}	Ion Gallium
\mathbf{GaAs} ...	Arséniure de Gallium
\mathbf{InGaAs} .	Arséniure d'Indium et de Gallium

LISTE DES ABRÉVIATIONS

Abréviations

- CIMAP** . Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique
- FWM** ... Mélange à quatre ondes (« Four-wave Mixing »)
- FWHM** . Pleine largeur à mi-hauteur (« Full Width at Half Maximum »)
- ISL** Intervalle spectrale libre
- RIN** Bruit d'intensité relatif (« Relative Intensity Noise »)
- TPA** Absorption à deux photons (« Two-Photon Absorption »)
- RF** Domaine des radiofréquences (« Radio-Frequency »)
- HR** Hautement réfléchissant
- HT** Hautement transmissible
- ASO** Optical Spectrum Analyzer (Analyseur de spectre optique)
- IFP** Interféromètre de Fabry-Perot
- ASE** Electrical Spectrum Analyzer (Analyseur de spectre électrique)
- SESAM** . Miroir semi-conducteur à absorbant saturable (Semiconductor Saturable Absorber Mirror)
- MBE** Épitaxie par Jets Moléculaires (Molecular Beam Epitaxy)
- MOVPE** Épitaxie en Phase Vapeur des Métaux Organiques (Metal Organic Chemical Vapor Deposition)
- DBR** Réflecteurs de Bragg distribués (Distributed Bragg reflectors)
- GTI** Interféromètre de Gires-Tournois (Gires-Tournois Interferometer)
- GVD** Dispersion de vitesse de groupe (Group Velocity Dispersion)
- GDD** Dispersion de retard de groupe (Group Delay Dispersion)

Symboles

Kg Kilogramme

s Seconde

c Célérité de la lumière dans le vide ($3 \times 10^8 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)

h Constante de Planck ($6,63 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$)

k_B Constante de Boltzmann

SOMMAIRE

Introduction générale	23
1 Contrôle de l'émission bipolarisation des lasers Yb par l'orientation de la polarisation de la pompe.	29
1.1 Introduction	29
1.2 L'ion ytterbium	30
1.2.1 Configuration électronique de l'ion Yb^{3+}	31
1.2.2 L'ion Yb^{3+} dans une matrice d'accueil	32
1.2.3 Origine de l'élargissement de la raie des matériaux dopés Yb	35
1.2.4 Répartition énergétique des niveaux et peuplement thermique	36
1.3 Laser quasi-3-niveaux	37
1.3.1 Équation d'évolution de l'intensité de pompe	42
1.3.2 Gain linéique et évolution de l'intensité laser	43
1.4 Les milieux actifs étudiés	44
1.4.1 Yttrium Aluminium Garnet dopé à l'ytterbium - Yb:YAG	44
1.4.2 Lutécium Yttrium Aluminium Garnet dopé à l'ytterbium-Yb:Lu:YAG	47
1.4.3 Sodium Calcium Niobium Gallium Garnet dopé à l'Yb-Yb:Na:CNGG	48
1.4.4 Fluorure de calcium dopé à l'ytterbium - Yb:CaF ₂	49
1.5 Géométrie de la cavité et systèmes de pompage	51
1.5.1 Propagation des faisceaux gaussiens	52
1.5.2 Lentille thermique	57
1.5.3 Laser plan-plan en configuration microchip	58
1.5.4 Laser plan-concave	61
1.5.5 Description du pompage par laser Titane-Saphir	62
1.5.6 Description et montage de la diode de pompe	65
1.5.7 Réflectivité et transmittance du miroir d'entrée	66
1.6 Influence de l'orientation de la polarisation de la pompe sur les états propres du laser	67
1.6.1 Yb:YAG	68

1.6.2	Yb:Lu:YAG	74
1.6.3	Yb:Na:CNGG	79
1.6.4	Yb:CaF ₂	82
1.7	Modélisation	85
1.7.1	Équations de populations à deux modes	85
1.7.2	Solution des équations d'évolution à l'état stationnaire : Cas où les deux modes oscillent simultanément ($\hat{I}_x \neq 0, \hat{I}_y \neq 0$)	87
1.7.3	Mesures expérimental de β et ε : cas du Yb:YAG	89
1.7.4	Comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle	90
1.7.5	Extension du modèle aux différents cristaux	92
1.8	Conclusion	92
2	Double peigne de fréquences bipolarisations synchrones	97
2.1	Introduction	97
2.2	Modèle vectoriel	98
2.2.1	Rappels sur les états propres d'un laser	98
2.2.2	Milieu actif isotrope et une lame quart d'onde	98
2.2.3	Milieu actif anisotrope et une lame quart d'onde	100
2.2.4	Milieu actif et deux lames quart d'onde	106
2.2.5	Formalisme de Jones et séquences de polarisations	108
2.3	Verrouillage de mode par absorbant saturable	111
2.3.1	Rappel sur l'absorbant saturable	111
2.3.2	Le déclenchement ou Q-switch passif	117
2.3.3	Conditions de stabilité du verrouillage de modes	118
2.3.4	Géométrie de la cavité	121
2.4	Résultats expérimentaux avec Yb:YAG	125
2.4.1	Sans lames quart d'onde intracavité	126
2.4.2	Émission bipolarisations en régime impulsionnel	127
2.4.3	Résultats expérimentaux avec les deux lames quart d'ondes intracavité	130
2.4.4	Mesure de la fréquence de battement en fonction de α	131
2.4.5	Dynamique d'accrochage des deux peignes à $f_{rep}/2$	133
2.5	Résultats expérimentaux avec Yb:Lu:YAG	136
2.5.1	Simulations et design de la cavité de 80 cm	136
2.5.2	Simulations et design de la cavité de 2 m	139

2.5.3	Observation particulière : fréquence de battement à $f_{rep}/5$	141
2.5.4	Insertion des lames quart d'ondes dans la cavité	143
2.6	Résultats préliminaires pour Yb:CaF ₂ et Yb:Na:CNGG	144
2.7	Conclusion	145
3	Double peigne de fréquences bipolarisations asynchrones	149
3.1	Introduction	149
3.2	Séparation spatiale sur le SESAM	151
3.2.1	Résultats avec un Yb:YAG de 2 mm d'épaisseur	153
3.2.2	Résultats avec un Yb:YAG de 4 mm d'épaisseur	156
3.2.3	Résultats avec un Yb:YAG de 6 mm d'épaisseur	159
3.3	Accordabilité mécanique de Δf_{rep}	162
3.3.1	Milieu actif de 2 mm d'épaisseur	162
3.3.2	Milieu actif de 6 mm d'épaisseur	163
3.4	Accordabilité en tension du double peigne	164
3.4.1	Propriétés du LiTaO ₃	165
3.4.2	Effet électrooptique	165
3.4.3	Ellipsoïde des indices	166
3.4.4	Effet électrooptique linéaire	167
3.4.5	Effet thermo-optique	168
3.4.6	Effet piézoélectrique direct	168
3.4.7	Effet piézoélectrique inverse	168
3.4.8	Effet d'électrostriction	170
3.4.9	Effet photoélastique ou élasto-optique	171
3.4.10	Résultats expérimentaux	173
3.4.11	Interprétation des résultats expérimentaux	176
3.5	Conclusion	177
	Conclusion générales et perspectives	179
	Annexes	183
A	Modèle du laser : Oscillation des deux modes	184
A.1	Équation d'évolutions des intensités $I_{x,y}$ et des inversions de population $n_{x,y}$	184
A.2	Cas d'oscillation d'un seul mode, $I_x \neq 0$ et $I_y = 0$	188

A.3	Valeur de α_p permettant le passage de l'oscillation d'un seul mode au deux modes	192
A.4	Différentes pertes sur les deux états propres $\Gamma_x \neq \Gamma_y$	192
B	Lien entre la biréfringence et la différence des taux de répétition	193
B.1	Différence des taux de répétition	193
B.2	Fréquence de battement pour un déphasage $\Delta\varphi$	194
B.2.1	Application numérique	195
B.3	Différence des périodes	195
B.4	Évaluation de la biréfringence	196
C	Ytterbium	197
C.1	Ytterbium	198
D	Effet électrooptique linéaire	199
D.1	Effet électrooptique linéaire	199
E	Propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques	202
E.1	Cristal de LiTaO_3	202
E.2	Cristal de YVO_4	203
E.3	Substrat N-BK7	203
E.4	Substrat UVFS	204
	Bibliographie	207
	Publications et communications	231

TABLE DES FIGURES

1.1	Probabilité de présence radiale des électrons pour différentes orbitales. . . .	32
1.2	Représentation de l'ion Yb isolé (gauche), de la levée de dégénérescence par le champ cristallin à une température de 0 K (centre) et de l'élargissement des sous-niveaux d'énergie à une température ambiante (droite).	34
1.3	Répartition des niveaux d'énergie et des densités d'ions de chaque sous-niveau.	36
1.4	Processus de réabsorption et fonctionnement d'un laser quasi-3-niveaux : (a) Illustration de la réabsorption dans l'ytterbium, (b) Niveaux d'énergie d'un laser quasi-3-niveaux.	37
1.5	Fraction d'inversion de population en fonction de la puissance de pompe .	40
1.6	Polyèdres et visualisation du grenat : (a) Polyèdres A, D et C dans la structure du grenat et (b) Principales distances interatomiques.	45
1.7	Cellule cubique unitaire et niveaux d'énergie du cristal Yb:YAG.	46
1.8	Structure cristalline du Yb:Lu:YAG.	47
1.9	Structure de la matrice du CNGG.	48
1.10	Structure cristalline du CaF ₂	49
1.11	Sous niveaux d'énergie Stark et coordination des ions Yb ³⁺ dans les sites : (a) Répartition des ions Yb ³⁺ dans différents sites du CaF ₂ , (b) Coordination de l'ion Yb ³⁺ dans le site C _{3v} (T ₂).	51
1.12	Longueur de Rayleigh et divergence du faisceau pour $\lambda = 940$ nm.	55
1.13	Propagation des faisceaux gaussiens : (a) Répartition d'intensité d'un profil gaussien, (b) Propagation du faisceau gaussien.	56
1.14	Illustration du dispositif expérimental plan-plan du laser solide dopé Yb en configuration microchip.	59
1.15	Simulation de la focale thermique dans le cas du Yb :YAG : (a) en fonction du waist de pompe, (b) en fonction de la puissance absorbée.	59
1.16	Stabilité et mode de cavité.	60
1.17	Illustration du bon recouvrement entre le mode de pompe (en bleu) et le mode de cavité (en rouge) au sein du cristal dopé Yb.	60

1.18	Illustration du dispositif expérimental plan-concave du laser solide dopé Yb en configuration plan-concave.	61
1.19	Stabilité et mode de cavité dans la configuration plan-concave : cas du Yb:CaF ₂	62
1.20	Système du laser de pompage.	62
1.21	Plateforme de pilotage de la pompe	63
1.22	Caractérisation du faisceau de pompe : (a) $P_{\text{TiSa}}=f(P_{\text{Millenia}})$, (b) Spectre optique du TiSa pour $\lambda_p = 941 \text{ nm}$	64
1.23	Caractérisation du faisceau de pompe : (a) Transport du faisceau de pompe vers le cristal, (b) Profil spatial du faisceau de pompe.	65
1.24	Montage de la diode de pompe.	66
1.25	Spectre de transmittance du miroir d'entrée.	67
1.26	Cristal de Yb:YAG.	68
1.27	Illustration du dispositif expérimental : (a) montage et système de détection du cristal Yb:YAG, (b) zoom sur le microchip.	70
1.28	Mesure de la taille du faisceau de pompe.	71
1.29	Les deux peignes associés aux états propres X (rouge) et Y (vert). (a) Spectre optique résolu en polarisation observé avec un analyseur de spectre optique, (b) L'IFP révélant le petit désaccord dû à la biréfringence résiduelle du Yb:YAG.	72
1.30	Résultats expérimentaux des puissances P_x (rouge) et P_y (en vert). (a) Pompage à $\eta = 2,7$ fois le seuil ; (b) Pompage à $\eta = 18$ fois le seuil.	73
1.31	Les deux peignes associés aux états propres X (rouge) et Y (vert). (a) Montage expérimental, (b) Puissances P_x (rouge) et P_y (en vert).	74
1.32	Assemblage du Yb:Lu:YAG et spectre d'absorption. (a) Yb:Lu:YAG dans sa monture, (b) Section efficace du Yb:Lu:YAG.	74
1.33	Niveau d'énergie et spectre optique du Yb:Lu:YAG. (a) Niveau d'énergie du Yb:Lu:YAG. (b) Émission laser à 1030 nm, 1043 nm et 1053 nm.	76
1.34	Profil spatial autour de 1030 nm du Yb:Lu:YAG. (a) Horizontale, (b) Verticale, (c) Sans le polariseur.	77
1.35	Spectre optique et puissance des états de polarisations du Yb:Lu:YAG à $\eta = 3$. (a) Spectre optique des deux polarisations, (b) Puissances P_x (rouge) et P_y (en vert).	77
1.36	Spectre optique des deux polarisations autour de 1051 nm dans le Yb:Lu:YAG. 78	

1.37 Spectres optiques du Yb:Lu:YAG dans la configuration plan-concave, en pompant à (a) 970 nm, ou (b) 940 nm.	79
1.38 Caractérisation du laser et évolution du spectre optique en fonction de la puissance de pompage. (a) Caractérisation du laser, (b) Spectre optique en fonction de la pompe.	80
1.39 Influence de l'orientation de la polarisation de la pompe dans la configuration plan plan du Yb:Na:CNGG. (a) Puissances P_x et P_y à $\eta = 1,3$; (b) Zoom de α_p compris entre 225° et 350°	80
1.40 Montage expérimental du Yb:Lu:YAG.	81
1.41 Analyse spectrale optique et influence de la polarisation de la pompe du Yb:Na:CNGG. (a) Analyse spectrale optique des deux états propres de polarisations, (b) Influence de la polarisation de la pompe à $\eta = 3$	82
1.42 Assemblage et mesure expérimentale de la section efficace d'absorption du Yb:CaF ₂ . (a) Yb:CaF ₂ posé sur le miroir d'entrée, (b) Section efficace du Yb:CaF ₂	83
1.43 Illustration du dispositif expérimental du Yb:CaF ₂ en configuration plan-concave.	83
1.44 Profil spatial et spectre optique du Yb:CaF ₂ . (a) Profil spatial du laser Yb:CaF ₂ , (b) Spectre optique du Yb:CaF ₂	84
1.45 Résultats expérimentaux des intensités dans le cas du Yb:CaF ₂ en fonction de l'orientation de la polarisation de la pompe pour différentes valeurs de η . (a) I_x , (b) I_y	85
1.46 Illustration visuelle du modèle.	85
1.47 Intensités théoriques $\hat{I}_x(\alpha_p)$ (en rouge) et $\hat{I}_y(\alpha_p)$ (en vert) à $\eta = 2,7$ pour différentes valeurs de ε et β	88
1.48 Points : mesures expérimentales de f_L et f_R . Lignes pleines : ajustements à l'aide de formules standard. (a) Fréquences d'antiphase et de relaxation pour une puissance de pompe de 564 mW, (b) Mesures expérimentales de f_L et f_R en fonction de la puissance de pompage.	89
1.49 Puissances I_x (en rouge) et I_y (en vert). Les points (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, théoriques). Ici (a) $\eta = 2,7$ et (b) $\eta = 18$	91

TABLE DES FIGURES

1.50	Puissance I_x (en rouge) et I_y (en vert) du laser Yb:YAG pompé par diode. Les points (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, théoriques) pour $\eta = 3$	91
2.1	Illustration du laser ne contenant qu'une seule lame quart-d'onde.	99
2.2	Illustration du laser ne contenant qu'une seule lame quart-d'onde tournée d'un angle α par rapport aux axes neutres du milieu actif anisotrope.	101
2.3	Représentation des états propres du laser sur le miroir M_A , $\forall \gamma $ et $ \phi $ pour $\alpha = 45^\circ$	103
2.4	Représentation des états propres du laser au point C.	105
2.5	Représentation des états propres du laser sur le miroir M_B	106
2.6	Illustration du laser contenant deux lames quart-d'onde tournées l'une par rapport à l'autre.	107
2.7	Illustration du double peigne de fréquence.	109
2.8	Illustration du SESAM composé de deux miroirs de Bragg AlAs/GaAs et SiO ₂ /TiO ₂ ainsi que de plusieurs puits quantiques d'InGaAs/GaAs.	112
2.9	Quelques exemples de SESAM disponibles au laboratoire collés sur un radiateur de cuivre ayant des coefficients d'absorption différents. (a) $A = 0,8\%$; (b) $A = 1,8\%$; $A = 4\%$	113
2.10	Système à deux niveaux.	113
2.11	Principe du déclenchement.	117
2.12	Forme temporelle d'une impulsion Q-switch mode-locked.	118
2.13	Évolution de la puissance moyenne du laser nécessaire au verrouillage de mode stable en fonction de : (a) La longueur de la cavité, (b) De la profondeur de modulation du SESAM pour $L = 80$ cm.	121
2.14	Dispositif expérimental de la cavité de 80 cm et du système de détection.	121
2.15	Mesure expérimentale de la taille du faisceau de pompe sur la cavité longue.	123
2.16	Design de la cavité de 80 cm.	123
2.17	Zones de stabilité de la cavité en fonction des distances d_1 et d_4	124
2.18	Simulation du mode de cavité w_C et du waist w_A sur le SESAM en fonction de la distance d_1	125
2.19	Caractérisation du laser en régime impulsif.	127
2.20	Résultats expérimentaux des puissances P_x (en rouge) et P_y (en vert) pour un pompage à 9 fois le seuil.	128

2.21	Zoom sur les spectres des premières harmoniques associées aux deux peignes avec un RBW = VBW = 1 kHz et un span de 10 MHz.	129
2.22	Fréquence de battement des deux états propres de polarisations observables à l'analyseur de spectre électrique avec un RBW de 3 kHz et sur un span de 50 MHz.	129
2.23	Schéma du laser Yb:YAG à verrouillage de modes contenant les deux lames quart d'ondes.	130
2.24	Mesure de la fréquence de battement $\Delta\nu$ en fonction de α	131
2.25	Analyse temporelle pour $\Delta\nu = 0$. (A gauche) Train d'impulsions. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.	132
2.26	Analyse temporelle pour $\Delta\nu = f_{rep}/10$. (A gauche) Train d'impulsions. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.	132
2.27	Analyse temporelle pour $\Delta\nu = f_{rep}/2$. (A gauche) Train d'impulsions. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.	133
2.28	Spectre du battement autour de $f_{rep}/2$. (a) $\Delta\nu$ en dehors de la plage d'accrochage. (b) $\Delta\nu$ dans la plage d'accrochage.	134
2.29	Périodicité du spectre sur une fenêtre de 2 GHz lorsque $\Delta\nu = f_{rep}/2$ dans la plage d'accrochage.	135
2.30	Largeur à mi hauteur des pics mesurés à $f_{rep}/2$ et à f_{rep}	136
2.31	Simulations de la cavité de 80 cm de Yb:Lu:YAG.	137
2.32	Caractérisation du laser en régime continu.	138
2.33	Caractérisation de la cavité de 80 cm du Yb:Lu:YAG en régime impulsionnel.	139
2.34	Design de la cavité de 2 m.	140
2.35	Résultats expérimentaux de la cavité de 2 m du Yb:Lu:YAG en régime impulsionnel.	141
2.36	Résultats expérimentaux à $f_{rep}/5$	142
2.37	Harmoniques générées en jouant sur la géométrie de la cavité et sur la polarisation de la pompe.	143
2.38	Mesure de la fréquence de battement $\Delta\nu$ (a) Avec une lame quart d'onde. (b) Avec deux lames quart d'ondes.	143
2.39	Spectres optiques du Yb:CaF ₂ et Yb:Na:CNGG en régime impulsionnel.	144
2.40	Configurations de cavité de types plan-plan et plan-lentille-plan en régime impulsionnel.	145
3.1	Illustration du dispositif expérimental contenant le cristal YVO ₄	151

TABLE DES FIGURES

3.2	Insertion du cristal biréfringent de vanadate d'yttrium dans la cavité.	152
3.3	Séparation spatiale sur le SESAM.	153
3.4	Profil spatial des deux faisceaux en sortie du laser.	154
3.5	Analyse temporelle du double peigne.	155
3.6	Analyse spectrale du double peigne.	155
3.7	Résultats expérimentaux avec un milieu actif de 4 mm de Yb:YAG.	157
3.8	Réflexions sur les miroirs GTI.	158
3.9	Durée des impulsions à l'autocorrélateur après plusieurs réflexions sur les GTI.	159
3.10	Caractérisation du laser contenant le milieu actif de 6 mm.	159
3.11	Résultats expérimentaux avec un milieu actif de 6 mm de Yb:YAG.	160
3.12	Spectres optiques et durée des impulsions du double peigne.	161
3.13	Dispositif expérimental montrant la rotation mécanique du cristal YVO ₄ schématisée par la flèche bleue.	162
3.14	Accordabilité mécanique en utilisant un milieu actif de 2 mm (RBW = 1 kHz).	163
3.15	Accordabilité mécanique en utilisant un milieu actif de 6 mm (RBW = 300 Hz).	163
3.16	Illustration du cristal de tantalate de lithium LiTaO ₃ ainsi qu'une visuali- sation d'application du champ électrique.	165
3.17	Dispositif expérimental contenant le cristal électrooptique LiTaO ₃	174
3.18	Accordabilité en tension de la fréquence de répétition du peigne sur la polarisation verticale.	175
3.19	Accordabilité du peigne suivant la polarisation verticale par application d'une tension sur le cristal LiTaO ₃ entre 0 V et 700 V.	176
A.1	Oscillation d'un seul mode : Intensités théoriques à $\eta = 3$ pour des valeurs de $\varepsilon = 0,1$ et $\beta = 0,7$	190
A.2	Oscillation d'un seul mode : Intensités théoriques à $\eta = 3$ pour différentes valeurs de ε et β	191

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Fonctions de probabilité radiale pour différentes orbitales.	32
1.2	Temps de vie et sections efficaces d'absorption et d'émission des cristaux de Yb:YAG, Yb:CaF ₂ , Yb:Na:CNGG et Yb:Lu:YAG. Les valeurs correspondantes des intensités de saturation et du taux d'inversion de population maximale ont été calculées pour chaque cristal en utilisant les équations (1.3.9) et (1.3.13).	41
1.3	Longueur de Rayleigh et divergence du faisceau pour les quatre cristaux.	55
1.4	Différentes configurations utilisées pour chaque cristal ainsi que leurs systèmes de pompage.	68
1.5	Évaluation du coefficient d'anisotropie de pompage et du paramètre de saturation croisée dans les quatre cristaux.	92
2.1	Caractéristiques du SESAM.	126
2.2	Caractéristiques du SESAM utilisé dans le cas de Yb:Lu:YAG.	138
3.1	GDD des optiques intracavité.	158
3.2	Résultats des deux trains d'impulsions asynchrones pour un milieu actif de 6 mm ($\Delta f_{rep} = 43,5$ kHz).	161
3.3	Coefficients piézoélectriques du LiTaO ₃	169
3.4	Variations de longueur pour une tension de 1000 V appliquée.	170
3.5	Coefficients élasto-optiques du LiTaO ₃	172
E.1	Propriétés physiques et thermiques du LiTaO ₃	202
E.2	Propriétés physiques et thermiques du YVO ₄ [276].	203
E.3	Propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques du N-BK7 [277]	204
E.4	Propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques du substrat UVFS205	

INTRODUCTION

Les travaux théoriques d'Albert Einstein en 1917 sur l'émission stimulée ont entraîné un tournant décisif quelques décennies plus tard dans la science et la technologie [1]. Ces travaux fondamentaux ont conduit à l'invention du MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Le premier maser fut construit en 1954 grâce aux travaux menés simultanément, mais indépendamment, par les groupes de recherche de Townes à l'université de Columbia à New York [2], et par Basov [3] et Prokhorov [4] au Lebedev Institute de Moscou. Ce succès a permis par la suite la réalisation de l'amplification de la lumière par émission stimulée, ouvrant ainsi la voie à l'invention du LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). C'est le 16 mai 1960, que le chercheur américain Théodore Maiman réalisa le premier faisceau laser en utilisant un cristal de rubis comme milieu amplificateur au laboratoire de la Hughes Research Laboratory Aircraft Company en Californie [5]. Par la suite, d'autres types de lasers furent développés en utilisant d'autres matériaux tels que les gaz [6-11], les semi-conducteurs [12-19] et les lasers solides [20-25].

Dans le cas des lasers à solides, un axe de recherche actif s'est concentré en particulier sur l'exploration de nouvelles matrices dopées aux terres rares incluant notamment le néodyme, l'erbium et l'ytterbium [20, 26-35]. Ces milieux actifs présentent une efficacité de conversion énergétique élevée, une large bande d'absorption, une bonne conductivité thermique et une émission laser autour de $1\text{-}\mu\text{m}$. L'avènement des sources lasers de pompe émettant entre 900 nm et 980 nm a pleinement libéré le potentiel des lasers solides dopés ytterbium. Les matériaux dopés à l'ion ytterbium se déclinent en plusieurs formes, y compris les cristaux, les céramiques et les fibres. Dans cette thèse, nous nous concentrerons uniquement sur les matrices cristallines dopées Yb.

Dans le but de pouvoir interpréter les nombreuses observations expérimentales sur les lasers, plusieurs descriptions théoriques ont été formulées, parmi lesquelles celle de Lamb [36]. Cette description est fondée sur un modèle semi-classique décrivant l'interaction entre la lumière et les atomes des premiers lasers à gaz. Dans ce modèle, le champ électromagnétique obéit aux équations de Maxwell alors que les atomes suivent les lois de la mécanique quantique. De plus, le modèle de Lamb tient compte également du cou-

plage non-linéaire dans le milieu amplificateur. Par exemple, dans le cas des lasers à deux modes, une constante de couplage C est introduite. Dans le cas d'un couplage faible ($C < 1$), les deux modes peuvent osciller simultanément dans le laser alors que pour un couplage fort ($C > 1$), le laser devient bistable. Un autre modèle d'équations de populations "rate-equations" pour les lasers à solides a été développé par Statz et de Mars. Cependant, ces modèles ne décrivent pas la polarisation des états propres oscillant dans le laser. Par conséquent, diverses théories vectorielles ont été proposées par De Lang [37], Greenstein [38] et Le Floch [39, 40]. Ce modèle vectoriel utilise le formalisme de Jones [41] et permet par exemple de décrire l'évolution de la polarisation en tout point d'une cavité laser comportant de fortes anisotropies comme les lames quart d'onde. Le calcul des états propres de la cavité satisfait la condition de résonance du champ électromagnétique \vec{E} après un aller-retour dans la cavité, soit $M\vec{E} = \lambda\vec{E}$, où M représente le produit des matrices de Jones (2×2) des éléments optiques pris sur un aller-retour dans la cavité, et λ la valeur propre associée au vecteur propre \vec{E} [42-44]. Ce formalisme permet non seulement de pouvoir concevoir des lasers bi-fréquences [45-48] mais aussi d'expliquer plusieurs applications pratiques telles que la magnétométrie [49, 50], la détection des traces de méthane [51, 52] et les gyrolasers [53]. Ces travaux ont montré que le couplage dans le milieu actif a un effet de levier sur les anisotropies ; ainsi, un dichroïsme intracavité, même faible, peut conduire à l'extinction d'une polarisation au profit de l'autre, et ce d'autant plus que la constante de couplage est voisine de 1. Le principal atout des lasers bi-polarisations est leur capacité à générer des fréquences de battement (ou différence de fréquence) continûment accordables du Hz au THz que ce soit en régime continu [45, 47] ou en régime impulsionnel [42, 54-56]. Ce dernier régime se produit lorsque le laser émet des impulsions courtes et intenses, ce qui est fondamental pour la génération des peignes de fréquences.

L'émergence et la découverte des peignes de fréquences ainsi que leurs applications par John Hall et Theodor Hänsch ont conduit en 2005 au prix Nobel de physique pour leurs contributions au développement de la spectroscopie de précision [57-61]. Un peigne de fréquences est l'ensemble des fréquences d'un laser impulsionnel émettant une série de modes régulièrement espacés en fréquences et parfaitement cohérentes en phase. La fréquence de chaque mode obéit à la formule, $f_n = f_o + n f_{rep}$, où n est un nombre entier naturel, f_{rep} la cadence de répétition et f_o la fréquence de décalage globale entre l'enveloppe et la porteuse¹. La génération d'un peigne de fréquences peut être effectuée

1. *Carrier-envelope offset frequency*

en utilisant plusieurs techniques différentes. Une des approches les plus utilisées est le laser à verrouillage de modes en phase [62]. Les premières recherches à avoir utilisé les lasers à modes verrouillés comme peigne de fréquences ont porté sur le laser Ti:Sa [63]. Au cours des cinq dernières décennies, diverses techniques des lasers à verrouillage de modes ont été mises au point, aussi bien des méthodes actives [64-69] que passives [70-75]. Le verrouillage de modes actif est basé principalement sur trois méthodes qui utilisent soit la modulation d'amplitude, soit la modulation de fréquence ou soit la modulation périodique du gain des diodes lasers. Par exemple, un modulateur électro-optique ou un modulateur acousto-optique commandé par un signal électrique externe est utilisé pour introduire des pertes dans la cavité. Cette modulation d'amplitude force la synchronisation en phase des différents modes longitudinaux du laser permettant ainsi de générer des impulsions courtes. Le verrouillage de modes passif, quant à lui, ne nécessite pas d'un signal extérieur pour la synchronisation en phase des modes. Parmi les méthodes les plus répandues, nous pouvons citer l'utilisation de l'effet Kerr² non résonnant [76-79], ou encore l'utilisation d'un absorbant saturable [29, 80-83], un matériau dont l'absorption diminue au fur et à mesure que l'intensité du laser augmente. C'est cette approche basée sur le SESAM (Miroir Semi-conducteur à Absorbant Saturable) qui sera utilisée au cours de cette thèse.

Outre les méthodes actives et passives dans les cavités lasers que nous venons de citer, il existe d'autres techniques pour la génération des peignes de fréquences. Une approche consiste à utiliser des micro-résonateurs basés sur des cavités dont la longueur est généralement inférieure à 1 mm. La fabrication de ces micro-résonateurs se fait à partir des matériaux non-linéaires tels que l'alumine ou la silice. L'injection d'un laser à l'intérieur de ces micro-résonateurs, grâce au très fort confinement de la lumière engendre des effets non-linéaires tels que le FWM (mélange à quatre ondes), ce qui crée de nouvelles fréquences régulièrement espacées formant ainsi un peigne de fréquences [84-89]. Il est également possible d'utiliser des fibres optiques exploitant la génération de supercontinuum pour générer des peignes de fréquences [90]. L'utilisation d'un modulateur électro-optique ou acousto-optique basé sur les boucles à décalage de fréquences permet de générer aussi les peignes de fréquences [91-93]. Un autre dispositif exploitant les effets non linéaires dans une fibre optique tels que la diffusion brillouin permet de générer des peignes sur plusieurs dizaines de nanomètres [94]. La modulation de l'amplitude et la phase d'un laser continu basé sur un modulateur électro-optique est une autre possibilité [95]. Aussi, l'utilisation

2. A partir d'un laser pompé continûment, l'effet Kerr produit des changements spatiaux et temporels extrêmement rapides de l'indice de réfraction.

d'une pompe à double longueur d'onde permet de générer un peigne de fréquences toujours en utilisant les effets non linéaires, notamment la FWM [96, 97].

Si la génération d'un peigne de fréquences s'avère déjà très utile pour plusieurs applications, la génération d'un double peigne de fréquences offre de nouvelles possibilités [30, 98-131].

Les premiers travaux sur la génération d'un double peigne de fréquences remontent aux années 1970 pour des applications en spectroscopie pompe sonde picoseconde [132]. Dans ces travaux, deux trains d'impulsions picosecondes ayant des longueurs d'ondes accordables ont été obtenus à partir d'un laser à colorant³ à verrouillage de modes et d'un prisme intracavité. Par la suite, ces travaux ont été utilisés pour faire de l'échantillonnage temporel [133] avant d'être étendu aux lasers Titane:Saphir⁴ [134]. Dans ce cas, il a été constaté que le partage du même milieu à gain par les deux trains d'impulsions constitue un facteur limitant pour la stabilité de la cavité ainsi que pour l'accordabilité de leurs longueurs d'onde. L'une des meilleures solutions à avoir été proposée pour résoudre ce problème consiste à diviser le faisceau de pompe pour pomper les deux peignes de façon indépendante [135]. Au tournant des années 2000, John Hall et Theodor Hänsch ont montré qu'il était possible de stabiliser les fréquences optiques du peigne et le taux de répétition de façon absolue, ce qui a révolutionné la métrologie des fréquences. Cependant, dans le cas des doubles peignes, au moins quatre boucles de stabilisations sont utilisées pour stabiliser les paramètres f_o et f_{rep} des deux peignes ce qui alourdit la complexité de mise en oeuvre [136-138]. Une première solution beaucoup plus compacte implémentée sur une puce MIXSEL (Modelocked Integrated External-Cavity Surface Emitting Laser) a été mise au point en 2015 en se basant sur le duplexage de polarisation de deux trains d'impulsions générés à partir d'une seule cavité laser [139]. Cette technique repose sur l'utilisation d'un cristal biréfringent intracavité pour séparer les deux peignes dans le milieu actif et dans l'absorbant saturable favorisant ainsi une accordabilité de la différence des taux de répétitions (Δf_{rep}) des deux peignes [140]. Deux années après son invention, cette solution a permis de faire de la spectroscopie à double peigne dans la vapeur d'eau [141] et dans l'acétylène [142] sans aucune méthode de stabilisation extérieure. Depuis, dans l'étude d'un double peigne Yb:CaF₂, Willenberg [30] et al. ont montré expérimentalement que la différence de taux de répétition peut être accordée en faisant tourner un cristal biréfringent devant le SESAM. Dans ces travaux, le faisceau est à la fois séparé

3. Rhodamine 6G

4. KLM : Kerr Lens Modelocking (KLM).

dans le milieu à gain et sur le SESAM.

Par ailleurs, il est à noter que bien avant l'invention du système asynchrone compacte que nous avons mentionné ci-dessus, en 2012 deux peignes de fréquences ayant des polarisations orthogonales ont été générés dans un laser à solide Nd:YAG en présence d'anisotropie de phase et de perte dans la cavité [56]. Dans ces travaux, deux lames quart d'ondes sont introduites dans la cavité, ce qui permet aux deux peignes de parcourir des longueurs optiques légèrement différentes. Malgré cette différence de chemin optique, les deux peignes sont émis de manières synchrones par les deux états propres. De plus, les deux lames quart d'onde intracavité offrent une accordabilité continue de l'écart fréquentiel entre les deux peignes.

Au vu des différents centres d'intérêt que nous venons d'exposer sur les lasers à solide dopés Yb et sur la génération de double peigne de fréquences synchrones ou asynchrones dans une seule cavité laser, nous pouvons donc résumer la problématique de cette thèse à plusieurs questions :

Est-il possible de générer un double peigne de fréquences asynchrones sans séparation spatiale, ni dans le milieu actif, ni dans le SESAM ? Sinon, une seule séparation spatiale, soit dans le milieu à gain ou soit sur le SESAM devrait-elle suffire ? Dans le cas où il n'y aurait pas de séparation spatiale dans le milieu à gain, l'emploi d'une pompe polarisée pourrait-elle créer un dichroïsme de gain afin de pouvoir compenser d'éventuelles anisotropies et équilibrer les puissances relatives des deux états propres ? Si oui, quels sont les paramètres critiques permettant d'avoir une oscillation simultanée des deux états propres de polarisations ? Comment varient ces paramètres en fonction des différentes matrices hôtes ? Concernant l'accordabilité des deux peignes, est il possible d'implémenter une méthode contrôlée en tension plutôt qu'une méthode mécanique [48, 143] ?

Pour répondre à toutes ces questions, nous adopterons le plan suivant :

Dans le premier chapitre, nous ferons quelques rappels sur l'ion ytterbium avant d'aborder les différentes matrices cristallines dopés Yb sur lesquelles nous avons travaillé à savoir : Yb:YAG, Yb:Lu:YAG, Yb:Na:CNGG et Yb:CaF₂. Ensuite, nous présenterons les différents types de cavité utilisés ainsi que l'effet de la lentille thermique sur les zones de stabilité de la cavité. Enfin, nous étudierons l'influence de l'orientation de la polarisation de la pompe sur les états propres du laser en considérant individuellement chacun des quatre cristaux. A cet effet, les résultats expérimentaux seront confrontés à un modèle d'équations de populations à deux modes afin d'évaluer l'anisotropie de pompage pour chacun des cristaux.

Le deuxième chapitre concernera la génération d'un double peigne de fréquences dont les trains d'impulsions sont synchrones ainsi que la dynamique de polarisation d'un laser Yb:YAG à verrouillage de modes passif contenant deux lames quart d'ondes intracavité. Tout d'abord, nous commencerons par quelques rappels sur les lasers vectoriels et sur le SESAM. Ensuite, nous détaillerons méthodiquement les conditions de stabilité des lasers à verrouillage de modes ainsi que le design des cavités. L'analyse des états propres de polarisation par les matrices de Jones nous permettra de décrire la dynamique des lasers Yb que ce soit en régime continu ou impulsif. Une attention particulière sera accordée aux phénomènes d'accrochages des deux peignes. Les résultats expérimentaux seront ensuite étendus aux milieux actifs de Yb:LuYAG, Yb:Na:CNGG et Yb:CaF₂.

Le chapitre trois sera consacré à la génération d'un double peigne de fréquences bipolarisations asynchrones dans un laser Yb:YAG. L'utilisation d'un cristal biréfringent de vanadate d'yttrium (YVO₄) devant le SESAM nous permettra de pouvoir générer deux peignes de fréquences ayant des taux de répétition légèrement différents. Nous montrerons ensuite qu'il est possible de pouvoir accorder de façon mécanique la différence du taux de répétition du double peigne en faisant tourner le YVO₄ devant le SESAM. Nous explorerons par la suite une nouvelle approche complètement différente de l'accordabilité mécanique qui est l'accordabilité électro-optique basée sur l'application d'une tension sur un matériau ferroélectrique tel que le tantalate de lithium LiTaO₃ [48, 143]. La direction de la polarisation de la pompe nous serait encore de nouveau très utile pour pouvoir équilibrer les puissances relatives des deux peignes [144].

Pour conclure, nous résumerons les résultats obtenus et nous dégagerons quelques perspectives.

CONTRÔLE DE L'ÉMISSION BIPOLARISATION DES LASERS YB PAR L'ORIENTATION DE LA POLARISATION DE LA POMPE.

1.1 Introduction

Depuis leurs premières démonstrations il y a plus de trente ans [20, 145], les lasers ytterbium sont omniprésents dans la recherche scientifique et technologique. L'incorporation des ions trivalents ytterbium dans les matrices solides conduit à une efficacité quantique élevée, une longue durée de vie de fluorescence, de larges plages d'absorption et d'émission. Les lasers ytterbium sont largement utilisés pour la génération d'impulsions ultra-courtes [29], et il a été récemment démontré qu'ils produisaient de nouvelles sources multiplexées en polarisation pour la spectroscopie à double peigne [30, 31]. En effet, lorsque des cristaux isotropes tels que le YAG ou le CaF_2 sont utilisés, la génération de deux états propres polarisés orthogonalement avec des taux de répétition différents est possible. Dans ces exemples, cependant, l'oscillation simultanée des deux polarisations est obtenue en utilisant des séparateurs de faisceau dans la cavité, afin d'éviter les effets de saturation croisée dans le milieu actif ou dans l'absorbant saturable.

Les effets de saturation croisée de la polarisation ont été longtemps étudiés dans les lasers Nd:YAG et très peu dans les lasers ytterbium. En particulier, l'influence de l'orientation de la polarisation de la pompe a été observée expérimentalement [45, 146, 147] et décrite théoriquement [148]. À l'exception des cas particuliers où toutes les anisotropies sont rigoureusement compensées [149], les lasers Nd:YAG oscillent généralement sur deux modes linéaires ayant des polarisations orthogonales dont les directions sont définies par des anisotropies résiduelles ou volontairement insérées dans la cavité [46, 47, 56]. De nom-

breuses expériences ont montré que l'équilibre de puissance entre les deux états propres de polarisations peut être contrôlé par l'orientation de la polarisation de la pompe, à l'avantage du mode parallèle à la pompe [45, 146, 148, 150-156]. Le paramètre de saturation croisée joue un rôle important car l'anisotropie de gain induite par la pompe peut conduire à la suppression complète d'une polarisation au profit de l'autre. Des comportements et des analyses similaires apparaissent dans les lasers à fibre, où l'orientation de la pompe fournit également une anisotropie de gain efficace [157-160].

Ceci soulève donc la question du contrôle de l'oscillation simultanée de deux états propres de polarisations dans les lasers ytterbium. En effet, l'étude de l'anisotropie induite par la polarisation de la pompe et des effets de saturation croisée pourraient être mises à profit dans la conception des lasers ytterbium bifréquence pour la photonique hyperfréquence, ou des sources lasers à double peigne sans séparateurs de faisceau par exemple. Dans la seule étude rapportée sur les états propres de polarisations dans les lasers Yb:YAG, Dong et al. ont montré expérimentalement que dans une configuration de laser microchip isotrope, la polarisation du laser tend également à suivre celle de la pompe [161]. Dans cette étude, cependant, l'émission simultanée à double polarisation n'a pas été clairement mise en évidence.

Dans ce chapitre, nous allons montrer que la polarisation de la pompe fournit une anisotropie de gain efficace dans un laser Yb:YAG, en mettant l'accent sur le rôle du paramètre de saturation croisée avant d'étendre l'étude à différents cristaux dopés ytterbium, dont les propriétés diffèrent de celles du YAG. Nous comparerons les résultats expérimentaux obtenus avec différents type de cavité simple et compacte, avec un modèle d'équation de taux à deux modes. Le modèle est basé sur la littérature antérieure [158, 162-170], mais nous visons ici à calculer les solutions stationnaires dépendant de la pompe avec un nombre minimum de paramètres pertinents, à savoir le paramètre d'anisotropie induit par la pompe et le paramètre de saturation croisée.

1.2 L'ion ytterbium

L'ytterbium est un élément chimique de la famille des terres rares et plus précisément des lanthanides dont le numéro atomique est 70 et dont le symbole Yb appartient au groupe des métaux de transition. Présent faiblement dans la croûte terrestre, l'Yb a été découvert en 1878 par le chimiste suisse Jean Charles Galissard de Marignac¹ et isolé pour

1. https://fr.wikipedia.org/wiki/Jean_Charles_Galissard_de_Marignac

la première fois par Georges Urbain en 1907. L'ytterbium est un métal malléable, ductile et argenté qui est mou à température ambiante. Chimiquement, l'ytterbium réagit lentement avec l'oxygène et l'eau, mais il est plus réactif que la plupart des terres rares lui permettant d'exister dans divers états d'oxydation, allant de Yb^{2+} à Yb^{3+} . L'ion ytterbium Yb^{3+} est une forme chargée de l'ytterbium provenant de la perte de trois électrons par un atome d'ytterbium neutre. En raison de ses niveaux d'énergie électroniques particulièrement bien adaptés, ce cation rare a ouvert la voie à un large éventail d'applications dans divers domaines de la science allant des lasers à solides aux horloges atomiques. Les horloges atomiques basées sur l'ion ytterbium sont parmi les plus précises au monde. Par exemple, en exploitant les transitions hyperfines dans les atomes d'ytterbium refroidis par laser, ces horloges offrent une stabilité temporelle exceptionnelle, ce qui les rend indispensables pour la navigation, les télécommunications et les expériences de physique fondamentale. L'ytterbium est également un choix populaire pour les expériences en physique quantique, notamment dans l'étude des gaz quantiques ultrafroids et des simulateurs quantiques.

Selon la matrice cristalline dans laquelle l'ion Yb^{3+} est introduite, son spectre d'émission pourrait s'élargir jusqu'à 60 nm (FWHM [28]) permettant ainsi de réaliser des sources laser Yb ultracourtes. Les états énergétiques de l'ion ytterbium satisfont à l'équation de Schrödinger $H\Psi = E\Psi$. La résolution de cette équation est possible en faisant l'approximation du champ central dans laquelle les électrons périphériques (électrons $4f$ pour les terres rares) se déplacent indépendamment les uns des autres dans le champ central créé par le noyau et les électrons situés sur les couches internes complètes.

1.2.1 Configuration électronique de l'ion Yb^{3+}

La configuration électronique de l'ion Yb^{3+} est obtenue en enlevant trois électrons de la configuration électronique de l'atome neutre Yb. Les 70 électrons de l'atome neutre d'ytterbium (Yb) s'écrit :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{14} 5d^0 6s^2 \quad (1.2.1)$$

Pour l'ion Yb^{3+} , on enlève trois électrons du niveau d'énergie le plus élevé, qui est le $4f$. Ainsi, la configuration électronique de l'ion Yb^{3+} contenant les 67 électrons est distribuée dans l'ensemble des couches électroniques de la façon suivante :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{13} = [\text{Xe}]4f^{13} \quad (1.2.2)$$

La couche $4f$ étant incomplète, il lui manque un électron. Les propriétés de ce unique électron célibataire dans la configuration $4f$ sont responsable des propriétés optiques de l'ion Yb^{3+} . L'extension spatiale de la couche $4f$ est plus petite que les cinq couches $5d$, $5s$, $5p$ et $6s$ comme le montre la simulation de la figure 1.1 dans laquelle nous représentons la probabilité de présence radiale des électrons en fonction de leur distance au noyau pour chacune des orbitales. Les différentes fonctions de probabilité correspondantes à chacune des orbitales sont regroupées dans le tableau 1.1.

Orbitales	$4f$	$5d$	$5s$	$5p$	$6s$
Probabilité	$\exp(-r)r^2$	$\frac{\exp(-r)r^2}{(1+r)^2}$	$\frac{\exp(-r/2)r^2}{(1+r)^2}$	$\frac{\exp(-r/2)r^3}{(1+r)^2}$	$\frac{\exp(-r/3)r^3}{(1+r)^3}$

TABLE 1.1 – Fonctions de probabilité radiale pour différentes orbitales.

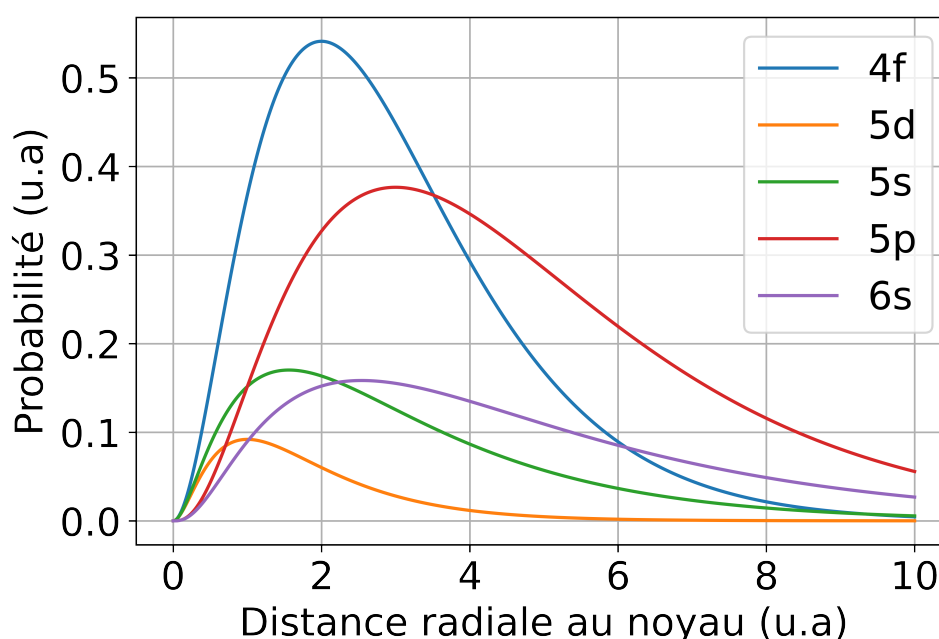


FIGURE 1.1 – Probabilité de présence radiale des électrons pour différentes orbitales [171].

1.2.2 L'ion Yb^{3+} dans une matrice d'accueil

La question que l'on pourrait se poser maintenant est la suivante : que se passe-t-il lorsque l'ion Yb^{3+} arrive dans sa matrice d'accueil ? Généralement pour obtenir un solide

dopé à l'ytterbium, on choisit un cristal qui comporte un ou plusieurs cations dont la taille est voisine de l'ion ytterbium. Les ions facilement substituables sont [26] : Lu^{3+} , Y^{3+} , Gd^{3+} , Sc^{3+} , La^{3+} , Tl^{3+} , Bi^{3+} , Cd^{2+} , Ca^{2+} , Sr^{2+} , Th^{4+} . Ainsi l'ion ytterbium ne pourra pas être inséré dans n'importe quel cristal.

Expression de l'hamiltonien de l'ion Yb^{3+}

L'hamiltonien de l'ion Yb^{3+} se décompose en trois contributions : une première contribution provenant des interactions inhérentes de l'ion libre, une deuxième contribution provenant des interactions avec le champ cristallin et une troisième contribution composée des interactions Zeeman. Il se met donc sous la forme :

$$H = \underbrace{H_{NE} + H_{EE} + H_{SO}}_{\text{Ion libre}} + \underbrace{H_{CC}}_{\text{Champ Cristallin}} + \underbrace{H_Z}_{\text{Zeeman}} \quad (1.2.3)$$

où H_{NE} est le terme comprenant les interactions coulombiennes entre le noyau et les électrons, H_{EE} l'interaction coulombienne entre les électrons, H_{SO} le couplage spin-orbite, H_{CC} l'effet du champ cristallin et H_Z l'hamiltonien Zeeman. En considérant que l'ion Yb^{3+} possède une charge Z et contient N électrons, on peut réécrire H sous la forme :

$$H = \underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i}_{H_{NE}} - \sum_{i=1}^N \frac{Ze^2}{r_i} + \underbrace{\sum_{i>j}^N \frac{e^2}{r_{ij}}}_{H_{EE}} + H_{SO} + H_{CC} + H_Z \quad (1.2.4)$$

Les indices i et j désignent les électrons, r_i la distance d'un électron au noyau et r_{ij} les distances inter-électroniques. Les deux termes de H_{NE} représentent la somme des énergies cinétiques et potentielles des électrons donnant ainsi lieu à la définition du concept d'orbitale électronique. Les trois derniers termes ont pour expression :

$$H_{SO} = \frac{\hbar^2}{2m^2c^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{r_i} \frac{dU(r_i)}{dr_i} \vec{S}_i \cdot \vec{L}_i \quad (1.2.5)$$

où $U(r_i)$ désigne l'énergie potentielle électrique de l'électron en r_i . H_{SO} est responsable de l'éclatement des niveaux. A cause de l'interaction spin-orbite, chaque niveau énergétique est éclaté en différents multiplets définis par le terme spectroscopique $^{2S+1}L_J$ où S est le moment angulaire de spin, L le moment angulaire orbital et $J = L + S$ le moment cinétique total. L'ion ytterbium se trouve alors dans un terme noté 2F ($L = 3$ et $S = 1/2$).

Le terme spectroscopique du niveau fondamental de l'ion ytterbium est noté ${}^2F_{7/2}$ et le niveau excité ${}^2F_{5/2}$ (voir Figure 1.2).

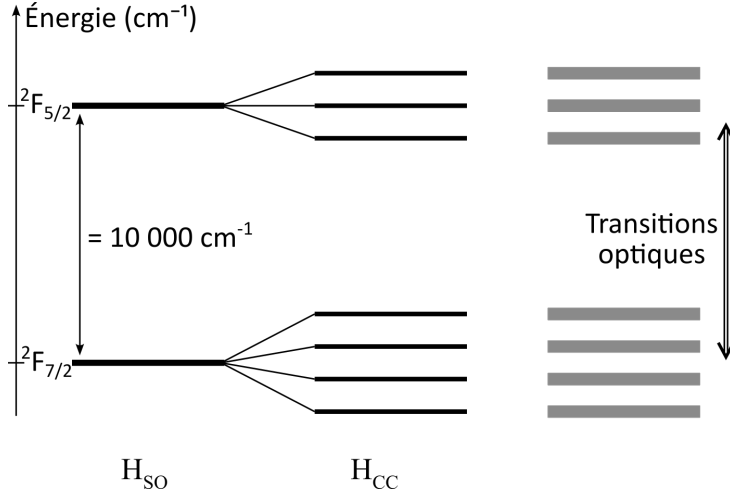


FIGURE 1.2 – Représentation de l'ion Yb isolé (gauche), de la levée de dégénérescence par le champ cristallin à très basse température 0 K (centre) et de l'élargissement des sous-niveaux d'énergie à une température ambiante (droite).

L'hamiltonien du champ cristallin H_{CC} intervient lorsque l'ion Yb^{3+} est inséré dans une matrice hôte. Ces deux niveaux d'énergie séparés d'environ 10000 cm^{-1} se subdivisent en plusieurs sous-niveaux sous l'influence du champ cristallin quand il est inséré dans une matrice hôte. En réalité, la matrice cristalline crée autour de l'ion Yb^{3+} un potentiel électrostatique qui a pour effet de séparer par effet Stark [172] les niveaux dégénérés. H_{CC} a pour expression

$$H_{\text{CC}} = -e \sum_i V(\vec{r}_i) = - \sum \int \frac{e\rho(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} d^3r \quad (1.2.6)$$

où $V(\vec{r}_i)$ est le potentiel électrostatique produit par les ions voisins de la matrice à une distance \vec{r}_i et $\rho(\vec{r})$ la densité de charge au point \vec{r} . Puisque la structure cristalline de l'ion Yb^{3+} se voit déformée par les autres ions qui l'entourent, le niveau fondamental ${}^2F_{7/2}$ est éclaté en 4 sous-niveaux de champ cristallin et le niveau excité ${}^2F_{5/2}$ en 3 sous-niveaux (voir Figure 1.2).

Le dernier terme H_Z est non nul uniquement en présence d'un champ magnétique \vec{B}

et se met sous la forme :

$$H_Z = \mu_B (\vec{L} + g_S \vec{S}) \cdot \vec{B} \quad (1.2.7)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, g_S le facteur gyromagnétique de spin, ou facteur de Landé de l'électron. Nous verrons plus loin dans les résultats expérimentaux et de manière globale que le temps de vie, les sections efficaces et la largeur du spectre d'émission font partis des grandeurs qui dépendent énormément de la structure de la matrice hôte de l'ion Yb^{3+} [20]. La question que l'on pourrait se poser maintenant est la suivante : pourquoi certains cristaux dopés ytterbium ont des spectres larges et d'autres non ? Nous rappellerons que dans les lasers dopés à partir d'ions terres rares qu'un spectre large est incompatible avec des bonnes propriétés thermomécaniques. Un fort désordre cristallin est préférable pour l'obtention des spectres larges, cependant pour obtenir une matrice avec une conductivité élevée, on souhaitera un cristal bien ordonné. Plus la matrice cristalline est désordonnée, plus la propagation des phonons dans le cristal est moins fluide engendrant ainsi des problèmes thermiques à cause d'une faible conduction de la chaleur.

1.2.3 Origine de l'élargissement de la raie des matériaux dopés Yb

Nous allons essayer de comprendre l'élargissement du spectre selon les différentes matrices considérées comme cela a été observée dans nos expériences. Deux phénomènes sont responsables de cet élargissement. Il s'agit de l'interaction électron-phonon et du désordre des sites. Le premier phénomène est responsable de l'élargissement des raies associées aux sous-niveaux Stark. Plus le couplage électron/phonon est fort et plus le champ cristallin auquel est exposé l'ion ytterbium dans la matrice est intense conduisant ainsi à un élargissement des raies. Le deuxième phénomène qui est le désordre des sites est la contribution principale de l'élargissement permettant ainsi d'expliquer les spectres exceptionnellement larges obtenus avec Yb:Na:CNGG ou Yb:CaF_2 . A l'intérieur de nombreux cristaux dopés, l'ion ytterbium a la liberté de choisir entre plusieurs sites d'accueil lors de sa substitution par les ions de la matrice hôte. Par exemple, lorsque l'ion ytterbium vient substituer une terre rare ionisée, il peut occuper les différents sites occupés par cette dernière dans la structure mais il peut venir aussi prendre la place d'un autre ion présent dans la matrice. Ces ions n'ayant pas forcément la même coordinence (i.e le même nombre de plus proche voisins) et aussi pas la même charge, l'ytterbium ne pourra pas s'installer sans que tous

les ions autour de lui ne se redispotent en conséquence afin d'assurer la compensation de charge locale. A cet aspect multi-site s'ajoute l'effet de désordre apporté par la présence de lacunes et d'impuretés dont le champ cristallin voisin diffère, entraînant une modification des niveaux d'énergie. La résultante de toutes ces contributions engendre un spectre large.

1.2.4 Répartition énergétique des niveaux et peuplement thermique

Inséré dans une matrice cristalline, les sous niveaux Stark d'un même multiplet $^2F_{7/2}$ ou $^2F_{5/2}$ sont séparés de quelques centaines de cm^{-1} , ce qui est du même ordre de grandeur que $k_B T \approx 200 \text{ cm}^{-1}$ à 300 K et obéissant à la statistique de Boltzmann. La population N_a d'un sous niveau a du multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ peut s'écrire sous la forme $N_a = p_a N_1$ où N_1 est la densité d'ions totale du multiplet $^2F_{7/2}$ et celui d'un sous niveau b du multiplet excité $^2F_{5/2}$, $N_b = p_b N_2$ où N_2 est la densité d'ions totale du multiplet $^2F_{5/2}$. p_a et p_b ont pour expression :

$$p_a = g_a \frac{\exp(-E_{na}/k_B T)}{\sum_{i \in ^2F_{7/2}} g_i \exp(-E_{ni}/k_B T)} \quad ; \quad p_b = g_b \frac{\exp(-E_{nb}/k_B T)}{\sum_{j \in ^2F_{5/2}} g_j \exp(-E_{nj}/k_B T)}$$

où E_{ni}, E_{nj} sont les énergies des sous niveaux des multiplets fondamentaux et excités ; g_i, g_j les facteurs de dégénérescence ($g_i = g_j = 2$). La distribution de la population à l'intérieur de chaque sous-niveau se fait avec un temps caractéristique inférieur à 10 ps [20].

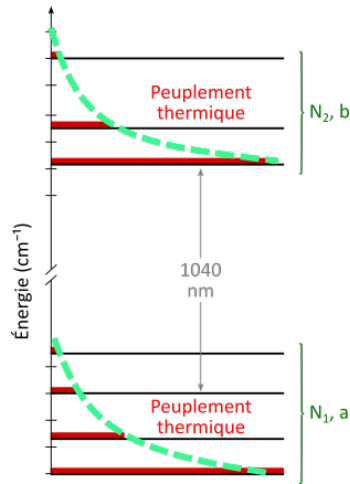


FIGURE 1.3 – Répartition des niveaux d'énergie et des densités d'ions de chaque sous-niveau.

1.3 Laser quasi-3-niveaux

L'utilisation de l'ytterbium comme dopant dans une matrice cristalline est responsable du phénomène de réabsorption sur le fonctionnement du laser. L'émission laser se situant dans le multiplet fondamental qui lui même est thermiquement peuplé entraîne ainsi un recouvrement des spectres d'absorption et d'émission traduisant une réabsorption de l'émission laser engendrant un processus de fonctionnement quasi-trois-niveaux [173]. Heureusement le laser de pompe que nous utiliserons au cours des expériences, que ce soit le $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (TiSa) ou la diode de pompe disposent de puissance de pompage suffisamment grande (de 0 jusqu'à 5 W) ce qui fait de la réabsorption dans les lasers quasi-trois-niveaux un problème relativement faible. Par ailleurs, la dynamique de ce type de laser sera dépendant de la température car la densité d'ions dans le multiplet fondamental $^2F_{7/2}$ comme dans le multiplet excité $^2F_{5/2}$ de la transition est régie par la statistique de Boltzmann comme nous l'avons vu précédemment. Comme nous le verrons plus loin dans nos résultats expérimentaux, en fonction de l'épaisseur des cristaux, la réabsorption sera plus importante pour un cristal épais que pour un cristal fin.

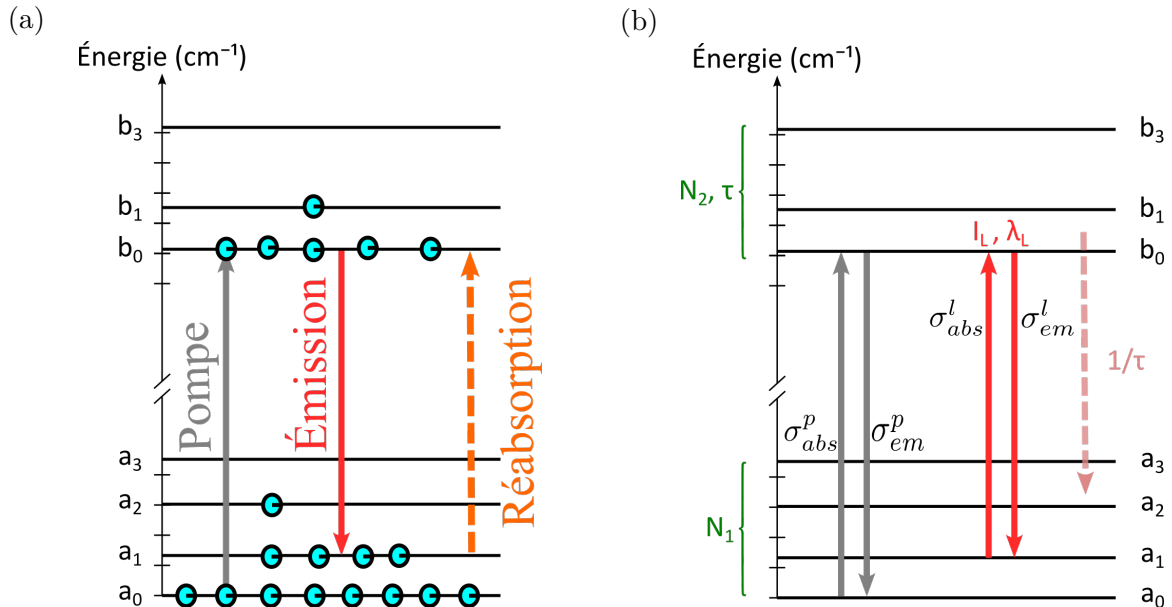


FIGURE 1.4 – Fonctionnement d'un laser quasi-3-niveaux : (a) Illustration de la réabsorption dans l'ytterbium, (b) Niveaux d'énergie d'un laser quasi-3-niveaux.

Taux d'inversion de population

Nous allons maintenant présenter dans cette section les équations générales pilotant l'évolution de populations des niveaux de l'ytterbium. La variation de population dans une fraction de volume pendant un effet laser entre le niveau fondamental $^2F_{7/2}$ et le niveau excité $^2F_{5/2}$ s'écrit :

$$-\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau} + \sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l N_2 + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p N_2 - \sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l N_1 - \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p N_1 \quad (1.3.1)$$

où σ_{em}^l est la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde laser λ_l , σ_{em}^p la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe λ_p , σ_{abs}^p la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe, σ_{abs}^l la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser, I_p l'intensité de pompe et I_l l'intensité du laser. En régime stationnaire, nous avons $\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0$, soit :

$$\frac{N_2}{\tau} + \sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l N_2 + \frac{\lambda_p}{hc} \sigma_{em}^p I_p N_2 - \frac{\lambda_l}{hc} \sigma_{abs}^l I_l N_1 - \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p N_1 = 0 \quad (1.3.2)$$

$$\frac{N_2}{\tau} + \left(\sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) N_2 - \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) N_1 = 0 \quad (1.3.3)$$

$$\frac{N_2}{\tau} + \left(\sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) N_2 - \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) (N - N_2) = 0 \quad (1.3.4)$$

$$N_2 \left[\left(\sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + \frac{1}{\tau} \right] = \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) N \quad (1.3.5)$$

en posant $f_{inv} = \frac{N_2}{N}$ la fraction d'ions excités,

$$f_{inv} = \frac{\left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right)}{\left[\left(\sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + \frac{1}{\tau} \right]} \quad (1.3.6)$$

En multipliant le numérateur et le dénominateur par τ et en regroupant les facteurs communs de l'intensité de pompe I_p et de l'intensité laser I_l , nous pouvons réécrire f_{inv} sous la forme suivante :

$$f_{inv} = \frac{\tau \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right)}{\left[\tau \left(\sigma_{em}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{em}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + \tau \left(\sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p \right) + 1 \right]} \quad (1.3.7)$$

$$f_{inv} = \frac{\tau \sigma_{abs}^l \frac{\lambda_l}{hc} I_l + \tau \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p}{\left[\tau (\sigma_{em}^p + \sigma_{abs}^p) \frac{\lambda_p}{hc} I_p + \tau (\sigma_{abs}^l + \sigma_{em}^l) \frac{\lambda_l}{hc} I_l + 1 \right]} \quad (1.3.8)$$

Nous allons à présent introduire deux grandeurs utiles pour la suite et pour nos simulations qui sont : l'intensité de saturation de l'onde de pompe I_{psat} et l'intensité de saturation de l'onde laser I_{lsat} où

$$I_{psat} = \frac{hc}{\lambda_p \tau (\sigma_{em}^p + \sigma_{abs}^p)} \quad (1.3.9)$$

$$I_{lsat} = \frac{hc}{\lambda_l \tau (\sigma_{abs}^l + \sigma_{em}^l)} \quad (1.3.10)$$

En remplaçant les expressions de (1.3.9) et (1.3.10) dans (1.3.8), f_{inv} reprend la forme

$$f_{inv} = \frac{\tau \sigma_{abs}^l \left(\frac{\lambda_l}{hc} I_l \right) + \tau \sigma_{abs}^p \left(\frac{\lambda_p}{hc} I_p \right)}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}} + \frac{I_l}{I_{lsat}}} \quad (1.3.11)$$

Nous pouvons remarquer que f_{inv} dépend de la longueur d'onde de pompe utilisée par le biais des sections efficaces. L'inversion de population va donc évoluer différemment selon que l'on pompe le cristal dopé ytterbium sur sa *zero-line* [174] ou à une longueur d'onde inférieure ou supérieure. Pour comprendre cette différence de comportement, nous allons supposer que le profil de l'intensité de pompe ne diverge pas. Dans un régime de pompage

sans effet laser ($I_l = 0$), nous aurons :

$$f_{inv} = \frac{\tau \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} I_p}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}}} \quad \text{avec} \quad I_p = \frac{P_p}{\pi w_p^2} \quad (1.3.12)$$

Pour que les résultats dérivés plus haut soient plus démonstratifs pour nos expériences, nous allons tracer pour différentes puissances de pompage la valeur de f_{inv} pour un waist de pompe w_p de $17 \mu\text{m}$. La simulation est faite pour les quatre cristaux que nous avons utilisé au cours de la thèse à savoir Yb:YAG, Yb:CaF₂, Yb:Na:CNGG et Yb:Lu:YAG.

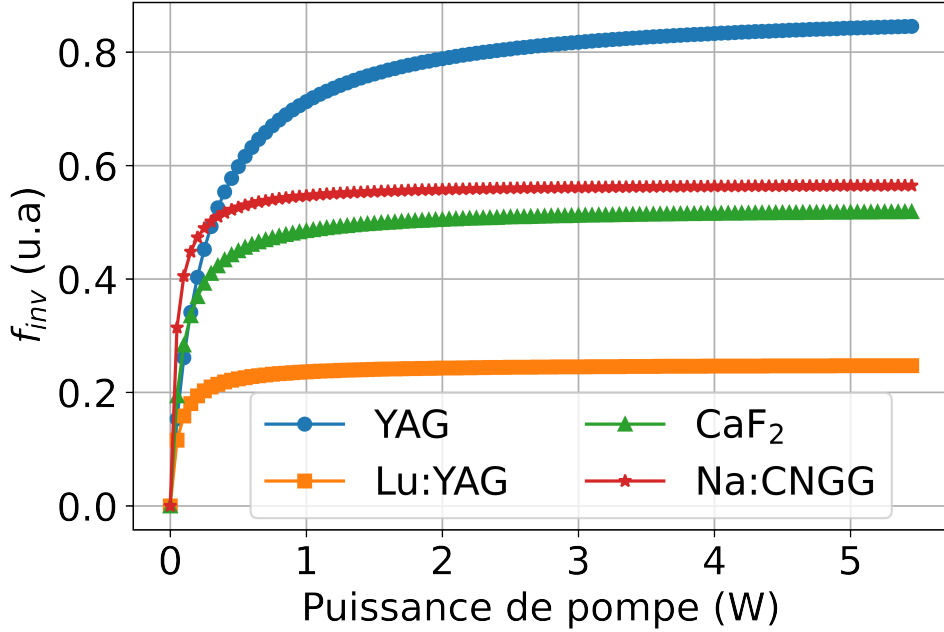


FIGURE 1.5 – Fraction d'inversion de population en fonction de la puissance de pompe pour les quatre cristaux dopés Yb avec $w_p = 17 \mu\text{m}$ et les paramètres donnés dans la table 1.2.

L'évolution de l'inversion de population est donc différente suivant les cristaux considérés. Plus l'intensité de saturation de la pompe I_{psat} est faible et plus le taux d'inversion f_{inv} augmente vite avec la puissance de pompe. Les valeurs utilisées pour les simulations sont regroupées dans le tableau suivant.

Cristal	Yb:YAG	Yb:CaF ₂	Yb:Na:CNGG	Yb:Lu:YAG
Yb dopage (at.%)	5	3	11,9	16,6
Orientation	<111>-cut	<111>-cut	<111>-cut	<111>-cut
Épaisseur (mm)	2	4	3	2
Longueur d'onde (nm)	940	978	972	940
Temps de vie τ (ms)	0,95	2,1	0,79	0,83 [175]
σ_{abs}^p (10^{-20} cm ²)	0,75	0,54	3,3 [176]	1
σ_{em}^p (10^{-20} cm ²)	0,1	0,485	2,5 [176]	3
I_{psat} (kW.cm ⁻²)	26,17	9,43	4,45	6,36
f_{inv}^{max}	0,88	0,52	0,56	0,25

TABLE 1.2 – Temps de vie et sections efficaces d'absorption et d'émission des cristaux de Yb:YAG, Yb:CaF₂, Yb:Na:CNGG et Yb:Lu:YAG. Les valeurs correspondantes des intensités de saturation et du taux d'inversion de population maximale ont été calculées pour chaque cristal en utilisant les équations (1.3.9) et (1.3.13).

La valeur limite f_{inv}^{max} atteinte par le taux d'inversion de population pour des puissances de pompe tendant vers l'infini, ou lorsque P_p est très grande devant la puissance de saturation de la pompe est :

$$f_{inv} = \frac{\tau \sigma_{abs}^p \frac{\lambda_p}{hc} \left(\frac{P_p}{\pi w_p^2} \right)}{1 + \frac{\left(\frac{P_p}{\pi w_p^2} \right)}{I_{psat}}} = \frac{\lambda_p}{hc} \left(\frac{\tau \sigma_{abs}^p P_p I_{psat}}{P_p + \pi w_p^2 I_{psat}} \right) \quad (1.3.13)$$

$$\lim_{P_p \gg P_{psat}} f_{inv} = \frac{\lambda_p}{hc} \tau \sigma_{abs}^p I_{psat} = \frac{\lambda_p}{hc} \tau \sigma_{abs}^p \frac{hc}{\lambda_p \tau (\sigma_{em}^p + \sigma_{abs}^p)} = \frac{\sigma_{abs}^p}{(\sigma_{em}^p + \sigma_{abs}^p)} = f_{inv}^{max}.$$

Le taux d'inversion de population maximale est strictement inférieur à 1 et dépend uniquement de la section efficace d'absorption et d'émission stimulée à la longueur d'onde de pompe. De plus, on note des différences importantes entre les quatre cristaux, passant de 0,25 pour le Yb:Lu:YAG à 0,88 pour le Yb:YAG.

1.3.1 Équation d'évolution de l'intensité de pompe

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

$$\frac{dI_p(r, z)}{dz} = -a_p(r, z) \cdot I_p(r, z) \quad (1.3.14)$$

où $a_p(r, z)$ est le coefficient d'absorption linéique de l'intensité de pompe qui est une grandeur qui varie dans l'espace. a_p étant dépendant aussi des intensités de pompe et du laser I_p et I_l , $a_p(I_p, I_l)$ se définit par :

$$a_p(I_p, I_l) = \sigma_{abs}^p N_1 - \sigma_{em}^p N_2 \quad (1.3.15)$$

$$= \sigma_{abs}^p (N - N_2) - \sigma_{em}^p N_2 \quad (1.3.16)$$

$$= \sigma_{abs}^p N - (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) N_2 \quad (1.3.17)$$

or $f_{inv} = \frac{N_2}{N}$, ainsi $N_2 = f_{inv} N$; soit

$$a_p(I_p, I_l) = N [\sigma_{abs}^p - f_{inv} (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p)] \quad (1.3.18)$$

$$a_p(I_p, I_l) = -f_{inv} N (\sigma_{abs}^p + \sigma_{em}^p) + N \sigma_{abs}^p \quad (1.3.19)$$

L'équation (1.3.19) montre que le coefficient d'absorption $a_p(I_p, I_l)$ est une fonction affine décroissante du taux d'inversion de population f_{inv} . Cette expression lie donc l'absorption au taux d'inversion et montre que plus f_{inv} est grand et plus l'absorption est faible. En effet, en injectant (1.3.11) dans (1.3.19), nous constatons que pour une intensité laser nulle (en dessous du seuil d'oscillation), l'absorption diminue avec l'augmentation de l'intensité de pompe (phénomène de saturation). En revanche, la désexcitation stimulée (lors de l'effet laser) augmente la population du niveau fondamental et fait de nouveau augmenter le coefficient d'absorption (désaturation de l'absorption par effet laser). Sachant que dans un laser à trois niveaux il est nécessaire d'avoir une grande inversion de population pour atteindre la transparence du milieu (niveau bas très peu peuplé pour limiter la réabsorption à la longueur d'onde laser), il est donc primordial de tenir compte de ce phénomène dans les expériences (adaptation des modes de pompe et de cavité).

1.3.2 Gain linéique et évolution de l'intensité laser

L'évolution spatiale de l'intensité laser est définie par

$$\frac{dI_l(r, z)}{dz} = g_l(r, z) \cdot I_l(r, z) \quad (1.3.20)$$

où $g_l(r, z)$ est le gain linéique qui s'écrit sous la forme :

$$g_l = \sigma_{em}^l N_2 - \sigma_{abs}^l N_1 \quad (1.3.21)$$

$$= \sigma_{em}^l N_2 - \sigma_{abs}^l (N - N_2) \quad (1.3.22)$$

$$= (\sigma_{em}^l + \sigma_{abs}^l) N_2 - \sigma_{abs}^l N \quad (1.3.23)$$

or $N_2 = f_{inv} N$;

$$g_l = (\sigma_{em}^l + \sigma_{abs}^l) f_{inv} N - \sigma_{abs}^l N \quad (1.3.24)$$

$$g_l = N [f_{inv} (\sigma_{em}^l + \sigma_{abs}^l) - \sigma_{abs}^l] \quad (1.3.25)$$

On voit alors que le gain linéique est une fonction affine croissante de f_{inv} . Cette expression montre qu'il est intéressant d'utiliser un matériau dont le taux d'inversion f_{inv} augmente avec l'intensité de pompe. Cela permet d'obtenir du gain pour des faibles valeurs de l'intensité de pompe. En combinant (1.3.25) et (1.3.11), nous obtenons

$$g_l = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_p}{I_{p\min}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}} + \frac{I_l}{I_{lsat}}} \quad (1.3.26)$$

avec $\alpha_L^{NS} = N \sigma_{abs}^l$ le coefficient d'absorption non saturé à la longueur d'onde laser et $I_{p\min}$ l'intensité de seuil sans pertes définie par

$$I_{p\min} = \frac{hc \cdot \sigma_{abs}^l}{\lambda_p \cdot \tau \cdot (\sigma_{em}^l \cdot \sigma_{abs}^p - \sigma_{abs}^l \cdot \sigma_{em}^p)} \quad (1.3.27)$$

Plus la section efficace d'absorption à la longueur d'onde laser est grande et plus l'intensité de pompe minimale sera importante. Sans effet laser le gain linéique « petit signal » g_{l0}

s'écrit :

$$g_{l0} = \frac{\alpha_L^{NS} \cdot \left(\frac{I_p}{I_{p\min}} - 1 \right)}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}}} \quad (1.3.28)$$

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

1.4 Les milieux actifs étudiés

Les cristaux dopés à l'ytterbium nous ont été fournis par le laboratoire CIMAP de CAEN et celui de Yb:YAG dans le commerce². Nous allons présenter dans cette partie les matrices cristallines dopées Yb utilisées à savoir le YAG, le LuAG, le Na:CNGG et le CaF₂. Nous commencerons d'abord par le YAG, car c'est une matrice largement utilisée dans de nombreuses applications lasers en raison de ses excellentes propriétés thermiques et optiques. Il servira donc de point de référence pour la comparaison avec les trois autres matrices. Le LuAG sera introduit en deuxième position, car il partage une structure cristalline similaire avec le YAG mais avec des différences dans les propriétés optiques dues à la substitution des ions yttrium par les ions lutécium. En troisième lieu, nous introduirons le Na:CNGG, une matrice qui intègre plusieurs éléments chimiques dans sa composition. Enfin, nous terminerons par le CaF₂, une matrice qui diffère considérablement des précédents en termes de structure cristalline et de composition chimique. Nous discuterons toutefois du dopage de chacune de ces matrices par les ions ytterbium Yb³⁺.

1.4.1 Yttrium Aluminium Garnet dopé à l'ytterbium - Yb:YAG

L'Yttrium Aluminium Garnet (YAG) est largement le matériau hôte solide le plus utilisé pour les lasers de puissance moyenne élevée en raison de sa faible dilatation ther-

2. De la marque Electro-Optics, 203305, S009294

mique, une forte transparence optique dans la gamme spectrale allant de l'ultraviolet au proche infrarouge, sa dureté, sa stabilité face aux changements chimiques et mécaniques, et son seuil de dommage relativement élevé. Les grenats ont une formule $C_3A_2D_3O_{12}$ où les ions C sont situés sur les sites dodécaédriques, les ions A sur les sites octaédriques et les ions D sur des sites tétraédriques. Les atomes d'oxygène (en rouge sur la figure 1.6) sont situés dans des positions aléatoires. En général les grenats cristallisent dans le groupe spatial $Ia\bar{3}d$ qui est un groupe spatial symétrique dans les systèmes cubiques ou isométriques. La formule chimique dans le cas du YAG est $Y_3Al_2^{VI}Al_3^{IV}O_{12}$. En réalité, il existe quatre distances interatomiques importantes dans la maille cristalline du YAG (voir figure 1.6 (b)). On distingue les distances les plus courtes et les plus longues entre les ions cations et oxygène du site dodécaédrique (d_{80} et d_8 respectivement), d_6 pour les sites octaédriques et d_4 pour les sites tétraédriques. En raison de la différence de rayon entre des ions dopants et des ions hôtes, les ions dopants pourraient introduire des distorsions dans la structure cristalline du YAG.

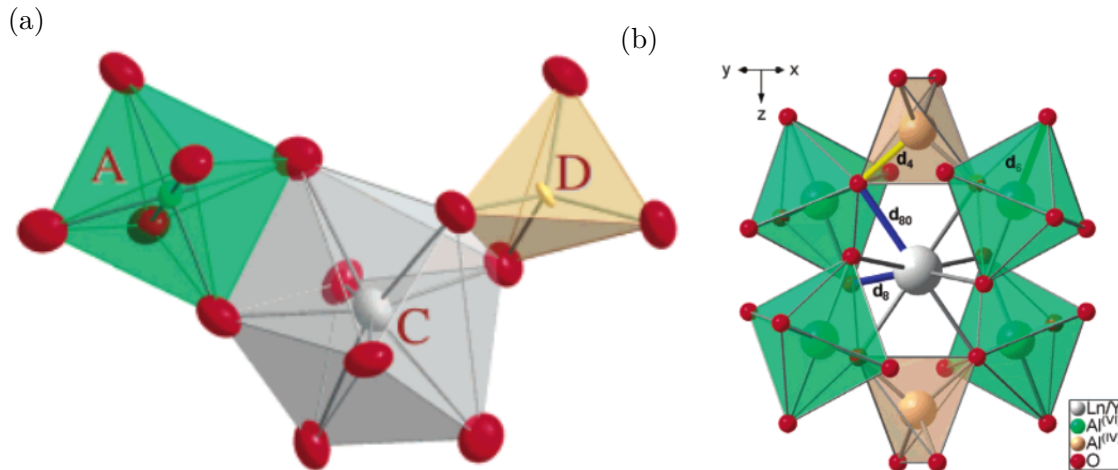


FIGURE 1.6 – Polyèdres et visualisation du grenat : (a) Polyèdres A, D et C dans la structure du grenat et (b) Principales distances interatomiques [177].

Toutefois, toutes les distances interatomiques ne varient pas de la même façon en fonction du taux de concentration des ions dopants. La température n'a d'impact que sur la distance d_8 . Les deux autres distances d_6 et d_4 ne changent que lorsque les sites octaédriques et/ou tétraédriques sont dopés. Maintenant, lorsque le YAG est dopé avec de l'ytterbium, les ions Yb^{3+} viennent remplacer les ions yttrium Y^{3+} dans la structure cristalline du YAG, ce qui engendre une absorption autour de 940 nm et une large bande d'émission entre 1020 nm et 1100 nm avec des transitions électroniques se faisant entre

les niveaux ${}^2F_{7/2}$ et ${}^2F_{5/2}$ (voir figure 1.7). Par ailleurs, la matrice cristalline de Yb:YAG est jusqu'à présent le cristal dopé ytterbium le plus répandu et le premier cristal dopé ytterbium à avoir été utilisé en pompage par diode laser au début des années 1990 [145].

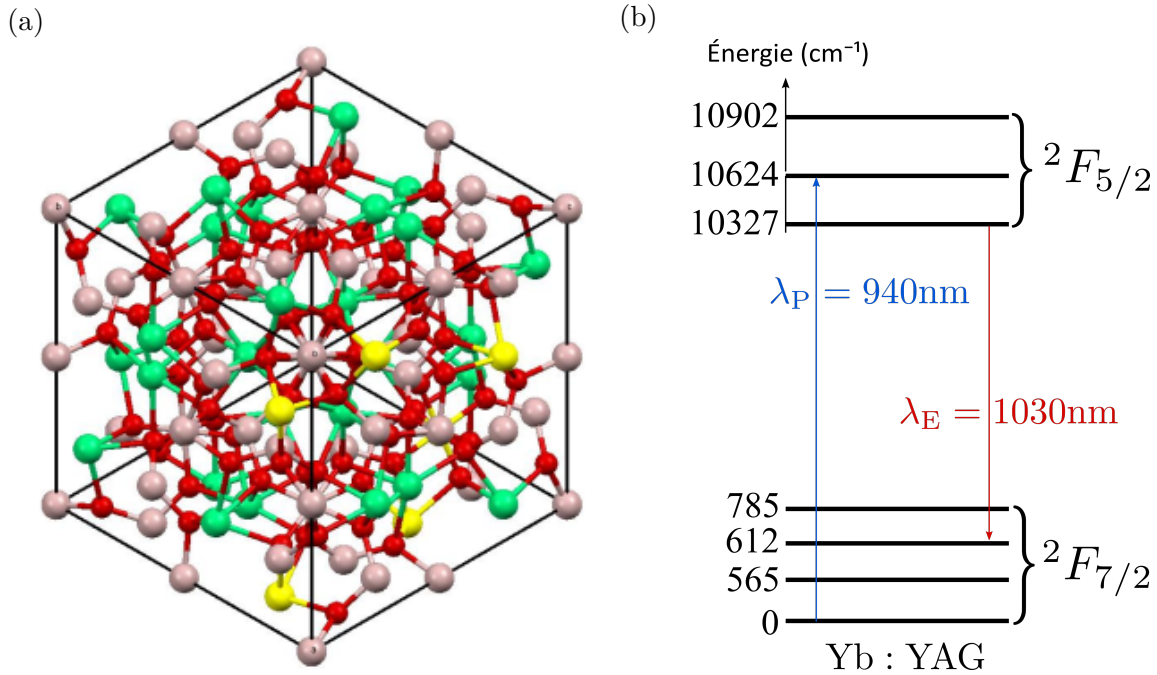


FIGURE 1.7 – Cellule cubique unitaire du cristal Yb:YAG le long de la direction cristallographique principale [111] et niveaux d'énergie : (a) La couleur grise représente les atomes d'aluminium, la rouge l'oxygène et la verte l'yttrium. Les jaunes sont des ions Yb qui ont remplacé les ions yttrium dans les sites dodécaédriques [178]. (b) Niveaux d'énergie de Yb:YAG.

Cristal	$\Delta F_{7/2}(cm^{-1})$	$\Delta F_{5/2}(cm^{-1})$
Yb:YAG [20, 32]	785	575

En général, les niveaux de dopage (pourcentage atomique des ions Yb^{3+}) de l'Yb:YAG sont de quelques pourcents dans la conception des cristaux dédiés aux applications lasers. En fonction du taux de dopage, le cristal pourrait présenter une bonne ou une mauvaise conductivité thermique. La conductivité thermique du YAG pur est d'environ $11 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et diminue à $6,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour un cristal d'Yb:YAG dopé à 10% en ions Yb^{3+} [179]. Le cristal que nous allons utiliser tout le long de nos expériences est dopé à 5% en ions Yb^{3+} .

1.4.2 Lutécium Yttrium Aluminium Garnet dopé à l'ytterbium- Yb:Lu:YAG

Le LuAG de formule chimique $\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ appartient à la famille des grenats de terres rares dans le groupe d'espace $O_h^{10} Ia\bar{3}d$ avec un espacement de réseau de 11,906 Å, 11,907 – 11,923 Å [181]. Le coefficient d'expansion thermique du Lu:YAG est $8,8 \pm 0,3 \times 10^{-6} (290 - 1275) \text{ K}$ [182], et l'indice de réfraction est 1,8424 pour $\lambda = 0,589 \mu\text{m}$. Une autre propriété intéressante des grenats pour le laser est leur bonne conductivité thermique $10,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le YAG ; $8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) [27] et $8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ pour le Lu:YAG [183]. Le point de fusion du Lu:YAG est de 2060°C et sa dureté a une valeur de 8,5 Moh. La croissance des cristaux de Yb:Lu:YAG se fait par la méthode de Bridgman [184] verticale en utilisant des oxydes tel que le Lu_2O_3 , Yb_2O_3 et le Al_2O_3 purs à 99,99% et des creusets en molybdène. En raison d'une faible différence de taille entre les ions Yb^{3+} et les ions Lu^{3+} , le coefficient de distribution de l'ytterbium dans le Lu:YAG est proche de l'unité. La majorité des ions Yb^{3+} remplissent les sites du réseau dodécédriques et une petite quantité d'ions lutécium et d'ytterbium pénètrent dans les sites octaédriques. Pour des taux de dopage faible en ytterbium, les spectres d'absorption et d'émission pourraient contenir de faibles raies satellites. Le remplacement des ions Yb^{3+} par certains ions Lu^{3+} déforme légèrement la structure cristalline ce qui engendre un petit élargissement spectral inhomogène supplémentaires dans les bandes spectrales. Ceci est intéressant pour la conception des lasers cryogéniques [185]. En raison de la substitution des ions Yb^{3+} par les ions Lu^{3+} , la matrice du Yb:Lu:YAG présente de bonnes propriétés thermophysiques. Des études sur les lasers d' Yb:Lu:YAG en régime continu ont été réalisés dans la littérature [168-170].

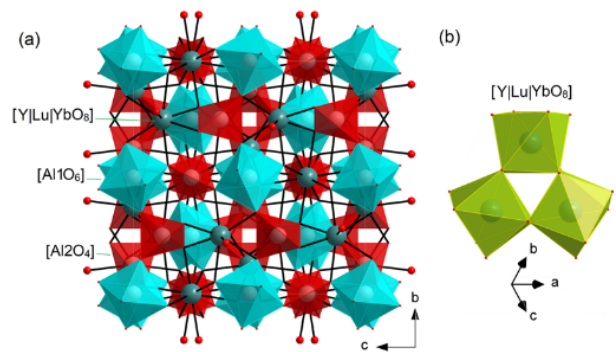


FIGURE 1.8 – Structure cristalline du Yb:Lu:YAG [180].

1.4.3 Sodium Calcium Niobium Gallium Garnet dopé à l'Yb-Yb:Na:CNGG

Le CNGG (Calcium Niobium Gallium Garnet) est un cristal laser isotrope, désordonné, transparent, ayant une structure cristalline cubique de type grenat et appartenant au groupe d'espace $Ia\bar{3}d$ (voir figure 1.9). Il a été synthétisé pour la première fois par le groupe de Kaminski dans les années 1980 [186]. Sa formule chimique est $Ca_3(NbGa)_{2-Y}Ga_3O_{12}$ ^{3 4} indiquant la présence des ions calcium (Ca^{2+}), des ions niobium (Nb^{5+}), des ions gallium (Ga^{3+}) et des ions oxygène O^{2-} . Les ions Nb^{5+} et Ga^{3+} sont distribués aléatoirement en occupant les sites tétraédriques ($24d$, 4 coordonnés) et octaédriques ($16a$, 6 coordonnés)[33]. Les techniques de croissance utilisées dans la fabrication du CNGG sont basées sur des méthodes telle que, la méthode de Czochralski [187], le Bridgmann-Stockbarger ou la technique de croissance en flux par zone. Ces méthodes permettent non seulement de contrôler précisément la croissance de la composition chimique mais aussi l'homogénéité et la qualité cristalline du matériau.

Contrairement à d'autres grenats dont le désordre structural est basé sur la présence de cations de tailles différentes dans les sites cristallins, les ions Na^+ sont insérés dans les sites dodécaédriques ($24c$, 8 coordonnés) initialement occupés par les ions Ca^{2+} . Ceci engendre des distributions de charges électriques dans divers sites dodécaédriques ajoutant au désordre initial l'occupation simultanée des sites octaédriques et tétraédriques par les ions Nb^{5+} et Ga^{3+} .

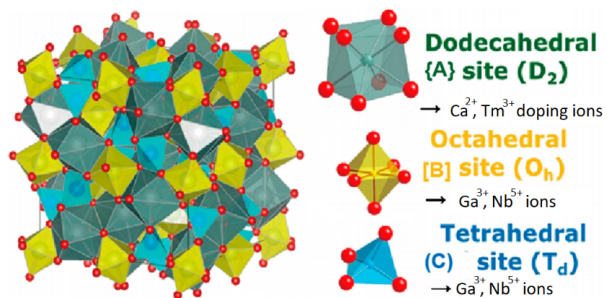


FIGURE 1.9 – Structure de la matrice du CNGG [33-35].

L'incorporation des ions Na^+ diminue la

concentration de vacants cationiques sur les sites dodécaédriques et octaédriques mais n'affecte pas les sites tétraédriques. D'une part, ceci diminue aussi la température de croissance du cristal et d'autre part favorise le dopage des ions Yb^{3+} et l'élargissement du spectre optique offrant de bonnes perspectives pour la génération d'impulsions ultra-courtes dans les lasers solides à modes bloqués. Lorsque les ions Yb^{3+} sont insérés dans la matrice, ils viennent se substituer aux ions Ca^{2+} en subissant un fort élargissement spec-

3. $Y = 0,5$ pour des compositions stœchiométriques

4. $Y \neq 0,5$, structure idéal pour contenir des lacunes cationiques assurant la neutralité de charge.

tral inhomogène à cause du désordre de l'environnement dans lequel ils se trouvent. Ceci conduit à des pics d'absorption et d'émission bien larges que nous montrerons dans nos résultats expérimentaux. Généralement, les hôtes désordonnés présentent une conductivité thermique faible, mais pour le CNGG, la conductivité thermique est de $4,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [188], l'expansion thermique α de $7,8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et un coefficient thermo-optique positive ($dn/dT = 7,8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ à $1 \mu\text{m}$) [33]. La section efficace d'absorption maximale des ions Yb^{3+} dans le CNGG est approximativement de $3,3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ [175]. Récemment, des résultats intéressants ont été obtenus dans le régime à verrouillage de modes [176, 189, 190] et des records d'accordabilité et de durée d'impulsions ont été démontrés à $2 \mu\text{m}$ dans ce cristal [191, 192].

1.4.4 Fluorure de calcium dopé à l'ytterbium - $\text{Yb}:\text{CaF}_2$

Faisant parti de l'un des premiers matériaux hôtes au tout début des années 1960 [194, 195] dans le développement des lasers à solides, le fluorure de calcium a reçu très peu d'attention. Cependant, de nos jours, on observe un fort regain d'intérêt pour ce matériau dont la croissance se fait par des techniques de Bridgman-Stockbarger et Czochralski [196, 197] d'une part, et des méthodes d'épitaxie par faisceaux moléculaires d'autres part [198]. Le fluorure de calcium est un cristal fluoré de

formule CaF_2 constitué d'ions calcium Ca^{2+} et d'ions fluor F^- appartenant à la famille des halogénures et au groupe d'espace $Fm\bar{3}m$ ayant un paramètre de maille de $5,463 \text{ \AA}$ et une masse volumique de $3,18 \text{ g/cm}^3$ (voir figure 1.10). La structure cristallographique du CaF_2 fait partie des composés de formule MX_2 [199, 200] dans laquelle les ions X occupent les huit sites interstitiels tétraédriques tandis que les ions M occupent les sites réguliers d'une structure cubique à faces centrées (FCC). Le CaF_2 cristallise dans une structure cubique où chaque atome de calcium est adjacent à huit atomes de fluor et chaque atome de fluor à quatre atomes de calcium. Les ions calcium et les ions fluor sont disposés de manière à minimiser la distribution énergétique à l'intérieur du cristal tout en respectant la neutralité électrique globale. Ce cristal possède une dureté d'environ 4 Mohs, ce qui

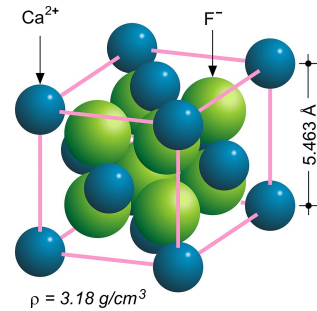


FIGURE 1.10 – Structure cristalline du CaF_2 [193].

le rend résistant aux rayures. Le fluorure de calcium possède une excellente transparence dans le domaine des UV, du visible et du proche infrarouge. L'indice de réfraction du CaF_2 est de $n = 1,43$ [201]. Son coefficient de dilatation thermique est relativement faible ce qui fait qu'il conserve sa forme et ses dimensions à des températures élevées. Le coefficient thermo-optique dn/dT est de $-11,6 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$, celui de l'expansion thermique dL/dT de $18,4 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ⁵ et sa conductivité thermique κ de $9,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [202]. En plus de ces propriétés optiques très intéressantes, le CaF_2 est stable chimiquement et physiquement. Force est donc de constater que le fluorure de calcium est l'une des matrices hôtes les plus prometteuses à l'ion ytterbium pour des applications lasers de forte puissance.

Lorsque les ions ytterbium trivalent Yb^{3+} viennent substituer certains ions divalents Ca^{2+} , une compensation de charge à longue ou à courte distance se produit entre les cations. Cette différence de charge entre les ions ytterbium et les ions calcium est compensée par l'introduction des ions fluor dans la matrice cristalline. En fonction du taux de dopage en ions Yb^{3+} , trois types de distributions des ions dans la matrice sont possible conduisant à des sites de symétrie trigonale, tétragonale et cubique [203]. Lorsque la concentration des ions Yb^{3+} augmente dans la matrice, ces derniers se répartissent sous formes d'agrégats [204] conduisant à un décalage des raies d'émission [205, 206] et un élargissement spectral. Pour un faible dopage en ions Yb^{3+} ($< 0,1 \%$), les ions sont principalement isolés et les sites peuvent être tétragonaux (C_{4v}), trigonaux (C_{3v}) ou cubiques (O_h) [207]. La répartition ainsi que la coordination des ions Yb^{3+} dans chacun des sites pour chaque sous niveaux Stark est représentée sur la figure suivante.

5. voir la justification du $dn/dT < 0$ à la page 57

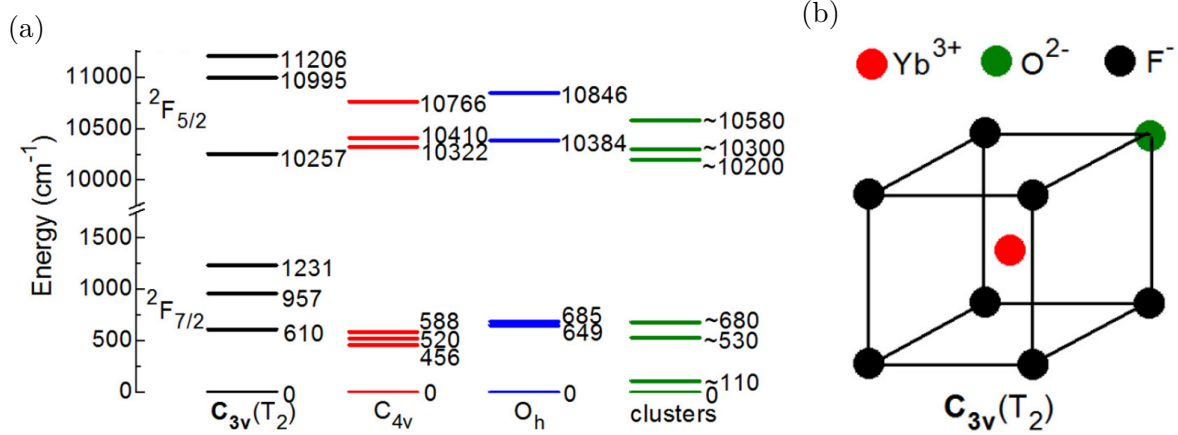


FIGURE 1.11 – Répartition des ions Yb^{3+} dans différents sites du CaF_2 : (a) Répartition des ions Yb^{3+} dans différents sites du CaF_2 d'après [166, 167], (b) Coordination de l'ion Yb^{3+} dans le site $C_{3v}(T_2)$ [167].

Pour mieux comprendre et exploiter les propriétés uniques des cristaux lasers énumérés ci-dessus, nous allons examiner dans les lignes qui suivent les différentes configurations de cavité laser utilisées. Ceci nous permettra par la suite d'étudier de façon efficace l'émission bipolarisation dans les quatre cristaux lasers.

1.5 Géométrie de la cavité et systèmes de pompage

Nous allons à présent poser les bases expérimentales. Deux configurations principales de cavité laser ont été utilisées dans nos travaux : La première configuration consiste à placer le milieu actif dopé ytterbium au contact de deux miroirs plan, et la deuxième configuration est celle dans laquelle le milieu actif est placé entre un miroir plan et un miroir concave. Dans les deux configurations le cristal dopé ytterbium est au contact du miroir plan du côté de la pompe. Dans le cas d'une cavité linéaire constituée de deux miroirs ayant des rayons de courbures respectifs R_1 et R_2 , séparés par une distance L , la stabilité géométrique de la cavité optique est donné par l'équation suivante

$$0 < (1 - L/R_1)(1 - L/R_2) < 1 \quad (1.5.1)$$

Avant de détailler les deux configurations de cavité, et notamment les zones de stabilité en tenant compte de l'effet de lentille thermique dans le milieu actif, nous faisons quelques rappels sur la propagation des faisceaux gaussiens.

1.5.1 Propagation des faisceaux gaussiens

Le faisceau gaussien est particulièrement intéressant car il correspond au mode fondamental TEM₀₀. L'équation de propagation déduite des équations de Maxwell d'une onde se propageant dans un milieu isotrope s'écrit :

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1.5.2)$$

Si l'on considère la propagation d'une onde électromagnétique monochromatique de fréquence $\nu = \omega/(2\pi)$ où ω est la pulsation de l'onde, l'équation (1.5.2) admet comme solution

$$E(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t) \exp(j\omega t) \quad (1.5.3)$$

L'équation (1.5.2) peut se réécrire sous la forme de l'équation de Helmholtz :

$$(\Delta + k^2) A(x, y, z) = 0 \quad (1.5.4)$$

où $k = \omega/c = 2\pi\nu/c = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde. Dans le cadre de l'approximation paraxiale, on considère que le champ se propage selon un axe privilégié que nous appellerons z . Ainsi, on a :

$$A(\vec{r}) = A_0 u(x, y, z) \exp(-jkz)$$

L'approximation paraxiale suppose que $u(x, y, z)$ varie beaucoup plus faiblement en fonction de z , soit

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial u}{\partial z} \ll k^2 u(x, y, z) \quad (1.5.5)$$

En remplaçant $A(\vec{r})$ dans l'équation (1.5.4), l'équation paraxiale se met sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

Cette équation aux dérivées partielles du premier ordre en z est appelée équation parabolique paraxiale et est à la base de la théorie des faisceaux gaussiens. En utilisant la

notation du laplacien transverse $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$, on a

$$\frac{1}{2k}\Delta_{\perp}u - j\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (1.5.6)$$

L'équation (1.5.6) admet comme solution le mode fondamental qui a pour expression :

$$u(x, y, z) = \exp \left[-jP(z) - jk\frac{x^2 + y^2}{2q(z)} \right] \quad (1.5.7)$$

où $P(z)$ est le déphasage complexe qui varie en fonction de z , et $q(z)$ le rayon de courbure complexe. En remplaçant $u(x, y, z)$ dans l'équation (1.5.6), on obtient

$$\left[\frac{k^2}{q^2}(x^2 + y^2) \left(\frac{dq}{dz} - 1 \right) - 2k \left(\frac{dP}{dz} + \frac{j}{q} \right) \right] u(x, y, z) = 0 \quad (1.5.8)$$

D'après l'équation (1.5.8), $q(z)$ et $P(z)$ vérifient

$$\frac{dq}{dz} = 1 \quad (1.5.9)$$

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{j}{q} \quad (1.5.10)$$

On en déduit par intégration que

$$q(z) = q_0 + z \quad (1.5.11)$$

$$P(z) = -j \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) \quad (1.5.12)$$

En posant

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j\frac{\lambda}{\pi\omega^2(z)} \quad (1.5.13)$$

Ainsi $\exp[-jP(z)]$ aura la forme :

$$\exp[-jP(z)] = \exp\left[-\ln\left(1 + \frac{z}{q_0}\right)\right] = \frac{1}{1 + \frac{z}{R(0)} - j\frac{z\lambda}{\pi\omega^2(0)}} \quad (1.5.14)$$

En choisissant à l'origine un rayon de courbure à l'infini, soit $R(0) \approx \infty$, on a

$$\exp[-jP(z)] = \frac{1}{1 - j\frac{z\lambda}{\pi\omega^2(0)}} = \frac{1}{1 - j\frac{z}{z_R}} \quad (1.5.15)$$

avec $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ appelé la longueur de Rayleigh. Il donne une indication de la distance sur laquelle le faisceau gaussien conserve un diamètre relativement constant. Par ailleurs $\frac{1}{q(0)} = -j\frac{\lambda}{\pi\omega^2(0)}$, soit $q(0) = j\frac{\pi\omega^2(0)}{\lambda}$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{q_0 + z} = \frac{z}{z^2 + z_R^2} - j\frac{z_R}{z^2 + z_R^2} \quad (1.5.16)$$

En comparant (1.5.13) et (1.5.16), nous avons

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2 \right] \quad (1.5.17)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (1.5.18)$$

Le paramètre $w(z=0) = w_0$ est le rayon minimal du faisceau gaussien. On l'appelle également dans la littérature le rayon de ceinture du faisceau ou *waist*. Pour z tendant vers l'infini, c'est à dire $z \gg z_R$, le rayon de courbure du front d'onde tend vers $R(z) = z$ et $w(z) = w_0 \frac{z}{z_R} = \left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) z$. La divergence du faisceau est donc défini par

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (1.5.19)$$

Le tableau 1.3 liste les valeurs de la longueur de Rayleigh et de la divergence du faisceau pour les quatre cristaux utilisés dans cette thèse.

Cristaux	Yb:YAG	Yb:Lu:YAG	Yb:Na:CNGG	Yb:CaF ₂
Longueur du cristal l (mm)	2	2	3,52	4
Longueur d'onde de pompe λ (nm)	940	940	974	978
Waist de pompe w_0 (μm)	17	13	15	20
Longueur de Rayleigh (z_R) (mm)	0,96	1,31	0,72	1,28
Divergence du faisceau (θ) ($^\circ$)	1	0,56	1,18	0,89

TABLE 1.3 – Longueur de Rayleigh et divergence du faisceau pour les quatre cristaux.

Nous représentons sur la figure 1.12, l'évolution de z_R et θ pour une longueur d'onde de pompe de 940 nm et en faisant varier la valeur du waist de pompe w_0 entre 0 et 100 μm .

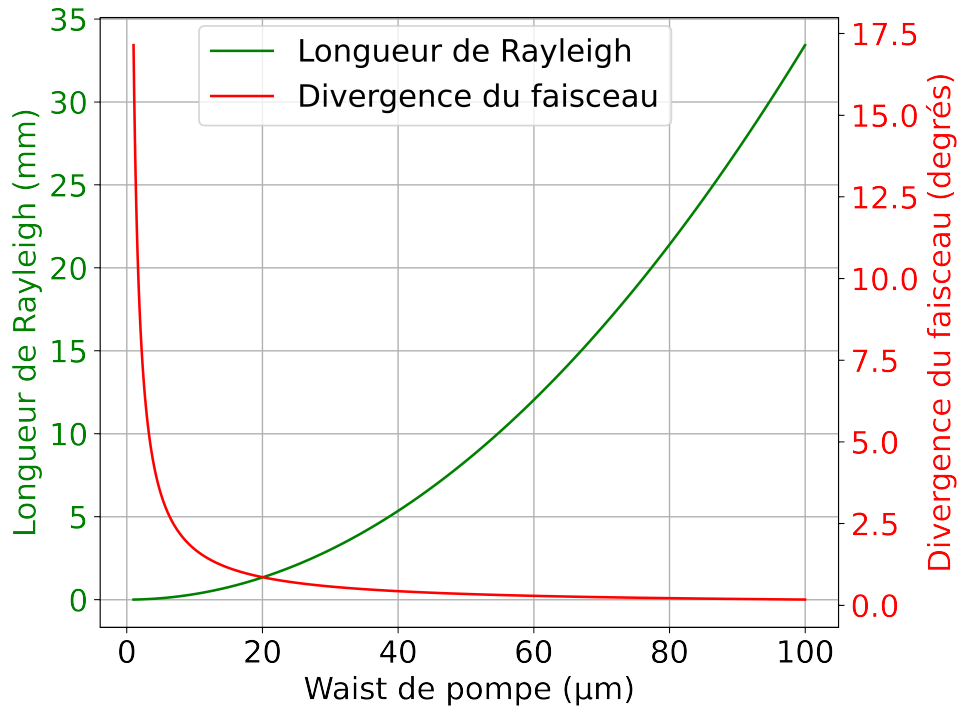


FIGURE 1.12 – Longueur de Rayleigh et divergence du faisceau pour $\lambda = 940$ nm.

La courbe 1.12 montre que la longueur de Rayleigh et la divergence du faisceau sont intrinsèquement liées au waist de pompe w_0 . Un waist de pompe trop grande augmente la longueur de Rayleigh et diminue la divergence, et vice versa.

La phase de Gouy caractéristique du faisceau gaussien est définie par :

$$\tan \varphi(z) = \frac{z}{z_R} \quad (1.5.20)$$

et l'intensité du faisceau par

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-2\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \quad (1.5.21)$$

où w est le rayon du faisceau gaussien à $(1/e^2$ en intensité, voir figure 1.13).

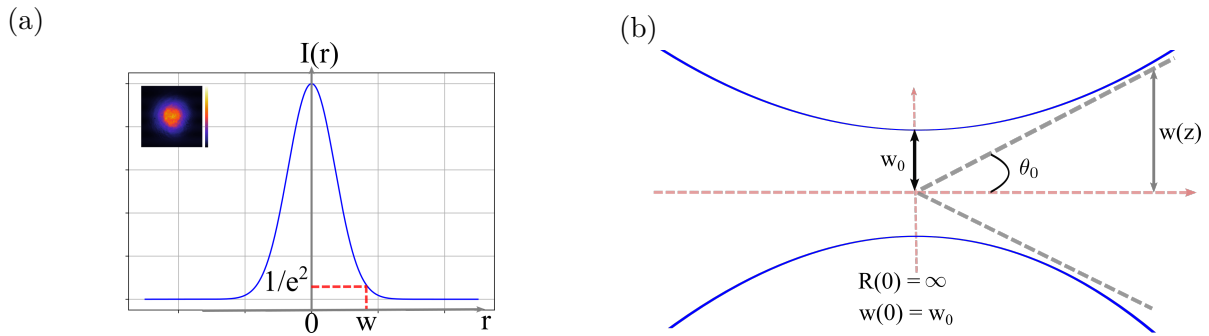


FIGURE 1.13 – (a) Répartition d'intensité d'un profil gaussien, (b) Propagation du faisceau gaussien.

Loi ABCD et conditions de stabilité

Le faisceau gaussien doit conserver à tout point de la cavité le même rayon de courbure complexe q . Soit $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ la matrice de transfert après un aller-retour dans la

cavité. En appliquant la loi ABCD, on a $q_s = \frac{Aq_e + B}{Cq_e + D}$. Pour une cavité stable, $q_s = q_e = q$ soit :

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (1.5.22)$$

Partant de l'équation (1.5.22), la condition de stabilité donne :

$$Cq^2 + (D - A)q - B = 0 \quad \text{ou encore} \quad B \left(\frac{1}{q}\right)^2 + (A - D)\frac{1}{q} - C = 0 \quad (1.5.23)$$

L'équation (1.5.23) admet pour solution :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{2B} \left[(D - A) \pm \sqrt{(D - A)^2 + 4BC} \right] \quad (1.5.24)$$

D'après (1.5.13), la partie imaginaire de $1/q$ doit être différente de 0. Ceci implique dans l'équation (1.5.24) que $(D - A)^2 + 4BC$ doit être strictement inférieure à 0. De plus, puisque la matrice M est unitaire, $AD - BC = 1$. La cavité sera donc stable pour

$$-1 < \frac{A + D}{2} < 1. \quad (1.5.25)$$

Cette inégalité est appelée critère de stabilité géométrique de la cavité. Elle s'interprète physiquement comme la condition pour que les rayons lumineux restent confinés autour de l'axe optique quelque soit le nombre d'aller-retour dans la cavité. Cette condition de stabilité sera très utile pour toutes les géométries de cavité traitées dans cette thèse.

1.5.2 Lentille thermique

Le pompage optique des différentes cavités est toujours accompagné d'un dépôt de chaleur à l'intérieur des milieux actifs. Ainsi, plus la puissance de pompage augmente, plus la température est élevée au sein du cristal. En fonction des propriétés thermiques de ce dernier, ce dépôt de chaleur est dissipé plus ou moins efficacement à travers le matériau par conduction thermique majoritairement vers le milieu extérieur. Dans les conditions classiques de pompage, la température au centre de la zone pompée est beaucoup plus élevée que sur les bords. Le gradient thermique résultant induit un gradient d'indice $\Delta n = (dn/dT) \times \Delta T$ ce qui est responsable de l'effet de lentille thermique. Dans le cas où la pompe à un profil gaussien, la puissance dioptrique, qui est l'inverse de la distance focale de la lentille thermique, s'exprime sous la forme [28, 208] :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs}}{\pi w_p^2 K_c} \left[(n - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n^3 \alpha_T C_{r,\theta} + \frac{dn}{dT} \right] \quad (1.5.26)$$

où P_{abs} est la puissance de pompe absorbée, η_h la fraction de P_{abs} dissipé par chaleur (qui peut être exprimée comme un défaut quantique, $1 - \lambda_p/\lambda_l$), w_p le waist de pompe, K_c la conductivité thermique, $\nu \approx 0,25$ le coefficient de Poisson, α_T le coefficient d'expansion thermique dans la direction de propagation du faisceau et $C_{r,\theta}$ les coefficients photoélas-

tiques. Nous remarquons que la puissance dioptrique dépend linéairement de la puissance absorbée P_{abs} . Les trois termes qui apparaissent dans l'équation (1.5.26) correspondent à de différentes contributions. Le premier terme $(n - 1)(1 + v)$ correspond à la courbure (le bombement) des faces du cristal liée à la dilatation et le deuxième terme $2n^3\alpha_T C_{r,\theta}$ représente la contribution des contraintes à la lentille thermique. Le dernier terme dn/dT regroupe en effet deux phénomènes [209]. L'indice de réfraction est lié d'une part à la densité d'atomes N_{at} et d'autre part à la polarisabilité électronique α_e qui se traduit aussi par une déformation du nuage électronique [210, 211].

$$\delta n = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n} \left(\frac{\delta\alpha_e}{\alpha_e} + \frac{\delta N_{at}}{N_{at}} \right) \quad (1.5.27)$$

Puisque la densité d'atomes est relié au coefficient d'expansion thermique, dn/dT est donc définie par [212] :

$$\frac{dn}{dT} = \frac{(n^2 + 2)(n^2 - 1)}{6n} \left(\frac{1}{\alpha_e} \frac{d\alpha_e}{dT} - 3\alpha_T \right) \quad (1.5.28)$$

où α_T est le coefficient d'expansion thermique. D'après [209], la contribution de la polarisabilité est toujours positive et c'est cette dernière qui l'emporte dans les trois cristaux tels que Yb:YAG, Yb:Lu:YAG et Yb:Na:CNGG. Le signe de dn/dT est donc fixé par la compétition entre la diminution de la densité et la polarisabilité lorsque la température augmente. Le terme de densité étant beaucoup plus dominant dans les fluorures comme le CaF₂, c'est ce qui explique un dn/dT négatif dans Yb:CaF₂.

L'expression de la focale thermique peut être déterminée par la formule suivante [213] :

$$f_{th} = \frac{\pi K_c w_p^2}{P_{abs} (dn/dt)} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha_{abs} l)} \right] \quad (1.5.29)$$

où P_{abs} est la puissance absorbée par le cristal, K_c la conductivité thermique, dn/dT le coefficient thermo-optique, l la longueur du cristal, α_{abs} le coefficient d'absorption de la pompe et w_p le waist de pompe.

1.5.3 Laser plan-plan en configuration microchip

La première cavité sur laquelle nous avons travaillé est une cavité plan-plan. Expérimentalement, cette cavité est simple à réaliser et à l'avantage d'être stabilisée par l'effet de lentille thermique dans le milieu actif. En revanche, son inconvénient est qu'il y a très peu de paramètres sur lesquels on pourrait apporter des modifications si on voulait améliorer la qualité spatiale du faisceau laser en sortie par exemple. La zone de stabilité est tout de même restreinte. La longueur de cette cavité se résume globalement à la taille du cristal dopé Yb qui est inséré à l'intérieur. Le miroir d'entrée est un miroir dichroïque plan et sera noté M_1 (HR > 99,5% à 1030 nm, HT > 97% à 976 nm)⁶ et d'un miroir de sortie dont la réflectivité est de 99%. L'effet laser a été obtenu pour tous les cristaux que nous avons énumérés précédemment sauf le cristal Yb:CaF₂ (à cause de sa lentille thermique négative). Pour la simulation suivante, nous avons choisis $P_{abs} = 0,88 \text{ W}$; $K_c = 7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $dn/dt = 9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; $l = 2 \text{ mm}$; $\alpha_{abs} = 0,92 \text{ mm}^{-1}$.

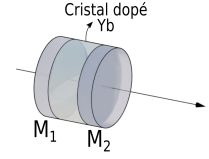


FIGURE 1.14 – Cavité plan-plan.

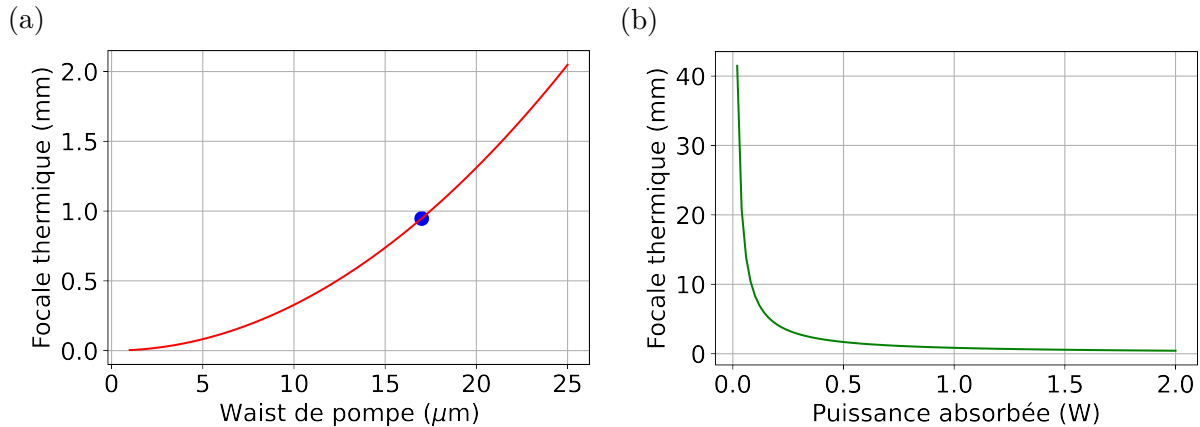


FIGURE 1.15 – Simulation de la focale thermique dans le cas du Yb:YAG : (a) en fonction du waist de pompe, le point bleu sur la figure correspond à un waist de pompe de $17 \mu\text{m}$. (b) en fonction de la puissance absorbée.

Nous remarquons que la focale de la lentille thermique varie avec le carré du waist de pompe (voir 1.15 (a)). Pour un waist de pompe de $17 \mu\text{m}$, l'estimation de la focale thermique est de $0,95 \text{ mm}$ (voir le point bleu sur la figure 1.15 (a)). Nous notons aussi que la focale thermique est plus importante pour une puissance absorbée plus faible (voir 1.15 (b)). En prenant en compte l'effet de lentille thermique, nous simulons ensuite les

6. $\phi = 25,4 \text{ mm}$; épaisseur = $6,35 \text{ mm}$; Optoman

conditions de stabilité de la cavité (voir 1.16 (a)) en utilisant le logiciel reZonator⁷.

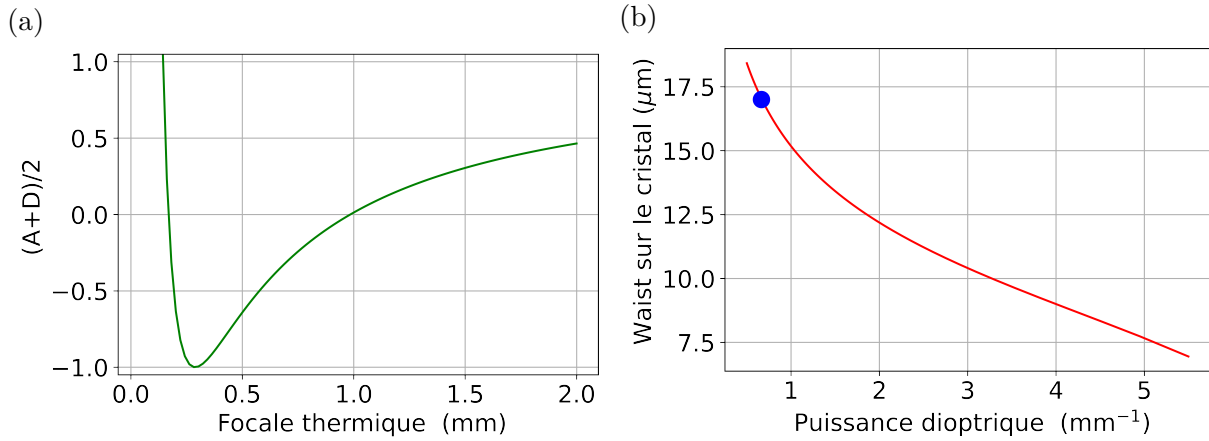


FIGURE 1.16 – Stabilité et mode de cavité : (a) Stabilité de la cavité en fonction de la focale thermique, (b) Waist du mode de cavité w_0 en fonction de la puissance dioptrique. Le point bleu sur la figure correspond à un waist de $17\mu\text{m}$.

La cavité reste stable pour une focale thermique variant entre 0,15 et 2 mm (voir 1.16 (a)). Nous traçons ensuite la variation du waist sur le cristal en fonction de la puissance dioptrique. Un bon recouvrement entre le mode de pompe de $17\mu\text{m}$ et le mode de cavité est obtenu pour une focale thermique de 1,6 mm environ correspondant à une puissance dioptrique de $0,6\text{ mm}^{-1}$ (voir les figures 1.16 (b) et 1.17).

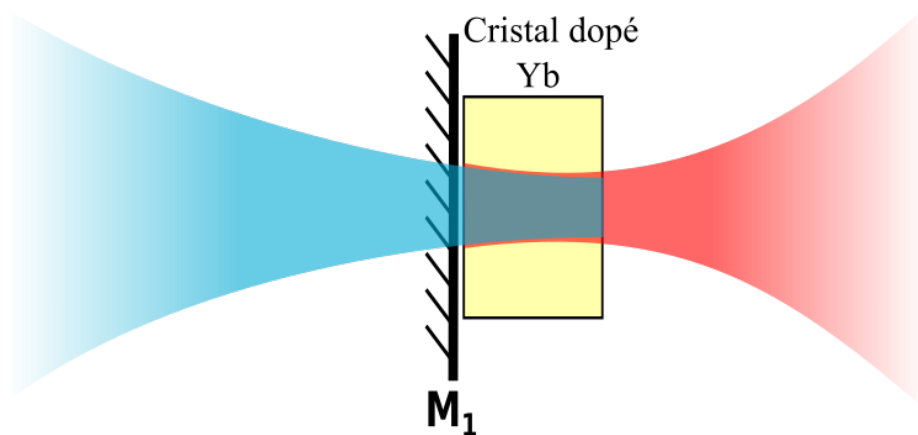


FIGURE 1.17 – Illustration du bon recouvrement entre le mode de pompe (en bleu) et le mode de cavité (en rouge) au sein du cristal dopé Yb.

7. reZonator est un logiciel puissant pour concevoir des cavités laser et calculer la propagation de faisceaux lumineux dans des systèmes optiques complexes.

1.5.4 Laser plan-concave

La cavité plan-concave est aussi simple à mettre en place. L'avantage de cette configuration est que nous avons la possibilité de changer à volonté la longueur de la cavité afin d'optimiser le recouvrement entre le mode de pompe et le mode de cavité. Le miroir d'entrée est le même que celui que nous avons mentionné précédemment et le miroir de sortie est un miroir sphérique de rayon de courbure R_c ayant un coefficient de réflexion en intensité de 99%. Nous noterons L , la longueur de cavité qui sépare le miroir plan M_1 du miroir concave M_2 . Si l'on ne tient pas compte de la focale thermique, le calcul des waist w_0 au niveau du miroir plan et w_c au niveau du miroir concave en fonction de la longueur d'onde λ_l se fait en utilisant les équations :

$$w_0 = \sqrt{\left(\frac{\lambda_l}{\pi}\right) \sqrt{L(R_c - L)}} \quad (1.5.30)$$

$$w_c = \sqrt{\left(\frac{\lambda_l}{\pi}\right) R_c \left(\frac{L}{R_c - L}\right)} \quad (1.5.31)$$

La stabilité géométrique de la cavité est déterminée par le rayon de courbure R_c du miroir de sortie et la longueur L de la cavité. En pratique, la distance L est légèrement inférieure à R_c . En prenant par exemple le cas du $\text{Yb}:\text{CaF}_2$, nous représentons sur la figure 1.19 la zone de stabilité et l'évolution du waist w_0 dans le milieu actif en fonction de la longueur de cavité tout en tenant compte de l'effet de lentille thermique dans le cristal. Les simulations sont faites en utilisant le logiciel reZonator.

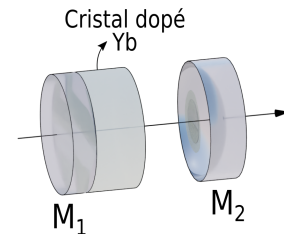


FIGURE 1.18 – Cavité plan-concave.

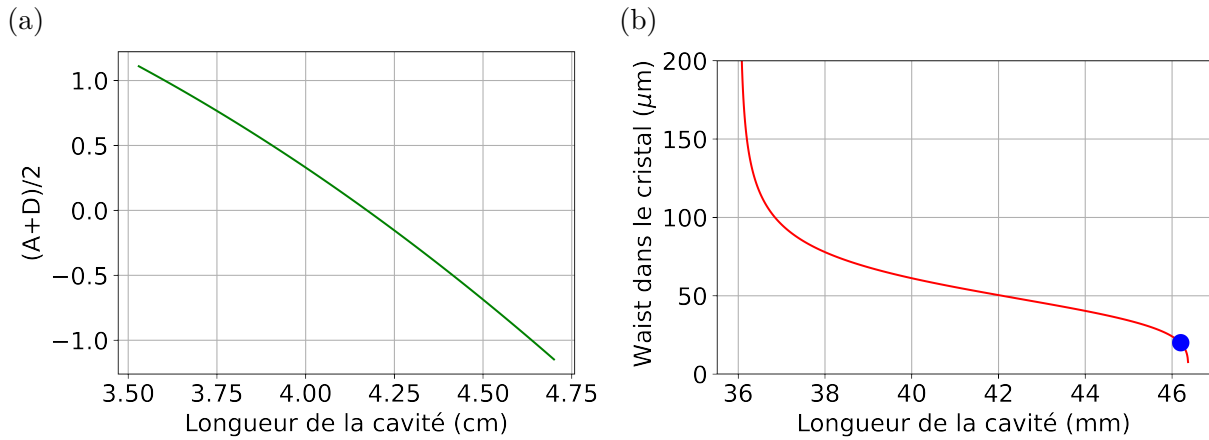


FIGURE 1.19 – Stabilité et mode de cavité dans la configuration plan-concave du Yb:CaF₂ pour une focale thermique de -9,7 mm : (a) Stabilité de la cavité en fonction de la longueur de la cavité, (b) Waist du mode de cavité w_0 en fonction de la longueur de la cavité. Le point bleu sur la figure correspond à un waist de 20 μm .

L'estimation de la focale thermique du Yb:CaF₂ a été calculée en utilisant l'équation (1.5.29) pour des valeurs numériques de $K_c = 9,7 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $P_{abs} = 0,01152 \text{ W}$; $dn/dT = -11,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$; $l = 4 \text{ mm}$; $\alpha_{abs} = 0,6 \text{ mm}^{-1}$ et $w_p = 20 \mu\text{m}$. Par conséquent, nous obtenons une focale thermique de $-9,7 \text{ mm}$. La longueur de la cavité a été fixée au départ pour $L = 46 \text{ mm}$ et le rayon de courbure R_c à 50 mm . Dans ces conditions, la zone de stabilité est comprise entre 3,6 cm et 4,6 cm comme le montre la figure 1.19 (a). Un bon recouvrement entre le mode de pompe de 20 μm et le mode de cavité est obtenu pour une longueur de cavité de $46,1 \pm 0,2 \text{ mm}$ (voir figure 1.19 (b)).

1.5.5 Description du pompage par laser Titane-Saphir



FIGURE 1.20 – Système du laser de pompage.

Le laser de pompe utilisé pour pomper tous les cristaux est un laser accordable Titane-Saphir ($\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ou TiSa) accordable pompé par un laser à 532 nm (Millenia eV de Spectra Physics, voir figure 1.20). Ce dernier a été conçu initialement pour émettre jusqu'à 25 W mais malheureusement, au cours de la thèse, nous avons constaté un vieillissement des diodes de pompe. Nous avons pu le faire fonctionner avec une puissance maximale de 15 W. Le choix de la longueur d'onde se fait grâce à un filtre biréfringent type Lyot disposé sur une monture motorisée permettant de changer facilement son orientation. Il émet sur une plage de longueur d'onde comprise entre 700 nm et 1000 nm. L'ensemble est pilotable à partir d'un ordinateur hébergeant un logiciel de surveillance conçu au laboratoire⁸ (voir figure 1.21). Le TiSa est refroidi par un chiller permettant d'évacuer la chaleur à l'intérieur du système à travers un circuit d'eau. Le pompage des quatre cristaux peut donc se faire avec le $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ fonctionnant en régime continu.

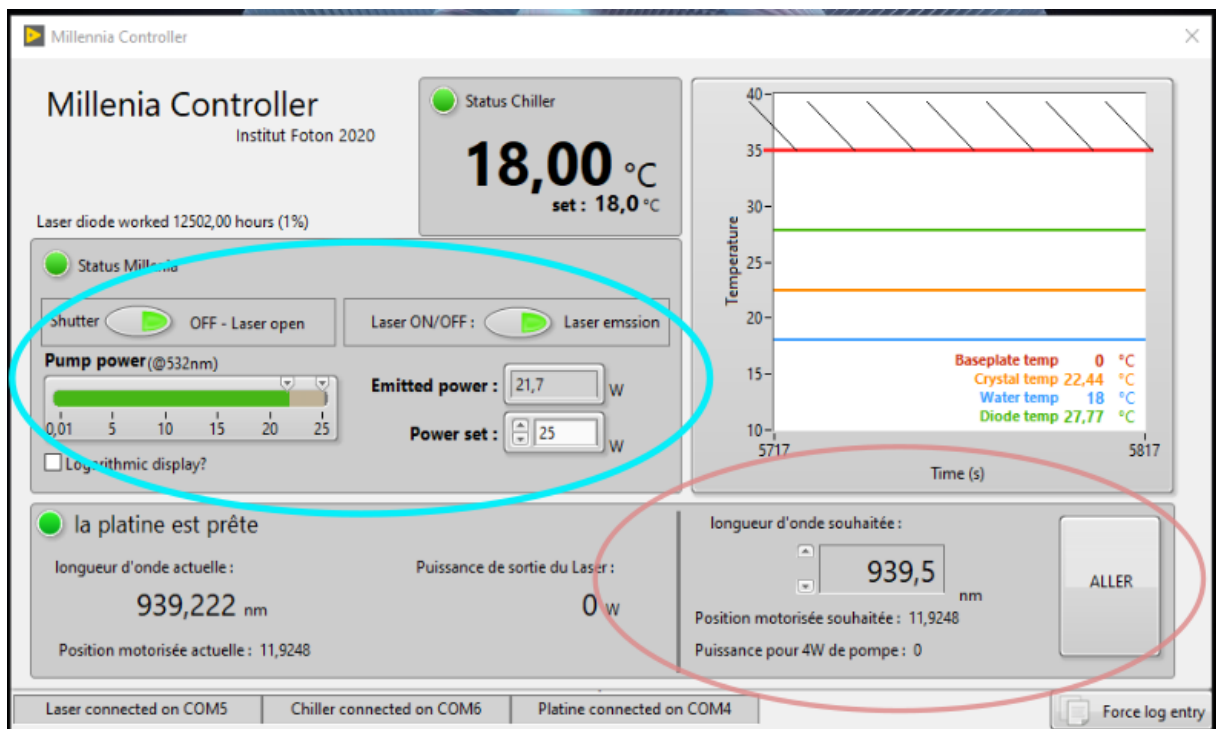


FIGURE 1.21 – Logiciel permettant de piloter le laser de pompe.

Une fois que le système de pompage est mis en place, nous procédons au transport du faisceau de pompe jusqu'au cristal.

8. Le Millenia controller

Caractérisation et transport du faisceau de pompe

Nous représentons sur la figure 1.22 (a) la puissance du TiSa en fonction de la puissance du Millennia pour une longueur d'onde de 941 nm ainsi que le spectre optique associé (voir figure 1.22 (b)). Le TiSa délivre une puissance de 2,8 W pour une puissance de 12 W au Millennia.

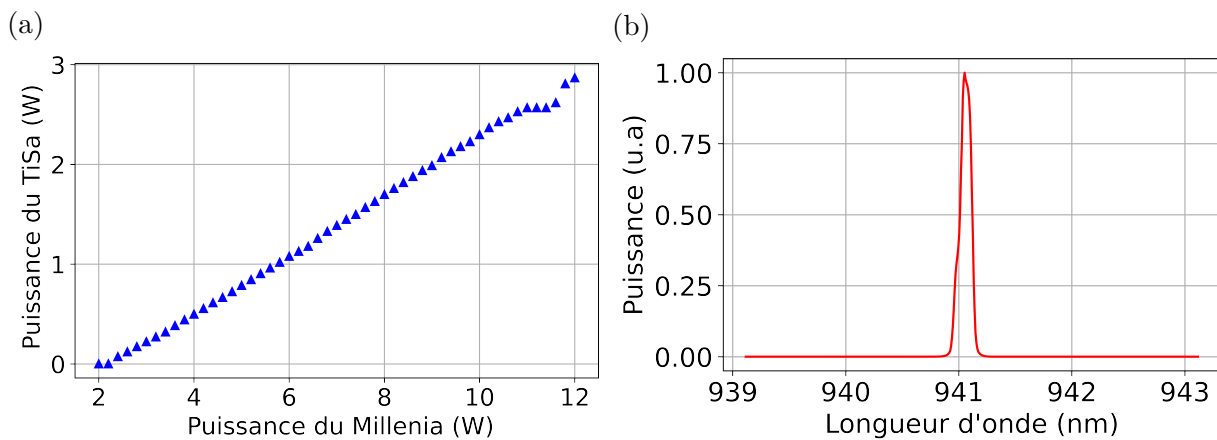


FIGURE 1.22 – Caractérisation du faisceau de pompe : (a) $P_{\text{TiSa}}=f(P_{\text{Millenia}})$, (b) Spectre optique du TiSa pour $\lambda_p = 941$ nm

A travers un jeu de miroirs diélectrique⁹ hautement réfléchissant à 99% pour les longueurs d'onde allant de 350 nm à 1100 nm; nous arrivons à transporter le faisceau de pompe depuis le boîtier du TiSa jusqu'au cristal comme décrit sur la figure 1.23 (a). À l'aide d'une caméra, nous mesurons le profil spatial du faisceau de pompe (voir figure 1.23 (b)). En effet le faisceau est légèrement elliptique mais bien gaussien. Comme on s'intéresse par la suite à l'influence de l'orientation de la polarisation de la pompe sur les lasers ytterbium, nous insérons un cube polariseur puis une lame demi-onde pour choisir l'état de polarisation incident.

9. Marque Newport, référent fabricant 10Q20BB.3

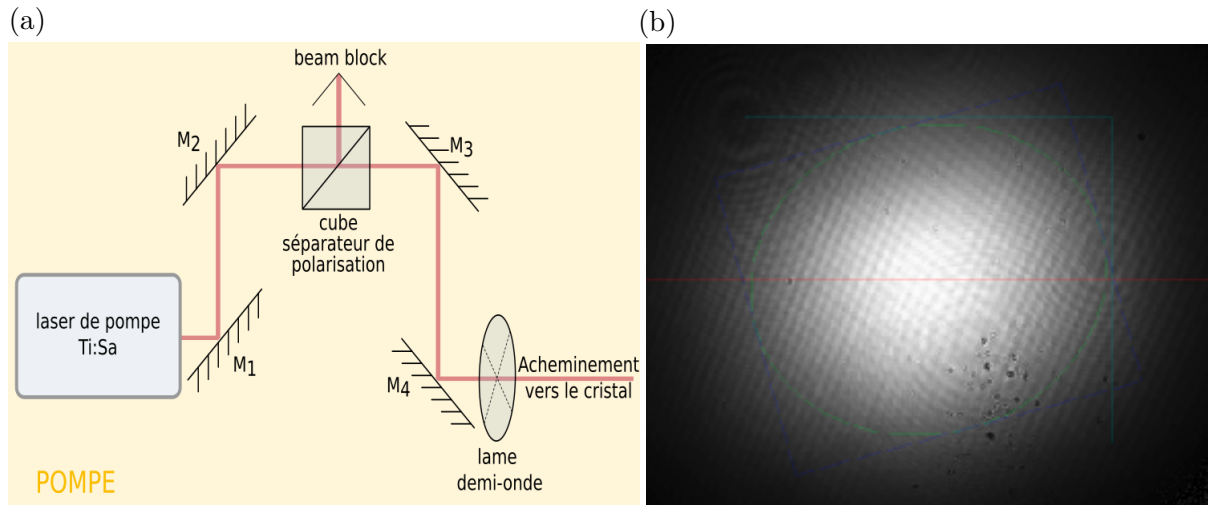


FIGURE 1.23 – Caractérisation du faisceau de pompe : (a) Transport du faisceau de pompe vers le cristal, (b) Profil spatial du faisceau de pompe.

1.5.6 Description et montage de la diode de pompe

La figure 1.24 montre le montage de la diode laser dans son ensemble. La diode laser a été déposée sur une plaque en cuivre qui sert de fixation sur un élément Peltier qui lui-même est connecté à un contrôleur de température¹⁰. Celui-ci permet de réguler la température de la diode sur la température de consigne intégrée. En effet, l'élément Peltier est alimenté par un courant et présente deux faces, l'une froide et l'autre chaude. La diode à stabiliser est montée sur la face froide, et un mécanisme d'évacuation permet de dissiper la chaleur (ventilateur et dissipateur.) L'ensemble est ensuite connecté à une alimentation de courant¹¹.

10. $I_{max} = 60$ W, 5A ; de la marque Arroyo instruments

11. Contrôleur de diode, $I_{max} = 30$ A, de la marque Opto-Power, OPC-PS4005

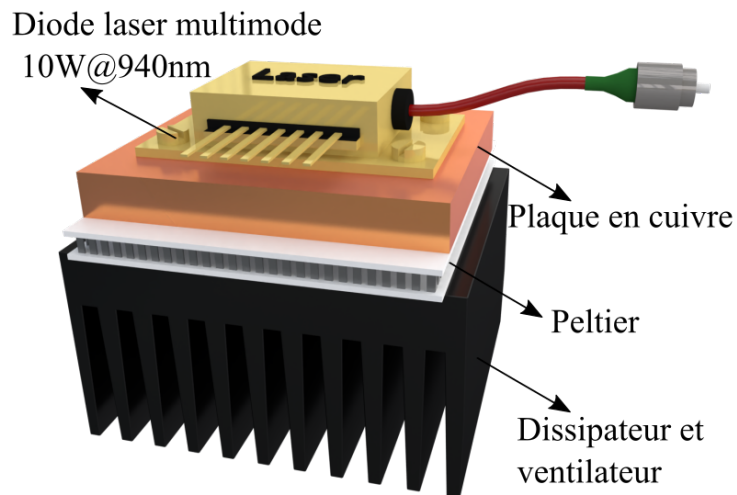


FIGURE 1.24 – Assemblage de la diode de pompe.

Cette diode laser, beaucoup plus petite et plus compacte que le Titane-Saphir, sera utilisé pour pomper notamment l'Yb:YAG.

1.5.7 Réflectivité et transmittance du miroir d'entrée

A l'aide du faisceau de pompe, nous mesurons expérimentalement la réflectivité et la transmittance du miroir d'entrée en faisant un balayage de la longueur d'onde de pompe entre 850 nm et 1000 nm par pas de 1 nm. Comme nous pouvons le voir sur la figure 1.25, le miroir d'entrée transmet bien le faisceau de pompe entre 920 nm et 980 ce qui est favorable au pompage des quatre cristaux étudiés.

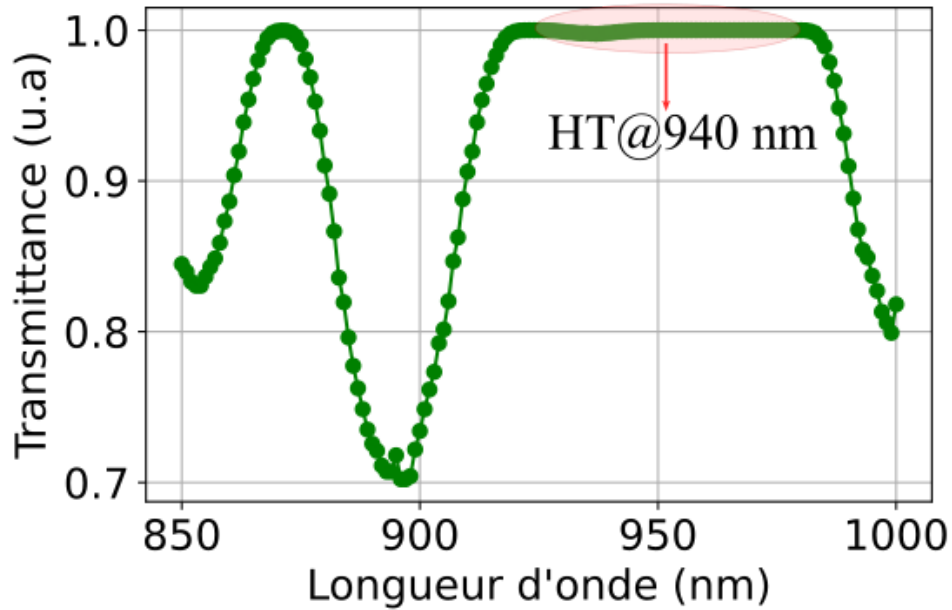


FIGURE 1.25 – Caractérisation expérimental du miroir d'entrée.

1.6 Influence de l'orientation de la polarisation de la pompe sur les états propres du laser

Maintenant que les systèmes de pompage ont été présentés, nous allons étudier l'influence de l'orientation de la polarisation de la pompe sur les intensités stationnaires des états propres du laser en considérant individuellement les quatre cristaux. Deux configurations expérimentales seront étudiées : la configuration plan-plan et la configuration plan-concave. L'orientation de la polarisation de la pompe sera ajustée par une lame demi-onde. Nous regroupons dans le tableau suivant les différentes configurations utilisées pour chaque cristal ainsi que leur système de pompage.

Cristal	Configuration	Système de pompage
Yb:YAG	Microchip : plan-plan	Ti:Al ₂ O ₃ ou Diode laser multimode fibrée
	Plan Concave	Ti:Al ₂ O ₃ ou Diode laser multimode fibrée
Yb:Lu:YAG	Microchip : plan-plan	Ti:Al ₂ O ₃
	Plan Concave	Ti:Al ₂ O ₃
Yb:Na:CNGG	Microchip : plan-plan	Ti:Al ₂ O ₃
	Plan Concave	Ti:Al ₂ O ₃
Yb:CaF ₂	Plan Concave	Ti:Al ₂ O ₃

TABLE 1.4 – Différentes configurations utilisées pour chaque cristal ainsi que leurs systèmes de pompage.

1.6.1 Yb:YAG

Pompage avec le Ti:Al₂O₃

Nous commencerons tout d'abord par choisir expérimentalement la longueur d'onde de pompage du cristal. Ceci est conditionné par une mesure expérimentale du spectre d'absorption. L'épaisseur du cristal est de $L = 2$ mm (voir figure 1.26). La mesure de la section efficace d'absorption se fait en balayant la longueur d'onde entre 850 nm et 1000 nm. Le calcul de la section efficace $\sigma_{abs}(\lambda)$ se fait en utilisant la formule suivante :



FIGURE 1.26 – Cristal de Yb:YAG.

$$\sigma_{abs}(\lambda) = \frac{1}{NL} \ln \left(\frac{P_{\text{pompage}}}{P_{\text{sortie}}} \right) \quad (1.6.1)$$

avec L la longueur du milieu actif, N la concentration en ions ytterbium par cm^3 ($N = 0,07 \times 10^{20}$ ions $\cdot cm^{-3}$). Le résultat expérimental obtenu se rapproche de ce que nous trouvons dans la littérature [174]. On observe trois pics d'absorption : 913 nm ; 940 nm et 967 nm. Néanmoins, l'effet laser sera obtenu uniquement pour les longueurs d'onde à

940 nm et à 967 nm. Le choix de la longueur d'onde se portera sur celle de 940 nm car la puissance moyenne émise par le laser en pompant à cette longueur d'onde est quasiment le triple de celle émise en pompant à 967 nm. Par conséquent l'utilisation d'une diode de pompe laser multimode fibrée à 940 nm pourrait être bien adaptée pour pomper le cristal (ceci est décrit un peu plus loin).

Montage expérimental et système de détection

Le montage expérimental et le système de détection utilisé pour cette partie est représenté sur la figure 1.27. Comme précisé précédemment, la polarisation du laser de pompe est légèrement elliptique, raison pour laquelle nous insérons un cube polariseur sur le trajet de ce dernier afin de réduire la composante verticale. On place ensuite un filtre derrière le microchip afin de pouvoir filtrer la pompe et laisser passer uniquement le faisceau laser. Par la suite, un cube séparateur de polarisation est placé après le filtre de pompe pour la sélection des états propres de polarisations. Nous énumérerons au fur et à mesure les instruments utilisés pour les système de détection : puissance mètre, analyseur de spectre optique (OSA), photodiode, interféromètre de Fabry-Perot (IFP), analyseur de spectre électrique (ASE).

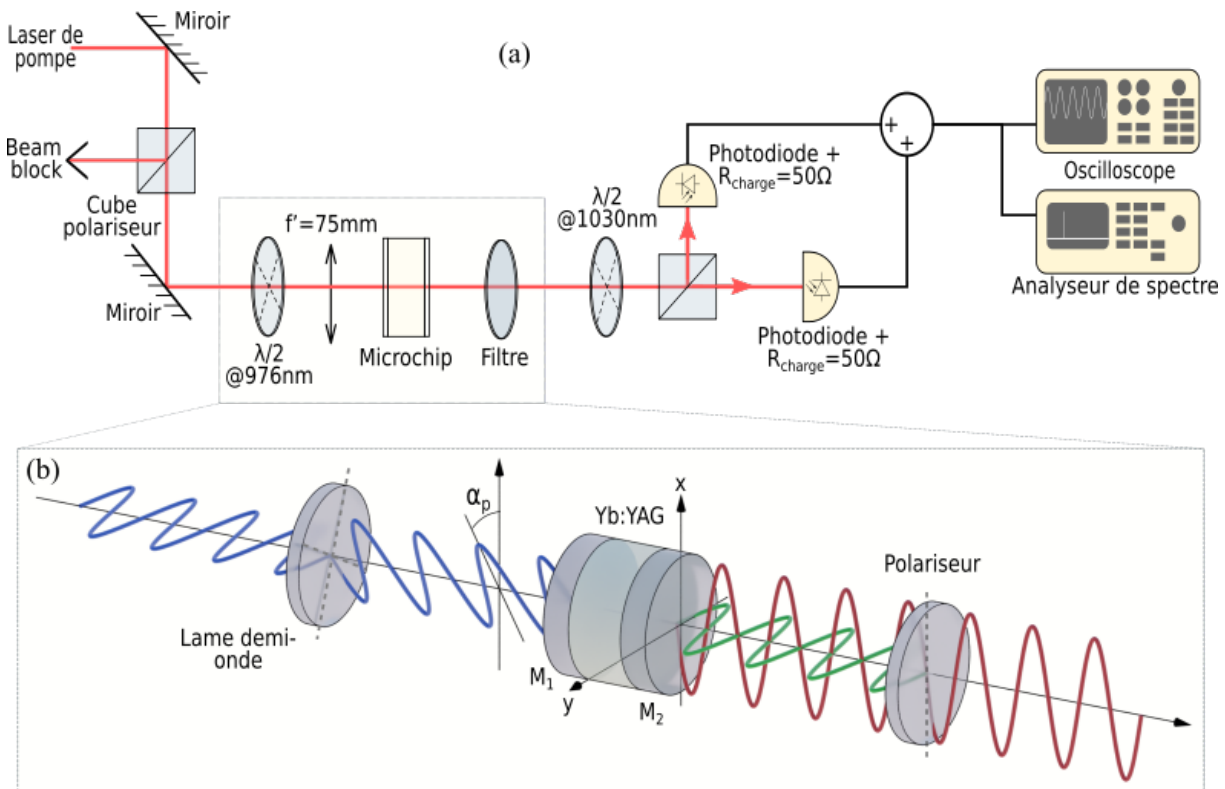


FIGURE 1.27 – Illustration du dispositif expérimental : (a) montage et système de détection du cristal Yb:YAG, (b) zoom sur le microchip.

Mesure de la taille du faisceau de pompe

Nous mesurons ensuite expérimentalement le waist de pompe qui arrive sur le cristal pour différentes lentilles de pompage, mais nous ne décrivons ici que les résultats obtenus pour la focale de 75 mm. Pour ce faire, nous avons placé une caméra au niveau de la position du milieu actif juste après la lentille de pompage. La puissance de pompe est de 74 mW. Pour éviter la saturation de la caméra, nous utilisons des combinaisons de densités optiques montées sur la cage devant la caméra. Le waist dans le milieu actif est de $17 \mu\text{m}$ (voir figure 1.28).

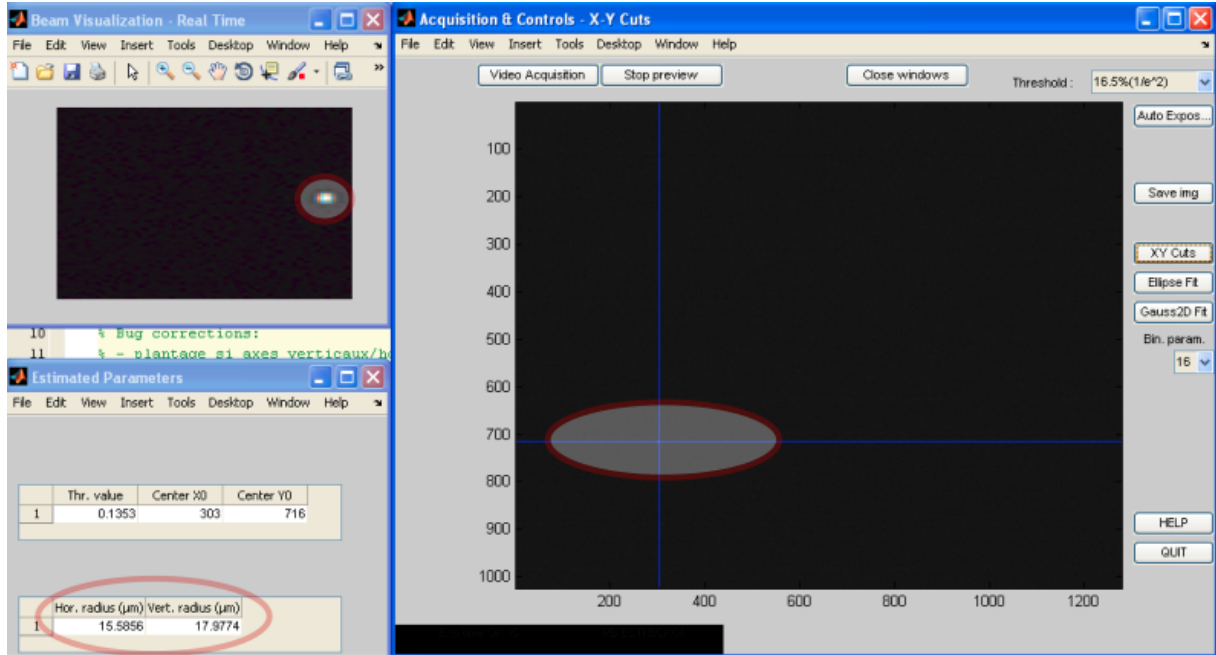


FIGURE 1.28 – Mesure de la taille du faisceau de pompe.

Résultats expérimentaux sur le laser

Le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe de 80 mW et le laser émet 120 mW à 1030 nm sur le mode TEM₀₀ pour une puissance de pompe 1,5 W. Afin d'étudier précisément la dynamique de polarisations et les fréquences du laser, nous faisons une analyse du spectre optique tout en tournant le polariseur d'analyse. Nous observons que le laser fonctionne suivant deux états propres de polarisations linéaires et orthogonales dont les directions seront notées X et Y (voir figure 1.27). L'enveloppe spectrale contient au totale une dizaine de modes régulièrement espacés par un intervalle spectral libre de 39 GHz. Les spectres optiques résolus en polarisation montrent deux peignes qui se recouvrent partiellement dans la partie centrale du spectre optique (voir figure 1.29 (a)). La séparation spatiale des deux peignes à été calculée en utilisant un interféromètre de Fabry-Perot (IFP) dont l'ISL est de 7,5 GHz. Cette séparation évaluée vaut approximativement 100 MHz (voir figure 1.29 (b)). Ce petit décalage est dû à la biréfringence résiduelle de Yb:YAG qui est de l'ordre de $\Delta n = 5 \times 10^{-7}$. En augmentant la puissance de pompage, nous notons une petite variation de Δn qui découle des effets thermo-optiques dans le milieu actif. Nous vérifions aussi que les directions des deux états propres ne sont pas affectées par la polarisation de la pompe.

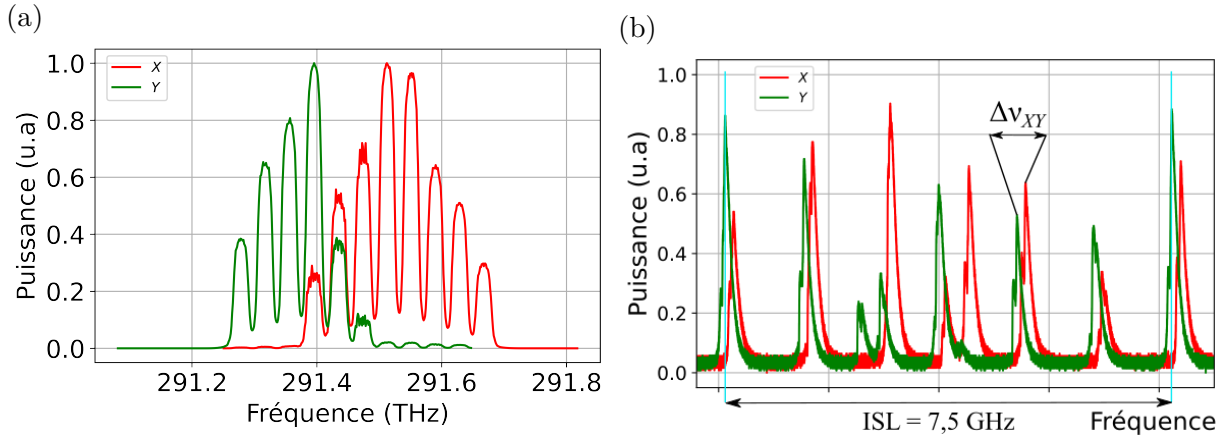


FIGURE 1.29 – Les deux peignes associés aux états propres X (rouge) et Y (vert). (a) Spectre optique résolu en polarisation observé avec un analyseur de spectre optique, (b) L'IFP révélant le petit désaccord dû à la biréfringence résiduelle du Yb:YAG.

Ensuite, l'orientation α_p de la polarisation de la pompe par rapport à X se fait en utilisant une lame demi-onde (voir figure 1.27). En tournant cette dernière, nous observons des variations de puissance des deux états de polarisations dont les directions X et Y restent fixées par la biréfringence résiduelle du milieu actif. Nous considérerons donc par la suite que nous avons deux “super modes” X et Y linéaires et orthogonaux oscillant dans le laser, chacun contenant respectivement quelques modes longitudinaux. Nous comptons 8 modes intenses et stables sur la polarisation horizontale et 10 modes stables sur la verticale dont 6 sont intenses et 4 très faibles. La figure 1.30 montre les variations de $P_{x,y}$ en fonction de α_p pour deux valeurs de degré d'excitation η . Nous notons un important dichroïsme de gain induit par la pompe polarisée. Par exemple, lorsque $\eta = 2,7$ le rapport des puissances est de l'ordre de 10 à $\alpha_p = 0^\circ$ ou $\alpha_p = 90^\circ$. La cavité n'ayant pas de dichroïsme de perte, l'équilibre $P_x = P_y$ est obtenu pour $\alpha_p = 45^\circ$. De plus, nous observons que le rapport des puissances tend vers une valeur constante lorsque l'on s'écarte du seuil ($P_x/P_y = 2,3$ pour $\alpha_p = 0^\circ$, voir figure 1.30 (b) correspondant à $\eta = 18$). Dans tous les cas, la puissance totale $P_x + P_y$ reste constante.

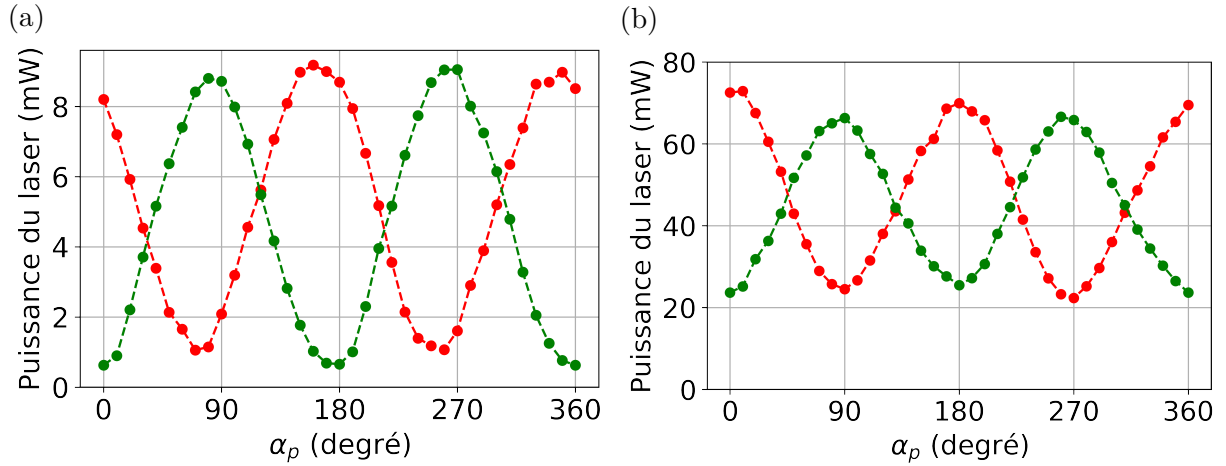


FIGURE 1.30 – Résultats expérimentaux des puissances P_x (rouge) et P_y (en vert). (a) Pompage à $\eta = 2,7$ fois le seuil; (b) Pompage à $\eta = 18$ fois le seuil.

Avant d'étendre les observations précédentes à d'autres cristaux laser, nous allons d'abord pomper le même milieu actif avec une diode laser multimode fibrée¹².

Pompage diode

La diode délivre une puissance de 2,4 W pour un courant de 2,5 A. L'ensemble du montage expérimental est maintenant représenté sur la figure 1.31. Le transport du faisceau de pompe jusqu'au milieu actif se fait en utilisant un système de deux lentilles L_1 et L_2 de focales respectives $f_1 = 15$ mm et $f_2 = 8$ mm. La première pour la collimation du faisceau en sortie de la fibre et la deuxième pour la focalisation dans le milieu actif. Comme la qualité du faisceau de la diode ne permet pas de focaliser sur un diamètre équivalent à celui du TiSa, le seuil laser en cavité plan-plan est très haut et l'efficacité réduite d'un facteur 10. C'est pourquoi nous utilisons ici un laser à cavité étendue utilisant le même miroir d'entrée que précédemment et le même milieu actif, mais avec un miroir de sortie concave de 50 mm de rayon de courbure placé à environ 45 mm du milieu actif. Le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe de 1,3 W et le laser émet 42 mW à 1030 nm pour une puissance de pompe de 2,4 W. Une fois l'effet laser obtenu, nous vérifions ensuite la dépendance en intensités des deux états propres de polarisations en fonction de l'orientation de la polarisation de la pompe. Dans ce cas également, les états propres de polarisations sont linéaires et orthogonaux et leurs directions sont régies

12. 10 W @940 nm de chez Qphotonics

par les anisotropies intracavité. Toutes les observations sont bien reproduites, montrant l'influence de la polarisation de la pompe à pouvoir contrôler et équilibrer les puissances relatives des deux états propres de polarisations dans le laser Yb:YAG.

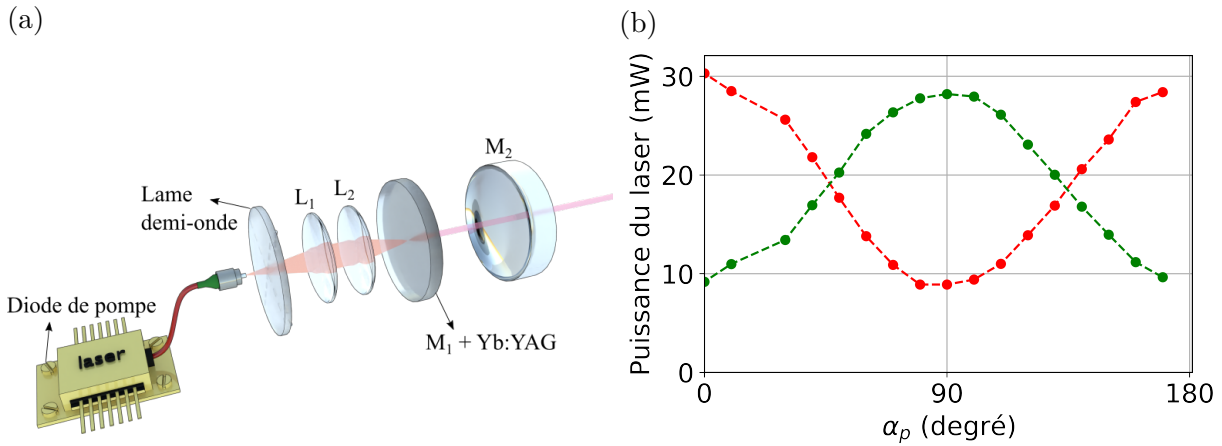


FIGURE 1.31 – Montage et résultats expérimentaux obtenu avec la diode de pompe. (a) Montage expérimental, (b) Puissances P_x (rouge) et P_y (en vert).

Après avoir exploré le Yb:YAG, il est cependant pertinent de se pencher sur la deuxième matrice cristalline le Yb:Lu:YAG (Lutécium Yttrium Aluminium Garnet dopé à l'Ytterbium), qui offre également de bonnes propriétés thermo-optiques.

1.6.2 Yb:Lu:YAG

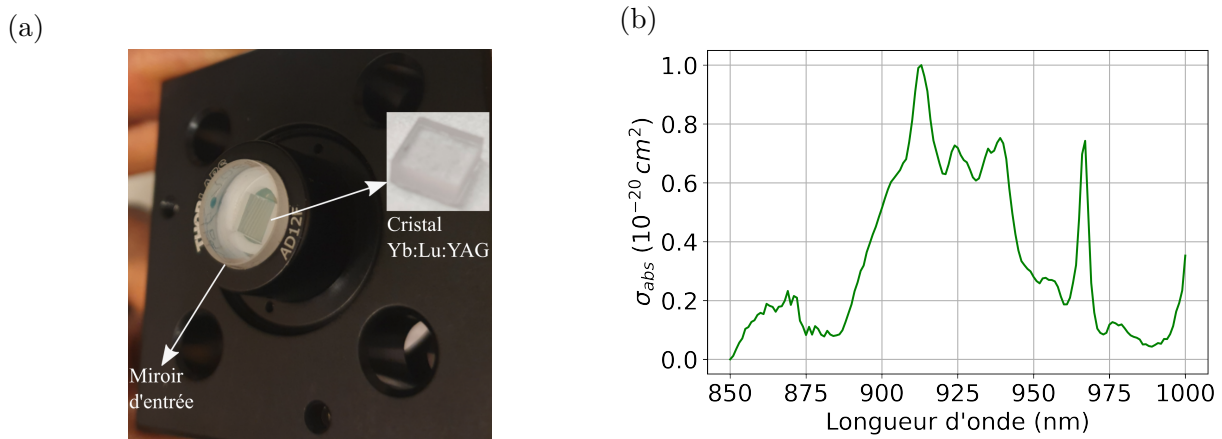


FIGURE 1.32 – Assemblage du Yb:Lu:YAG et spectre d'absorption. (a) Yb:Lu:YAG dans sa monture, (b) Section efficace du Yb:Lu:YAG.

Le cristal est maintenu dans un anneau de teflon (voir figure 1.32 (a)). La première étape sur ce cristal consiste à déterminer la longueur d'onde efficace de pompage. Pour cela, nous faisons un balayage de la longueur d'onde de pompe sur le logiciel de contrôle du TiSa entre 850 nm et 1000 nm. La puissance de pompe est fixée à 351 mW. Nous remarquons que le cristal absorbe bien à 915 nm puis autour de 940 nm et à 970 nm. Par contre l'effet laser n'est pas obtenu en pompant à 915 nm. Cependant, le laser oscille plutôt en pompant à 940 nm ou à 970 nm. Partant de la formule 1.6.1 et en utilisant les données expérimentales de puissance de pompage et en sortie du cristal, nous avons représenté le spectre d'absorption de la section efficace du Yb:Lu:YAG sur la figure 1.32 (b). Ensuite, nous opérons le Yb:Lu:YAG dans deux configurations : la configuration plan-plan et la configuration plan-concave. Nous verrons dans les lignes qui suivent la configuration qui est la mieux adaptée pour observer l'influence de la polarisation de la pompe sur le laser.

Cavité plan-plan

Commençons par le montage plan-plan. L'épaisseur du cristal est de 2 mm. Le milieu actif est déposé entre le miroir d'entrée (dichroïque, HR à 1030 nm et HT à 940 nm) et le miroir de sortie (miroir plan, HR à 1064 nm). Nous utilisons une focale de 60 mm pour focaliser la pompe dans le milieu actif. L'effet laser est obtenu pour un pompage à 940 nm en utilisant le laser de pompe Ti:Al₂O₃. L'émission laser est étalée autour de trois longueurs d'ondes respectivement, 1030 nm, 1043 nm et 1053 nm (voir figure 1.33). La raison pour laquelle ce cristal peut émettre sur plusieurs longueur d'onde est principalement due aux transitions électroniques possibles dans les ions ytterbium. Ces transitions électroniques peuvent se produire à différentes énergies, ce qui correspond à des longueurs d'onde de lumière émise distinctes.

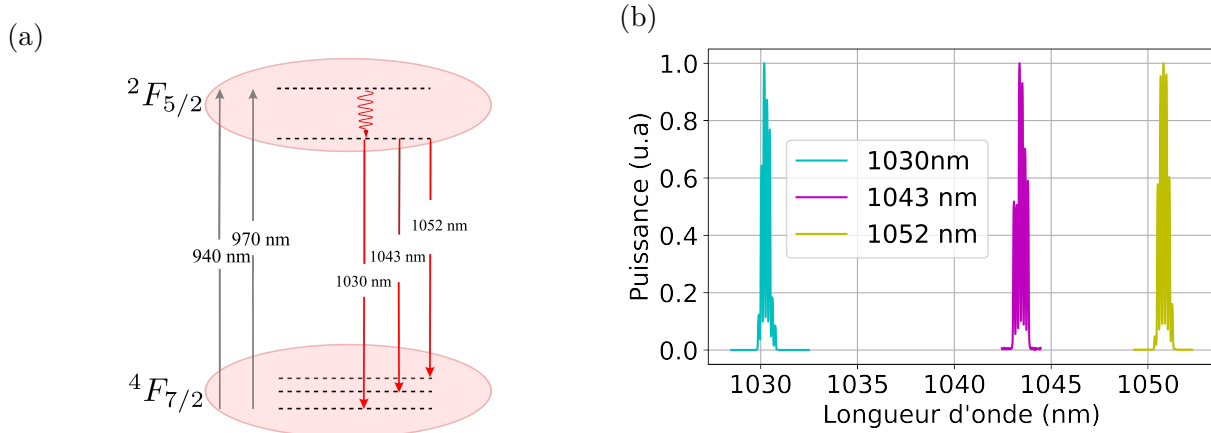


FIGURE 1.33 – Niveau d'énergie et spectre optique du Yb:Lu:YAG. (a) Niveau d'énergie du Yb:Lu:YAG. (b) Émission laser à 1030 nm, 1043 nm et 1053 nm.

Le seuil laser sur le mode fondamental est atteint pour une puissance de pompe de 413 mW. Nous faisons des acquisitions en se mettant approximativement à trois fois le seuil, soit une puissance de pompe de 1,2 W. Nous enregistrons dans un premier temps, les images des faisceaux des deux états propre de polarisation et aussi sans le polariseur avec une caméra (voir figure 1.34 (a,b,c)). De plus un analyseur de spectre optique ayant une résolution de 0,05 nm a été employé pour mesurer le spectre de chaque état de polarisation sur une large plage de longueur d'onde. Le laser oscille sur plusieurs modes longitudinaux sur chacun des deux états propres. Nous dénotons 7 modes sur la polarisation horizontale parmi lesquels 4 sont intenses et 3 sont moins intenses. Sur la polarisation verticale, nous comptons aussi 7 modes d'amplitudes irrégulières dont 3 sont intenses et 4 moins intenses. Lorsqu'on enlève le polariseur, le spectre optique obtenu couvre bien les deux états propres de polarisations (voir figure 1.34 (d,e,f)). La puissance totale émise par le laser reste constante autour de 10 mW.

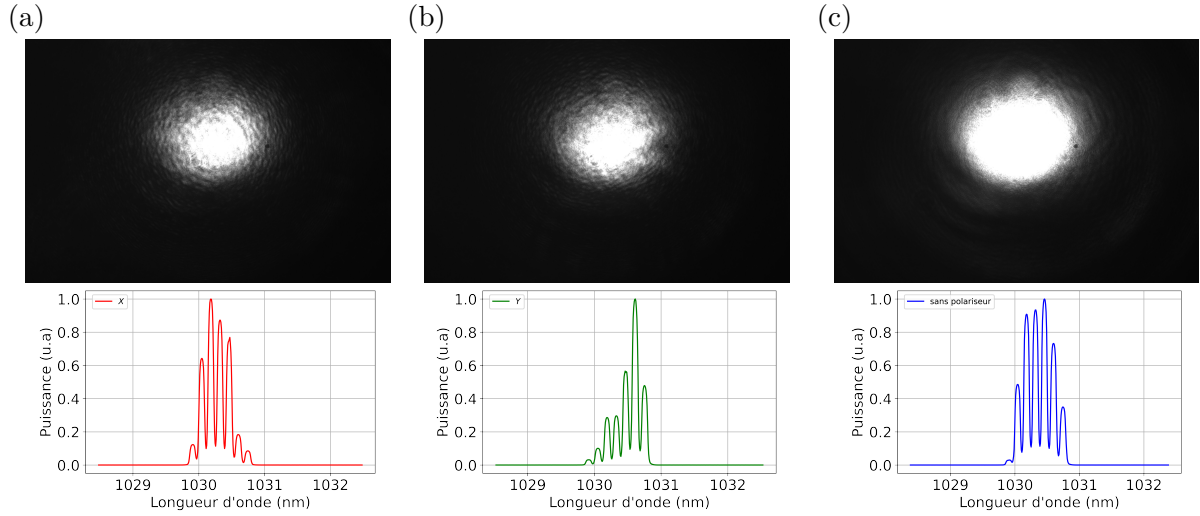


FIGURE 1.34 – Profil spatial et spectre optique du Yb:Lu:YAG autour de 1030 nm. (a) Horizontale, (b) Verticale, (c) Sans le polariseur.

Quand on tourne la lame demi-onde, nous remarquons que l'influence de la polarisation de la pompe devient bien visible comme le montre la figure 1.35 (b).

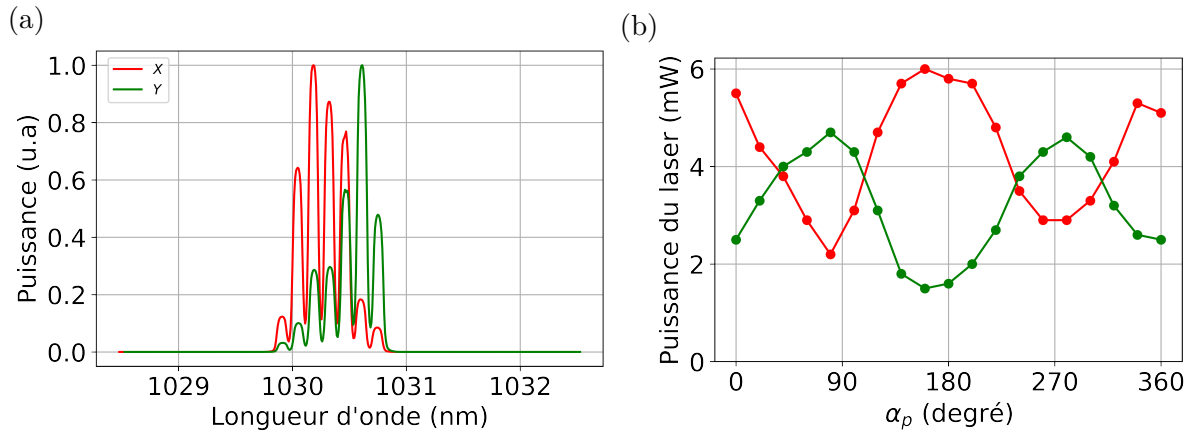


FIGURE 1.35 – Spectre optique et puissance des états de polarisations du Yb:Lu:YAG à $\eta = 3$. (a) Spectre optique des deux polarisations, (b) Puissances P_x (rouge) et P_y (en vert).

Les résultats obtenus dans le cas du Yb:Lu:YAG montrent que la dépendance à l'orientation de la polarisation de la pompe est un peu réduite comparée au cas du Yb:YAG (voir figure 1.35 (b)). Ceci s'explique par la répartition des ions actifs dans la matrice du Yb:Lu:YAG occupant une multiplicité des sites du réseau dodécaédriques et octaédriques. De plus, le relevé de P_x et P_y en fonction de α_p semble montrer une anisotropie de pertes.

Par ailleurs, nous avons été limité par quelques dérives thermiques lors des mesures.

Maintenant, pour une puissance de pompage de 2 W, le laser émet 145 mW à 1052 nm (voir figure 1.36). Mais à cause des dérives thermiques, la puissance du laser va ensuite diminuer et se stabiliser à 119 mW. Dans ces conditions le laser oscille bien sur les deux états propres de polarisations aussi bien autour de 1043 nm sauf que l'influence de la polarisation de la pompe reste très faible.

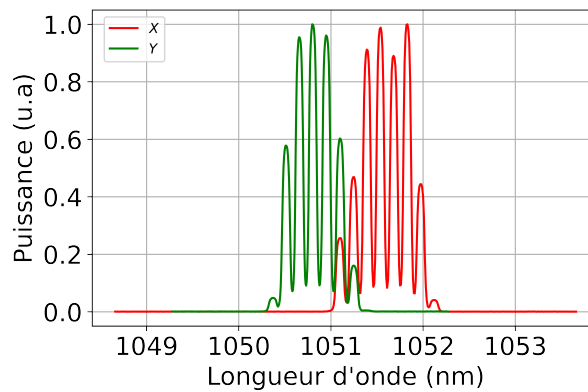


FIGURE 1.36 – Spectre optique des deux polarisations autour de 1051 nm dans le Yb:Lu:YAG.

Cavité plan-concave

Dans la configuration plan-concave, nous remarquons aussi que deux états propres de polarisations orthogonaux oscillent dans le laser pour deux longueurs d'onde de pompage à 940 nm et à 970 nm (voir figure 1.37).

Lorsqu'on travaille à 970 nm, le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe de 657 mW. Le laser émet 24,5 mW majoritairement à 1048 nm et faiblement autour de 1030 nm pour une puissance de pompage de 1,74 W. Pour un pompage à 940 nm, l'émission laser à 1030 nm disparaît complètement et laisse place à celui de 1048 nm. Dans les deux cas, l'influence de la polarisation de la pompe dans cette géométrie de cavité n'a pas donné des résultats concluants.

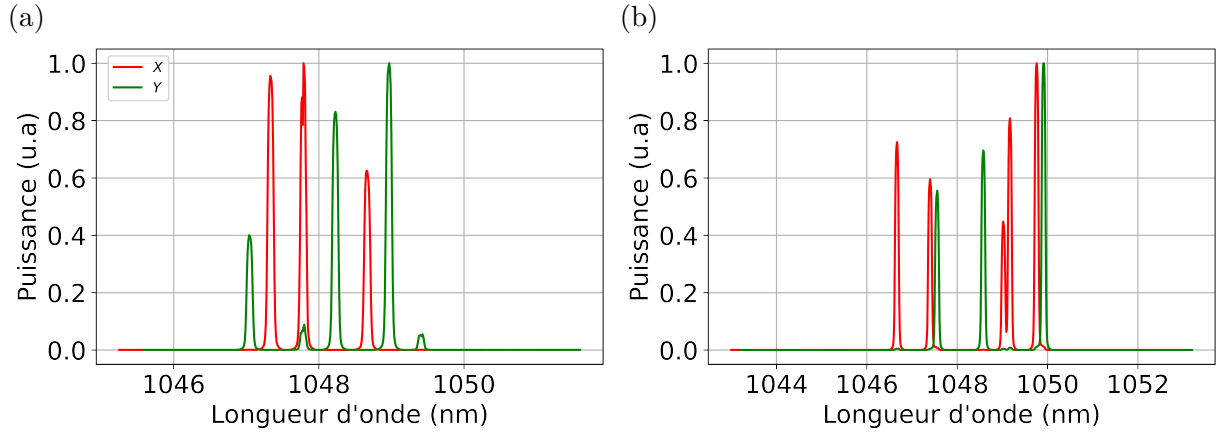


FIGURE 1.37 – Spectres optiques du Yb:Lu:YAG dans la configuration plan-concave, en pompant à (a) 970 nm, ou (b) 940 nm.

Il convient maintenant d'analyser le troisième milieu actif, le Yb:Na:CNGG (Sodium Calcium Niobium Gallium Garnet dopé à l'ytterbium) dont la structure est cubique mais désordonnée.

1.6.3 Yb:Na:CNGG

L'épaisseur du cristal est de 3,47 mm. Les deux configurations ont été aussi essayés pendant nos études. Nous allons commencer par la configuration plan-plan et ensuite finir par le plan-concave.

Configuration plan-plan

Dans la configuration plan-plan, nous utilisons un tube bien adapté dans lequel les trois éléments essentiels ont été déposés l'un après l'autre à savoir : le miroir d'entrée, le milieu actif et le miroir de sortie. L'ensemble est ensuite monté sur une cage. Le seuil laser est atteint pour une puissance de pompe de 679 mW. Le laser émet 93,2 mW autour de 1050 nm sur le mode fondamental TEM_{00} pour une puissance de pompe de 2,15 W (voir figure 1.38 (a)). Partant du seuil et en augmentant progressivement la puissance de pompe, nous observons sur l'OSA un élargissement du spectre optique ainsi qu'un nombre croissant de modes longitudinaux (voir figure 1.38 (b)).

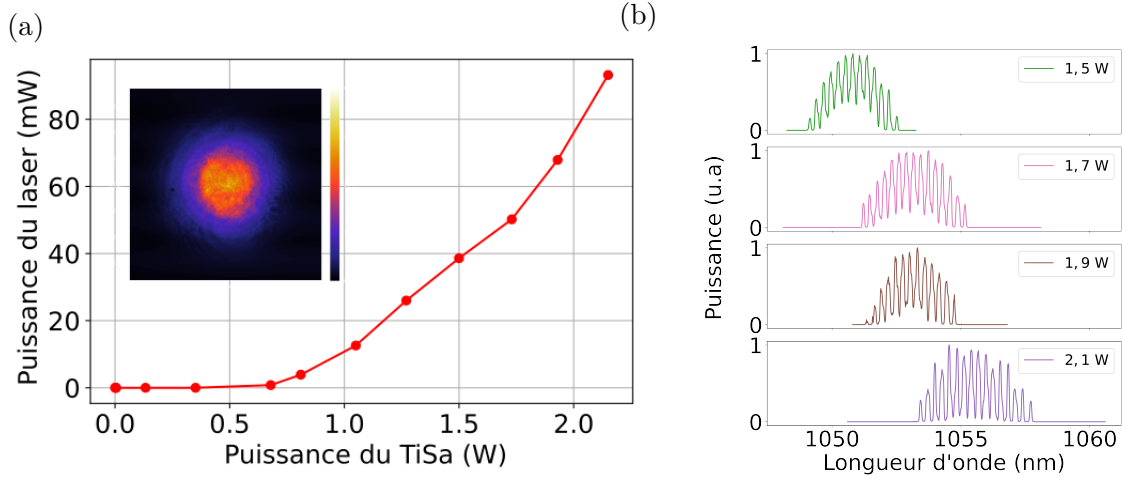


FIGURE 1.38 – Caractérisation du laser et évolution du spectre optique en fonction de la puissance de pompe. (a) Caractérisation du laser, (b) Spectre optique en fonction de la pompe.

Deux états propres de polarisations linéaires et orthogonaux oscillent simultanément dans le laser, polarisés le long des directions de la coupe du cristal. En tournant la demi-onde, nous relevons les puissances relatives des deux états propres. Néanmoins, à cause des dérives thermiques du milieu actif, la cavité laser est soumise à des instabilités ce qui à un impact sur nos mesures expérimentales.

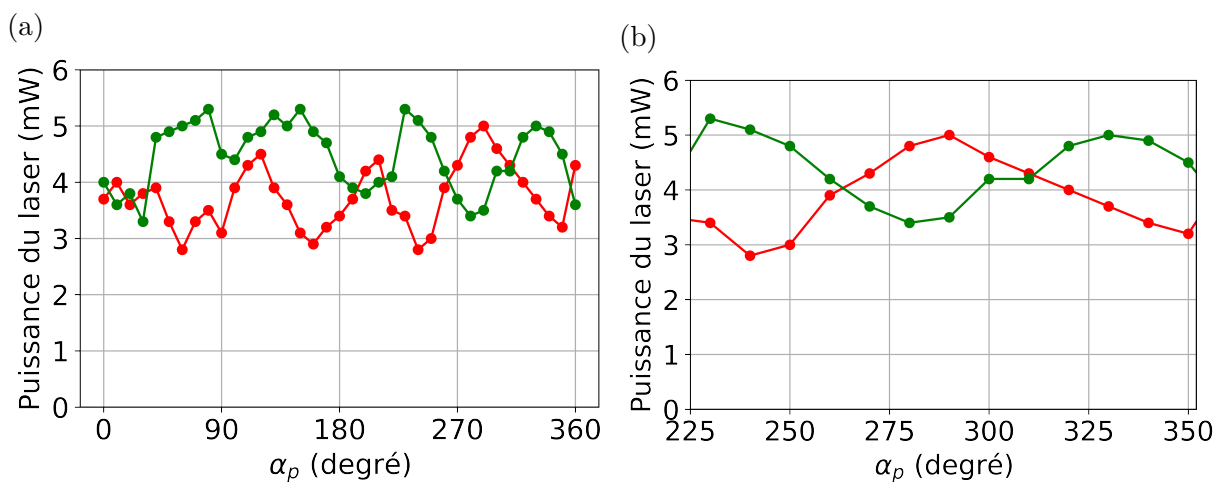


FIGURE 1.39 – Influence de l'orientation de la polarisation de la pompe dans la configuration plan plan du Yb:Na:CNGG. (a) Puissances P_x et P_y à $\eta = 1,3$; (b) Zoom de α_p compris entre 225° et 350°.

Configuration plan-concave

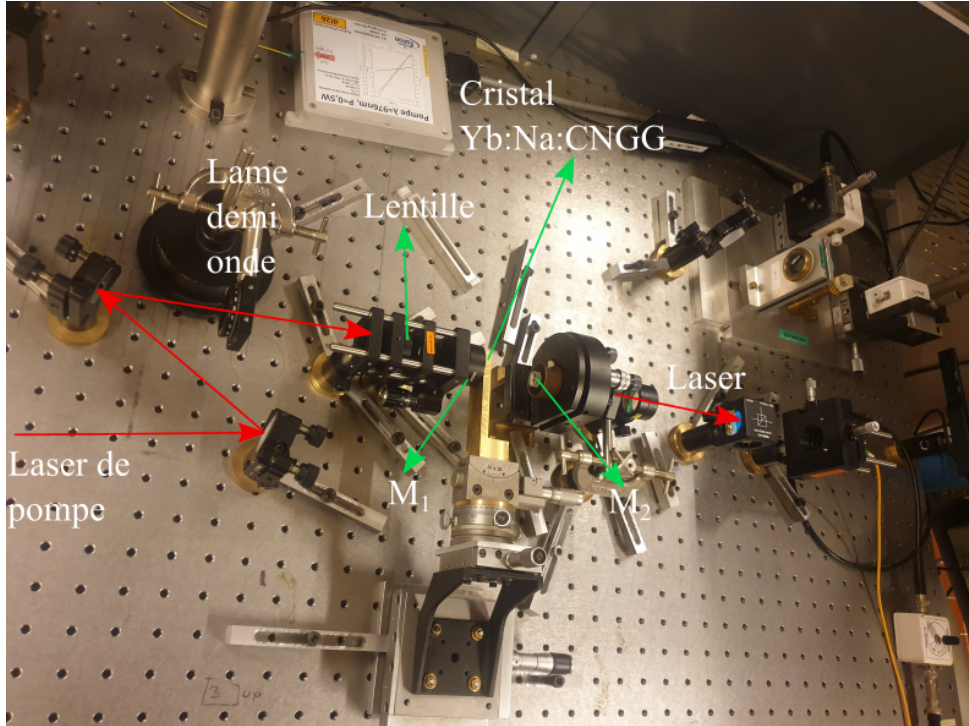


FIGURE 1.40 – Montage expérimental du Yb:Lu:YAG .

Le montage expérimental de la première configuration est représenté sur la figure 1.40. Deux diodes lasers^{13 14} ont été utilisées pour pomper le cristal mais en vain. Nous avons donc décidé d'utiliser le Ti:Al₂O₃. Afin de trouver la bonne longueur d'onde d'absorption, nous faisons un balayage sur le logiciel de contrôle entre 950 nm et 976 nm. Nous remarquons que le maximum d'absorption est à 972 nm. Le seuil est atteint pour une puissance de pompe de 260 mW et le laser émet 259 mW pour 1,8 W de pompe à 1073 nm. Le spectre optique correspondant à la polarisation horizontale (en rouge sur la figure 1.41 (a)) est centré autour de 1071 nm tandis que celui correspondant à la polarisation verticale est centré à 1073 nm (en vert sur la figure 1.41 (a)). L'enveloppe spectrale totale contient une dizaine de modes régulièrement espacés de 130 GHz ce qui correspond à une longueur optique de 1,14 mm. Cette longueur correspond à la distance entre le miroir M₁ et le milieu actif. Ceci montre à nouveau un effet Fabry-Perot dans la cavité induisant la

13. $\lambda = 980,1$ nm de la marque Gooch & Housego

14. $\lambda = 976,2$ nm, vendu par Opton Laser

présence des cannelures dans le spectre optique.

Nous observons que le laser fonctionne suivant deux états de polarisations linéaires et orthogonaux. En fonction de l'orientation de la polarisation de la pompe, nous mesurons les intensités I_x et I_y des deux états de polarisations en utilisant l'oscilloscope (voir figure 1.41 (b)). En tournant la lame demi-onde sur un temps beaucoup plus long nous arrivons à observer en temps réel l'effet de l'orientation de la polarisation de la pompe sur le laser. Nous pouvons soit équilibrer les deux états propres ou soit favoriser un état propre sur un autre comme le montre la figure 1.41 (b).

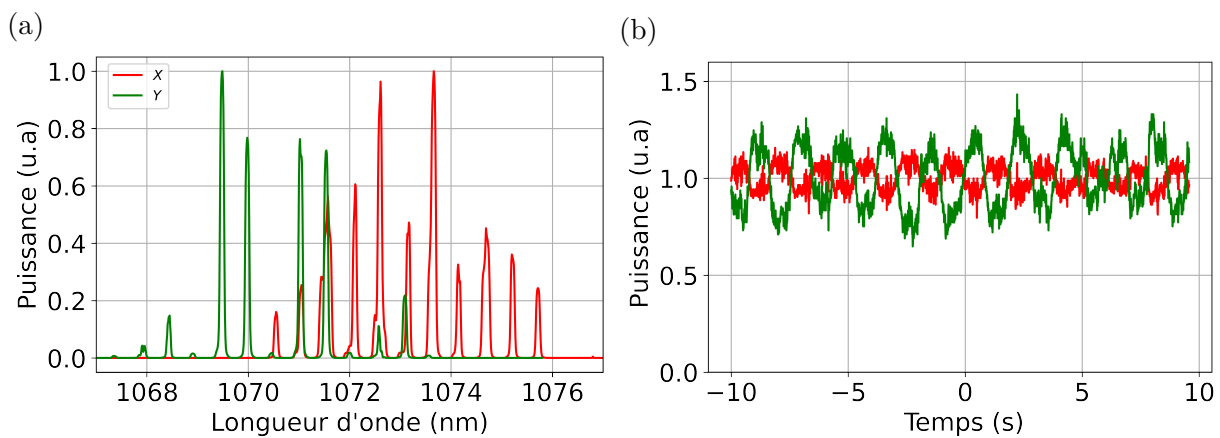


FIGURE 1.41 – Analyse spectrale optique et influence de la polarisation de la pompe du Yb:Na:CNGG. (a) Analyse spectrale optique des deux états propres de polarisations, (b) Influence de la polarisation de la pompe à $\eta = 3$.

Nous allons maintenant étendre les expériences au dernier cristal étudié qui est le fluorure de calcium dopé à l'ytterbium (Yb:CaF₂) où les ions ytterbium forment des clusters.

1.6.4 Yb:CaF₂

La première étape consiste à déterminer la longueur d'onde de pompage correspondant au maximum d'absorption. Pour cela nous utilisons le Ti:Al₂O₃. Le cristal fait une longueur de 4 mm et est délicatement déposé sur le miroir d'entrée (voir figure 1.42 (a)). Le balayage de la longueur d'onde de pompage a été faite entre 850 et 1000 nm. Le cristal absorbe bien entre 974 nm et 980 nm. En effet le Yb:CaF₂ présente un pic d'absorption autour de 920 nm mais sans obtention d'effet laser. Nous choisissons donc de pomper à 976 nm. Le spectre d'absorption relevé expérimentalement est représenté sur la figure 1.42 (b).

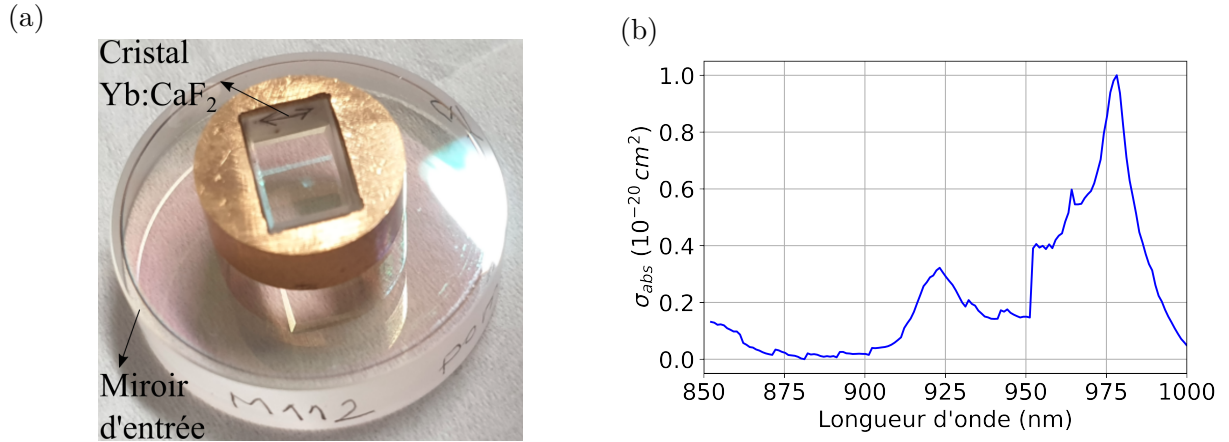


FIGURE 1.42 – Assemblage et mesure expérimentale de la section efficace d'absorption du Yb:CaF₂. (a) Yb:CaF₂ posé sur le miroir d'entrée, (b) Section efficace du Yb:CaF₂.

Une seule configuration du montage expérimental sera exposée dans cette partie car le cristal présente une lentille thermique négative (voir figure 1.43). Par conséquent la configuration plan-plan est instable. La cavité plan-concave fait 5 cm.

Configuration plan-concave

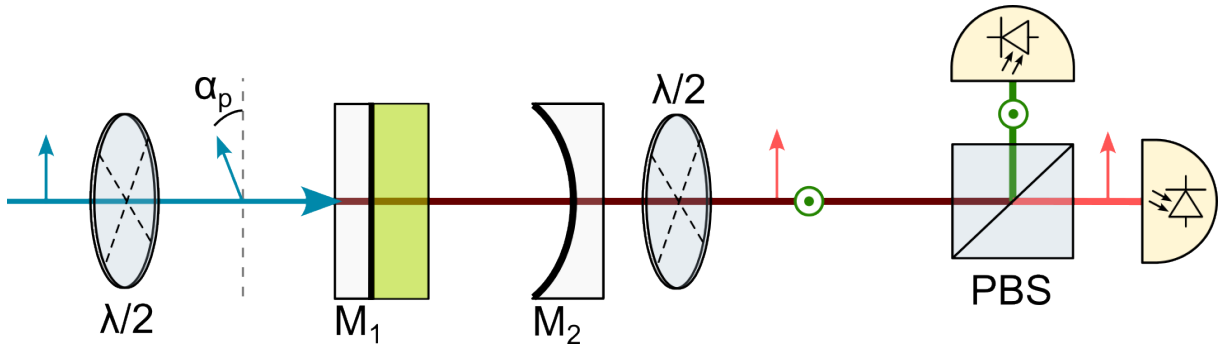


FIGURE 1.43 – Illustration du dispositif expérimental du Yb:CaF₂ en configuration plan-concave .

Nous utilisons une focale de pompage de $f = 100$ mm. Le laser émet typiquement 236 mW autour de 1050 nm pour environ 1,8 W de pompe. Nous remarquons que les deux états propres peuvent osciller. Nous estimons à ce stade que le laser est quasiment bistable. Nous remarquons aussi que en touchant juste le miroir de sortie de cavité, nous avons la possibilité de basculer le laser d'un état propre à un autre.

Nous utilisons ensuite une diode de pompe émettant à 980 nm¹⁵. Le laser émet cette fois ci 25 mW à 1050 nm pour environ 500 mW de puissance de pompe. En optimisant au mieux la cavité, le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe de 194 mW et le laser émet 124 mW à 1056 nm pour une puissance de pompe de 631 mW sur le mode TEM₀₀ (voir figure 1.44 (a)). Ici encore, deux états propres orthogonaux oscillent , polarisés le long des directions de coupe du cristal. Les deux spectres restent cannelés et sont centrés à 1056 nm (voir figure 1.44 (b)). En rouge la polarisation horizontale et en vert la polarisation verticale. Les pics successifs sur chacune des deux polarisations sont séparés de 0,4 nm correspondant à un écart fréquentiel de 107 GHz. Cet écart correspond à une longueur optique de 1,4 mm. Par conséquent, l'effet Fabry-Pérot que nous observons ne peut être que dû qu'à la petite couche d'air existant entre le miroir d'entrée et le milieu actif.

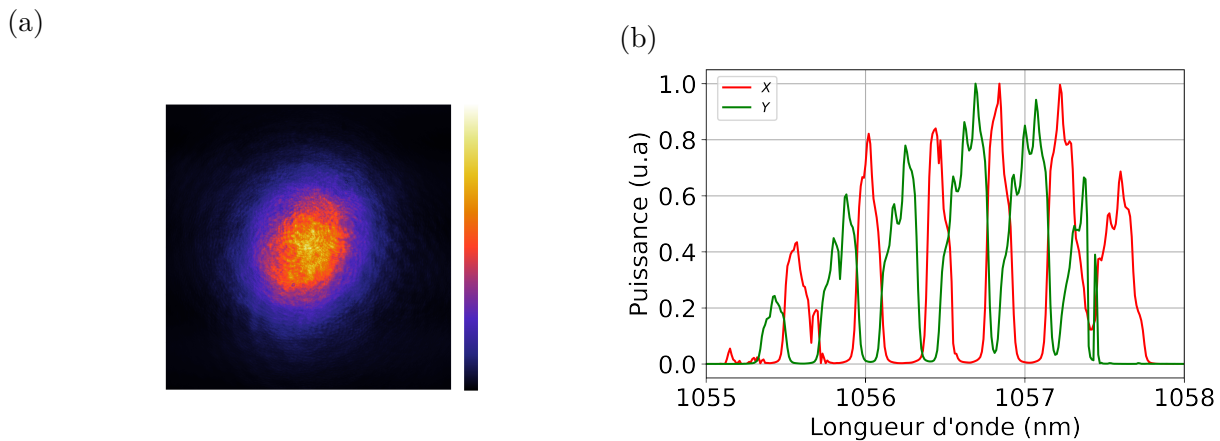


FIGURE 1.44 – Profil spatial et spectre optique du Yb:CaF₂. (a) Profil spatial du laser Yb:CaF₂, (b) Spectre optique du Yb:CaF₂.

Par la suite, en tournant la lame demi-onde, nous notons que l'anisotropie induite par la pompe est très faible pour différentes valeurs du degré d'excitation, avec un contraste de seulement 5% à $\eta = 2$ (voir figure 1.45). Ceci s'explique par le fait que, en raison de l'isotropisation rapide du Yb:CaF₂ par des transferts d'énergie entre les ions voisins, les états de polarisation du laser sont quasi-indépendants de la polarisation de la pompe.

15. Diode laser 0,8W@980; de la marque Goosch & Housego, AC1409-0600-0980-PM

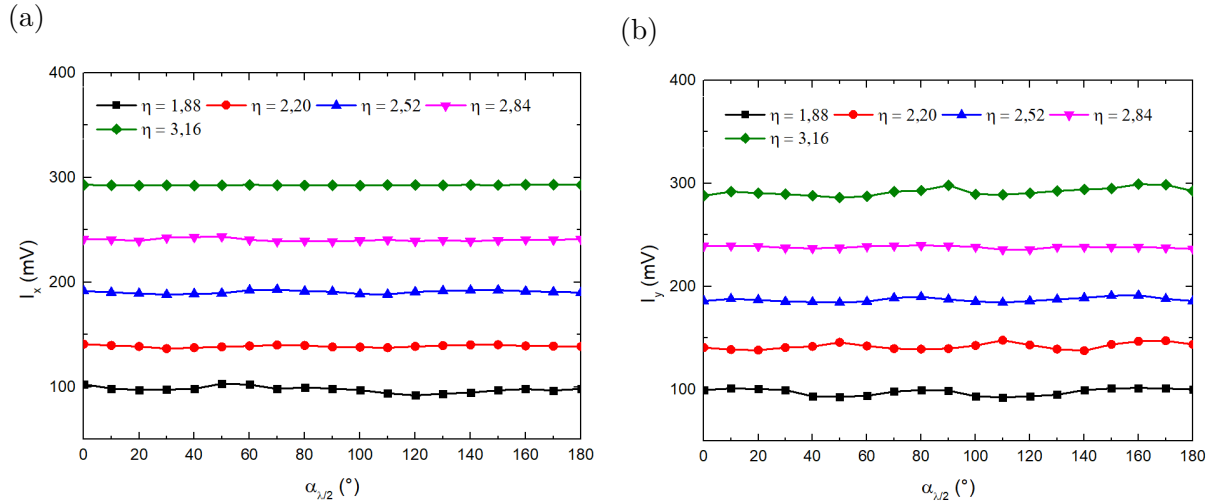


FIGURE 1.45 – Résultats expérimentaux des intensités dans le cas du Yb:CaF₂ en fonction de l’orientation de la polarisation de la pompe pour différentes valeurs de η . (a) I_x , (b) I_y .

1.7 Modélisation

1.7.1 Équations de populations à deux modes

Pour modéliser tous les lasers sur lesquels nous avons travaillé jusqu’à présent avec un nombre minimal de paramètres, nous allons considérer un système de quatre “rate-equations” à deux supermodes couplés caractérisés par leurs intensités I_x et I_y interagissant avec deux réservoirs d’inversion de population n_x et n_y (voir figure 1.46). Les dépendances transversales et longitudinales sont négligées (approximation du champ moyen), ainsi que les relations de phase entre les modes. Ceci donne lieu à quatre équations [158, 162-165] gouvernant les évolutions de $I_{x,y}$

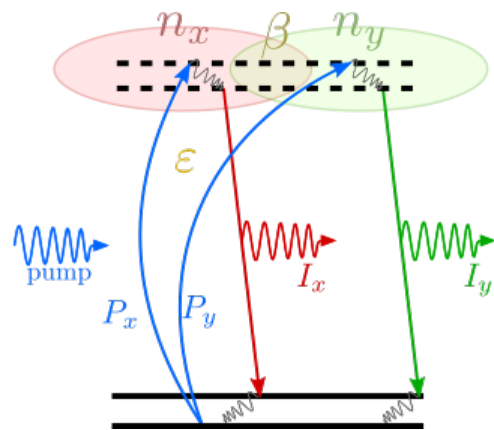


FIGURE 1.46 – Illustration visuelle du modèle.

et $n_{x,y}$ comme suit :

$$\frac{dI_x}{dt} = \kappa (n_x + \beta n_y) I_x - \Gamma_x I_x, \quad (1.7.1)$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \kappa (n_y + \beta n_x) I_y - \Gamma_y I_y, \quad (1.7.2)$$

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_x + \beta I_y)] n_x, \quad (1.7.3)$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_y + \beta I_x)] n_y, \quad (1.7.4)$$

où Γ_x et Γ_y sont les coefficients de pertes, γ_{\parallel} le taux de décroissance de l'inversion de population, κ et ζ les paramètres constants de couplage atome-champ proportionnels à la section efficace d'émission; P_x et P_y sont les paramètres de pompage des états de polarisation suivant x et y respectivement. P_x peuple le réservoir d'inversion de population n_x et P_y alimente le réservoir d'inversion de population n_y . Les deux paramètres de pompage sont partiellement superposés. β représente le coefficient de saturation croisée couplant les deux super-modes. Le réservoir n_x produit des photons I_x tandis que le réservoir n_y des photons I_y . L'anisotropie du gain induite par l'orientation du pompage peut prendre différentes formes [150, 155, 156, 159, 164]. Partant de [164], nous utilisons

$$\begin{aligned} P_x &= P (1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p)) \\ P_y &= P (1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p)), \end{aligned} \quad (1.7.5)$$

où P est la moitié de l'inversion totale de population, ε le paramètre d'anisotropie de gain induit par la pompe, et α_p l'angle de la polarisation de la pompe par rapport à x . L'image physique peut être comprise comme un pompage préférentiel des ions situés dans les sites cristallins où les dipôles sont parallèles à la pompe; par conséquent, l'émission stimulée proviendrait aussi préférentiellement de ces sites.

1.7.2 Solution des équations d'évolution à l'état stationnaire : Cas où les deux modes oscillent simultanément ($\hat{I}_x \neq 0, \hat{I}_y \neq 0$)

Même pertes sur les deux états propres

En utilisant l'ensemble des équations de (1.7.1) à (1.7.4) combinées avec les équations de (1.7.5), nous allons maintenant calculer les intensités I_x et I_y en fonction de l'angle de la polarisation de la pompe, en mettant en exergue les rôles de β et ε . Ainsi donc, nous résolvons en régime stationnaire les quatre équations couplées en supposant que les pertes sur les deux états propres de polarisation sont les mêmes, c'est à dire que,

$$\Gamma_x = \Gamma_y = \Gamma. \quad (1.7.6)$$

Nous introduisons ensuite des expressions normalisées pour les intensités, soit $\hat{I}_{x,y} = \zeta I_{x,y}/\gamma_{\parallel}$. Le degré d'excitation est défini par $\eta = P/P_{th}$ où le seuil d'inversion de population s'écrit sous la forme $P_{th} = \Gamma/\kappa$. Dans cette partie, nous nous concentrerons sur les solutions où les deux états propres oscillent simultanément, c'est-à-dire que lorsque les intensités modales sont non nulles ($\hat{I}_x \neq 0, \hat{I}_y \neq 0$). Le cas où un seul mode oscille a été développé dans l'annexe (A.2) ($I_x \neq 0$ et $I_y = 0$). Les solutions stationnaires ont alors les expressions suivantes

$$\begin{aligned} \hat{I}_x(\alpha_p) &= \eta \left(1 + \varepsilon \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos 2\alpha_p \right) - \frac{1}{1 + \beta} \\ \hat{I}_y(\alpha_p) &= \eta \left(1 - \varepsilon \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos 2\alpha_p \right) - \frac{1}{1 + \beta}. \end{aligned} \quad (1.7.7)$$

Il est intéressant de noter que $\hat{I}_{x,y}(\alpha_p)$ ne dépend que de deux paramètres : le coefficient de saturation croisée β et le paramètre d'anisotropie de la pompe ε , α_p et η étant des variables expérimentales. Pour les besoins d'analyse, nous définissons comme dans [156] un paramètre de contraste qui est $r = \hat{I}_y(0)/\hat{I}_x(0)$.

Exploration du modèle

Afin de voir comment les paramètres pertinents du modèle affectent les intensités des deux modes $\hat{I}_{x,y}$, nous calculons (1.7.7) pour différentes valeurs de ε et β et nous traçons

les courbes stationnaires correspondantes $\hat{I}_{x,y}(\alpha_p)$ comme le montre les figures de (1.47).

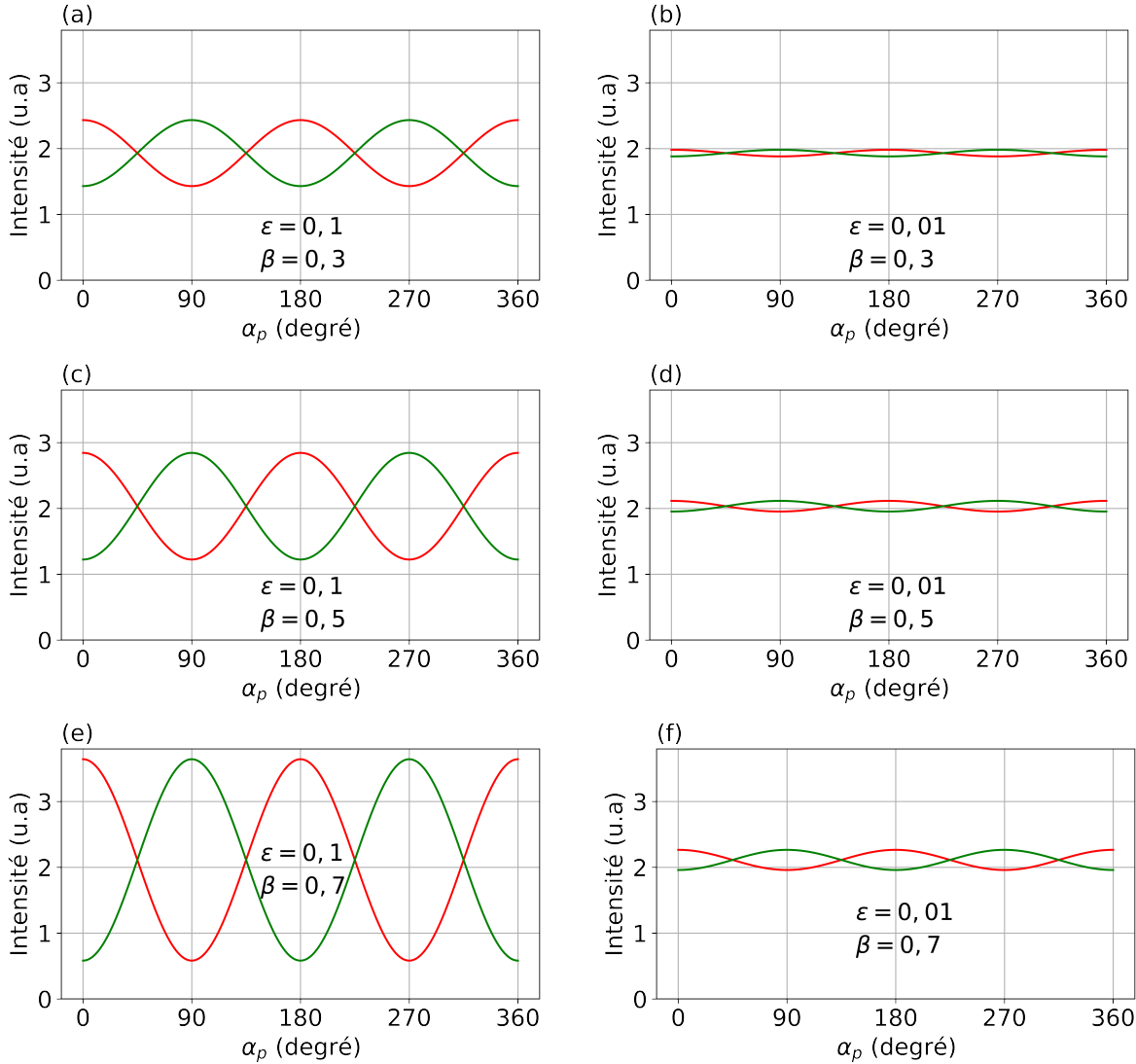


FIGURE 1.47 – Intensités théoriques $\hat{I}_x(\alpha_p)$ (en rouge) et $\hat{I}_y(\alpha_p)$ (en vert) à $\eta = 2,7$ pour différentes valeurs de ϵ et β .

Nous observons que le contraste entre les intensités des deux états propres de polarisations augmente lorsque le coefficient d'anisotropie de la pompe ϵ ou le paramètre de saturation croisée β augmente. Bien sûr, pour des valeurs faibles de η , nous pouvons nous retrouver dans des situations où un seul mode oscille, même dans notre cas où les pertes sont égales à cause de la compétition de gain induite par le paramètre β . En outre, il est intéressant de noter que les paramètres β et ϵ peuvent être déterminés à partir de mesures expérimentales que nous détaillerons dans les prochaines lignes.

1.7.3 Mesures expérimental de β et ε : cas du Yb:YAG

Principe de la mesure expérimentale

Nous pouvons extraire la valeur de β à partir de la mesure des fréquences d'oscillations de relaxations (f_R) et des fréquences d'antiphase (f_L). f_L correspond à l'échange d'énergie entre les deux états propres de polarisation du laser [158, 162]. En utilisant un analyseur de spectre électrique, nous mesurons les deux fréquences f_L et f_R à partir des mesures de bruit d'intensité résolu en polarisation. Les deux polarisations montrent le même spectre (voir figure (1.48) (a)). Lorsque la puissance de pompage augmente, nous constatons que les deux fréquences augmentent également. Par exemple, pour différentes puissances de pompage de 412 mW ; 440,6 mW ; 463,5 mW respectivement, nous avons $f_L(kHz)/f_R(kHz) = 189/909$; $207/954$; $217/981$. Le seuil des fréquences d'antiphase est de 237,20 mW tandis que celui des fréquences de relaxation est de 181,26 mW. En effet, nous avons réaliser au total une série de quatorze mesures comme le montre la figure (1.48) (b).

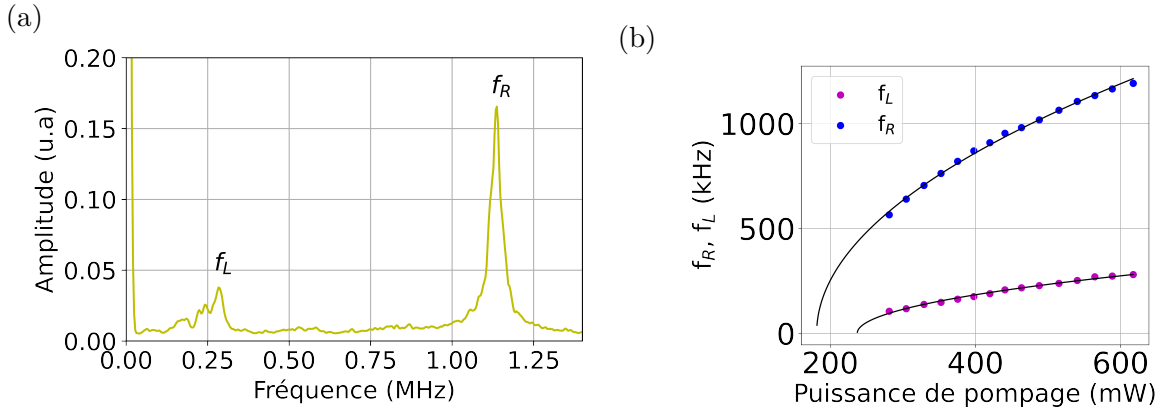


FIGURE 1.48 – Les points représentent les mesures expérimentales de f_L et f_R et les lignes pleines les ajustements à l'aide de formules standard [158]. (a) Fréquences d'antiphase et de relaxation pour une puissance de pompe de 564 mW, (b) Mesures expérimentales de f_L et f_R en fonction de la puissance de pompage.

La valeur de β est alors déduite de l'équation suivante :

$$\beta = \frac{1 - h}{1 + h} \quad \text{avec} \quad h = \frac{f_L}{f_R}. \quad (1.7.8)$$

Nous trouvons $\beta = 0,64 \pm 0,02$ dans le cas du Yb:YAG. L'expression de h peut également

être relié à la constante de couplage de Lamb [214]

$$C = \left(\frac{1 - h^2}{1 + h^2} \right)^2 \quad (1.7.9)$$

régissant les régimes de simultanété et de bistabilité. Ici $C = 0,87 \pm 0,02$. Cette valeur de C est assez proche de 1, par conséquent proche des conditions de bistabilité, ce qui signifie que les pertes doivent être bien équilibrées à l'intérieur d'un tel laser afin de conserver le régime de simultanété. Maintenant, pour trouver la valeur de ε , nous utilisons l'équation (1.7.7) qui conduit à :

$$\varepsilon = h \frac{(1 + \beta) \eta - 1}{(1 + \beta) \eta} \left(\frac{r - 1}{r + 1} \right), \quad (1.7.10)$$

montrant que ε peut être déterminé à partir du rapport des puissances expérimentales obtenues à $\alpha_p = 0$, une fois que η et β sont connus. A un taux de pompage élevé, nous avons simplement

$$\varepsilon = h \frac{r - 1}{r + 1}, \quad (1.7.11)$$

Ainsi, nous déduisons à partir de l'équation (1.7.10) la valeur de ε qui est de 0,08.

1.7.4 Comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle

Pompage avec le Ti:Al₂O₃

En prenant les valeurs mesurées expérimentalement à savoir β et ε , nous comparons maintenant le modèle et les résultats expérimentaux comme schématisé sur la figure (1.49). Nous dénotons un très bon accord entre le modèle et les observations expérimentales pour différentes valeurs de η . Le modèle suit parfaitement l'évolution du contraste en fonction du degré d'excitation.

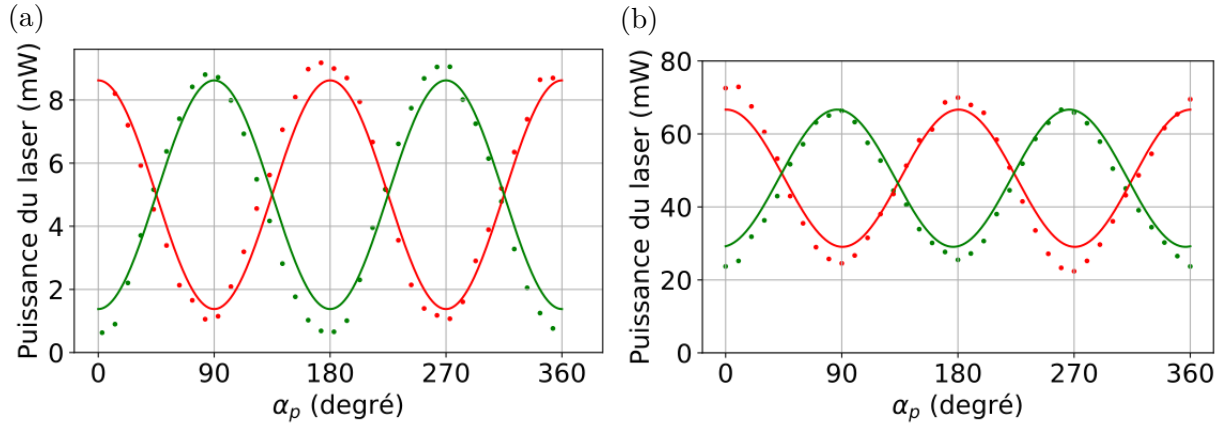


FIGURE 1.49 – Puissances I_x (en rouge) et I_y (en vert). Les points (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, théoriques). Ici (a) $\eta = 2,7$ et (b) $\eta = 18$.

Pompage avec la diode

Nous confrontons ensuite le modèle aux résultats expérimentaux dans le cas du pompage par diode. Les résultats sont présentés sur la figure (1.50) pour $\eta = 3$, où les courbes de simulation sont obtenues avec les mêmes valeurs de paramètres que précédemment, c'est-à-dire $\beta = 0,64$ et $\varepsilon = 0,08$.

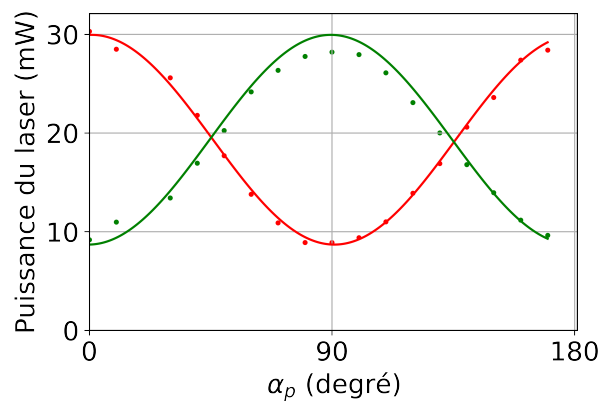


FIGURE 1.50 – Puissance I_x (en rouge) et I_y (en vert) du laser Yb:YAG pompé par diode. Les points (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, théoriques) pour $\eta = 3$.

1.7.5 Extension du modèle aux différents cristaux

La comparaison du modèle avec les résultats expérimentaux des trois autres cristaux donne une évaluation du paramètre d'anisotropie induite. Ainsi, on peut classer les cristaux par sensibilité décroissante à la polarisation de la pompe : les valeurs sont regroupées dans le tableau 1.5.

	Yb:YAG	Yb:LuYAG	Yb:Na:CNGG	Yb:CaF ₂
Matrice	Ordonnée	Ordonnée	Désordonnée	Clusters
β	0,64	0,67	0,67	0,8
ε	0,08	0,06	0,02	0,004

TABLE 1.5 – Évaluation du coefficient d'anisotropie de pompage et du paramètre de saturation croisée dans les quatre cristaux.

1.8 Conclusion

En conclusion, nous avons montré dans ce chapitre que l'orientation de la polarisation de la pompe est un moyen efficace de contrôle des puissances relatives dans les lasers ytterbium bipolarisation. Un modèle d'équations de populations à deux modes reproduit les observations expérimentales, mettant en évidence les rôles du paramètre d'anisotropie de gain et de la saturation croisée. Ces deux paramètres sont liés, au niveau microscopique, à la symétrie locale des ions Yb³⁺ dans les matrices du Yb:YAG, Yb:LuYAG, Yb:Na:CNGG et Yb:CaF₂. Par conséquent la sensibilité à l'orientation de la pompe dépend fortement de la structure de l'hôte. En particulier pour le Yb:Na:CNGG et surtout le Yb:CaF₂, il est difficile, voire impossible, de récupérer une oscillation bipolarisation si une légère anisotropie de pertes fait basculer la cavité sur une polarisation ou une autre.

Les travaux présentés ici seront maintenant étendus aux architectures de lasers à impulsions courtes bipolarisations [56]. L'anisotropie de gain induite par l'orientation de la polarisation de la pompe sera utilisée pour pallier à d'éventuelles anisotropies de perte dans les cavités plus complexes utilisées pour la génération d'impulsions courtes, afin d'optimiser l'oscillation simultanée des doubles peignes de fréquences synchrones ou asynchrones dans les lasers ytterbium.

Optics Letters

Control of the bipolarization emission of an Yb:YAG laser by the orientation of the pump polarization

HERMAN AKAGLA, NICOLAS CHAPRON, GOULC'HEN LOAS, MARC VALLET, AND MARC BRUNEL*

Université Rennes, CNRS, Institut FOTON-UMR 6082, 35000 Rennes, France

*Corresponding author: brunel@univ-rennes1.fr

Received 14 September 2022; revised 23 December 2022; accepted 4 January 2023; posted 4 January 2023; published 25 January 2023

We show that the polarized pumping can be used to control the relative powers of two linear, orthogonally polarized, eigenstates in a Yb:YAG laser. The experimental observations are in full agreement with a two-mode rate-equation model, highlighting the roles of both the gain anisotropy and the cross-saturation parameters, whose values are found to be $\varepsilon = 0.08$ and $\beta = 0.64$, respectively, in a longitudinally pumped continuous-wave microchip laser. The application to dual-polarization frequency combs is discussed. © 2023

Optica Publishing Group

<https://doi.org/10.1364/OL.475453>

Since their first demonstrations more than 30 years ago [1,2], ytterbium lasers have become ubiquitous in research and technology. Trivalent ytterbium ions in solid-state media provide high quantum efficiency, long fluorescence lifetime, broad absorption, and emission ranges. Ytterbium lasers are notably used for ultrashort pulse generation [3], and have recently been shown to provide novel polarization-multiplexed sources for dual-comb spectroscopy [4,5]. Indeed, when isotropic crystal hosts such as YAG or CaF₂ are used, the generation of two orthogonally polarized eigenstates with different repetition rates is possible. In these examples, however, simultaneous oscillation of the two polarizations is obtained at the expense of additional beam displacers in the cavity, in order to avoid cross-saturation effects in the active medium or in the absorber.

While polarization cross-saturation effects have been scarcely studied in ytterbium lasers, it has long been reported in Nd:YAG lasers. In particular the influence of the pump polarization orientation has been experimentally observed [6–8] and theoretically described [9]. Except for the peculiar cases where all anisotropies are rigorously compensated [10], Nd:YAG lasers usually oscillate on two linear orthogonally polarized modes whose directions are defined by residual, or voluntarily inserted [11–13], anisotropies. Numerous experiments have shown that the power balance between the two competing polarizations can be controlled by the orientation of the pump polarization, to the advantage of the mode parallel to the pump [6,7,9,14–20]. The cross-saturation parameter plays an important role since the pump-induced gain anisotropy may lead to the complete suppression of one polarization to the benefit of the other. Similar behaviors and analyses emerge in fiber lasers, where the pump orientation also provides an efficient gain anisotropy [21–24].

This raises the question of controlling the dual-polarization oscillation in ytterbium lasers by means of the pump polarization orientation. Indeed, investigating the pump-induced anisotropy and cross-saturation effects could help in designing dual-frequency ytterbium lasers for microwave photonics, or dual-comb sources without beam displacers, for instance. In the lone study reported so far about polarization eigenstates in Yb:YAG lasers, Ma and Dong showed experimentally that in an isotropic microchip configuration, the laser polarization also tends to follow the pump [25]. In that study, however, simultaneous dual-polarization emission was not clearly evidenced.

In this Letter, we aim to show that the pump polarization provides an efficient gain anisotropy in an Yb:YAG laser, emphasizing the role of the cross-saturation parameter. We wish to compare experimental results obtained with a simple, compact, plano–plano cavity, with a two-mode rate equation model. The model is based on previous literature [22,26–29], but we aim here to derive pump-dependent stationary solutions with minimal relevant parameters, that are the pump-induced anisotropy parameter and the cross-saturation parameter.

The laser used is shown in Fig. 1. The active medium is a 2 mm-thick, <111>-cut, 5% at.-doped, Yb:YAG crystal placed between two plane mirrors M₁ and M₂. The pump mirror M₁ is dichroic (high-reflection at 1030 nm, high-transmission at 940 nm), and output mirror M₂ has a reflectivity of 99% at 1030 nm. The active medium is anti-reflection coated. It is pumped at 940 nm by a continuous-wave Ti:Al₂O₃ laser, which is focused to a spot radius of 17 μm in the active medium. The pump polarization is linear and its orientation is controlled by a half-wave plate. The threshold is reached for a pump power of 80 mW and the laser emits 120 mW at 1030 nm in a TEM₀₀ mode for an incident pump power of 1.5 W. A polarizer is inserted before the detection instruments: powermeter, optical spectrum analyzer (OSA), Fabry–Perot interferometer (FPI), photodiode. In order to investigate precisely the polarizations and frequencies of the laser, we analyze the optical spectrum while rotating the polarizer. Although the total spectral envelope contains approximately a dozen modes evenly spaced by a free-spectral range of 39 GHz, the polarization-resolved spectra show two combs of six to eight linear orthogonally polarized modes [see Fig. 2(a)]. These two combs, labeled *x* and *y* in the following, overlap partially in the central part of the spectrum. Their spectral separation cannot be seen at this scale with the OSA, but the FPI

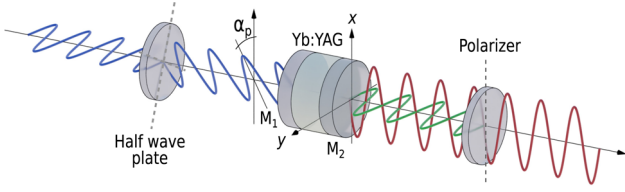


Fig. 1. Illustration of the Yb:YAG laser experimental setup. Laser cavity eigenaxes are labeled x and y . Pump polarization plane is at an angle α_p with respect to x . Here M_1, M_2 are plane cavity mirrors.

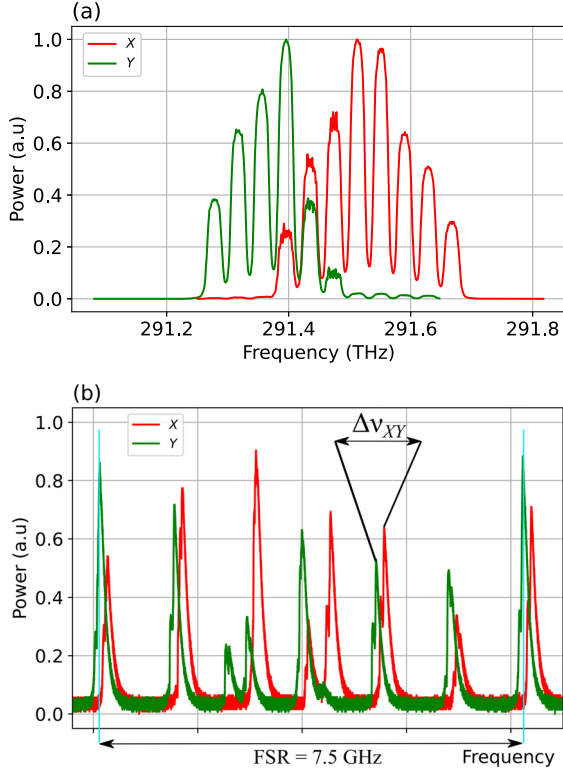


Fig. 2. Polarization-resolved optical spectrum observed with (a) an optical spectrum analyzer, showing two combs associated with x (red) and y (green) eigenstates and (b) a FPI revealing the small detuning due to the residual birefringence of the laser. Here, FSR stands for the free spectral range of the FPI.

permits us to show that the two combs are actually shifted by approximately 100 MHz [see $\Delta\nu_{xy}$ in Fig. 2(b)]. Note that this small shift reflects the residual birefringence inside the laser, of the order of $\Delta n = 5 \times 10^{-7}$, and we verified that it depends on the pump power—as a result of thermo-optic effects. In addition, we checked that the directions are not affected by the pump polarization. Indeed, by rotating the half-wave plate of the pump, we observe variations in the intensities of the two polarizations, but their directions x and y stay fixed by the residual birefringence of the laser crystal. Hence, we will consider hereafter that we have two linear “super modes” X and Y oscillating in the laser, each consisting of the superposition of a few longitudinal modes.

To model this laser with a minimal number of parameters, let us consider a system of two super-modes characterized by their intensities $I_{x,y}$ interacting with two population inversion reservoirs $n_{x,y}$. Transverse and longitudinal dependencies are neglected (mean-field approximation), as well as phase

relationships between modes. It yields four rate equations [22,26–29] governing the evolutions of $I_{x,y}$ and $n_{x,y}$, as follows:

$$\frac{dI_x}{dt} = \kappa (n_x + \beta n_y) I_x - \Gamma_x I_x, \quad (1)$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \kappa (n_y + \beta n_x) I_y - \Gamma_y I_y, \quad (2)$$

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_x + \beta I_y)] n_x, \quad (3)$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_y + \beta I_x)] n_y, \quad (4)$$

where Γ_x and Γ_y are the intensity loss coefficients; γ_{\parallel} is the decay rate of the population inversion; κ and ζ are constant atom-field coupling parameters proportional to the emission cross section; $P_{x,y}$ are the pumping parameters on the x, y polarization states; and β is the cross-saturation coefficient coupling the two modes. The gain anisotropy induced by the pumping orientation can take different forms [14,19,20,23,28]. Following Ref. [28], we take

$$P_{x,y} = P (1 \pm \varepsilon \cos(2\alpha_p)), \quad (5)$$

where P is half the total population inversion; ε is the pump-induced gain anisotropy parameter; and α_p is the angle of the pump polarization with respect to x . The physical picture can be understood as a preferential pumping of ions located in the crystal sites where dipoles are parallel to the pump; consequently stimulated emission also comes preferentially from those sites. Using the set of equations Eqs. (1) to (4) with Eq. (5), let us now describe the intensities with respect to the pump polarization angle, emphasizing the roles of β and ε . We calculate the stationary solutions of the four coupled equations, making the assumption that the losses on the two polarization states are equal in this microchip configuration, i.e., $\Gamma_x = \Gamma_y = \Gamma$. We introduce normalized expressions for the intensities $\hat{I}_{x,y} = \zeta I_{x,y} / \gamma_{\parallel}$, and we write the excitation degree $\eta = P / P_{th}$ where the threshold population inversion is $P_{th} = \Gamma / \kappa$. In this study we focus on the solutions where both eigenstates oscillate simultaneously, i.e., modal intensities are non-zero ($\hat{I}_x \neq 0, \hat{I}_y \neq 0$). Stationary solutions are then found to be

$$\hat{I}_{x,y} = \eta \left(1 \pm \varepsilon \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \cos 2\alpha_p \right) - \frac{1}{1 + \beta}. \quad (6)$$

It is interesting to note that $\hat{I}_{x,y}(\alpha_p)$ depend on two parameters only: the cross-saturation coefficient β and the pump anisotropy parameter ε , with α_p and η being experimental variables. For the sake of analysis, we define as in Ref. [20] a contrast parameter which is $r = \hat{I}_y(0) / \hat{I}_x(0)$. In order to see how the relevant parameters of the model affect the intensities of the two modes $\hat{I}_{x,y}$, we calculate Eq. (6) for different values of ε and β and plot the stationary $\hat{I}_{x,y}(\alpha_p)$ as shown in Fig. 3. We observed that the contrast between the two polarization intensities increases when either the pump anisotropy coefficient ε or the cross-saturation parameter β increases. Of course, at low values of η one can find situations where only one mode oscillates, even in our case of equal losses, because of the gain competition described by the β parameter. Besides, it is interesting to note that the parameters β and ε can be determined from experimental measures, as is now detailed.

Now, β can be extracted from the measurement of both the relaxation oscillation frequency (f_r) and the antiphase frequency (f_i) corresponding to the energy exchange between the two

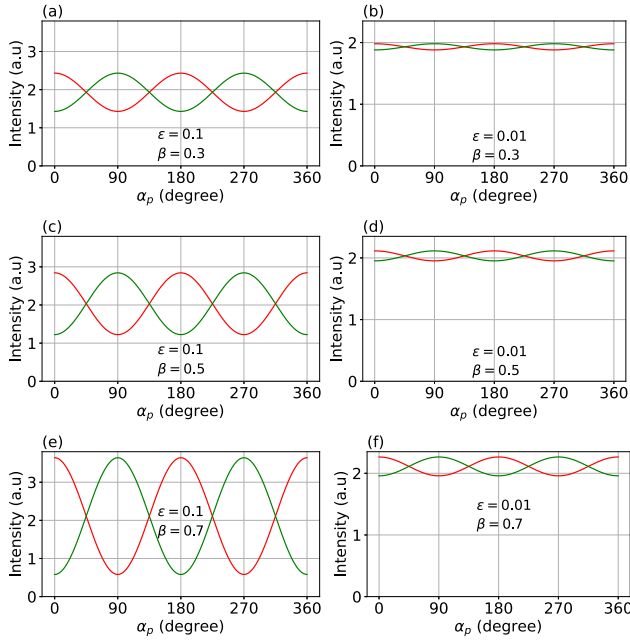


Fig. 3. Theoretical intensities $\hat{I}_x(\alpha_p)$ (in red) and $\hat{I}_y(\alpha_p)$ (in green) at $\eta = 2.7$ for different values of ε and β .

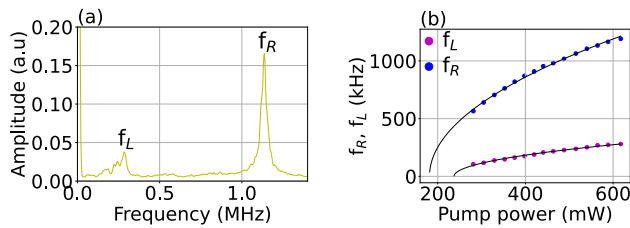


Fig. 4. Antiphase and relaxation frequencies with respect to the input pump power. Points, experimental measurements of f_L and f_R ; solid lines, fits using standard formulas [22].

polarizations states [22,26] of the laser. By using an electrical spectrum analyzer, we measure the two frequencies f_L and f_R in the polarization-resolved intensity noise spectrum, as shown in Fig. 4 (both polarizations show the same spectrum). The value of β is then deduced through the equation $\beta = \frac{1-h}{1+h}$ where $h = f_L/f_R$. We find $\beta = 0.64 \pm 0.02$. Note that the ratio h can also be related to a Lamb-type coupling constant $C = \left(\frac{1-h^2}{1+h^2}\right)^2$ [30] governing the simultaneity/bistability regimes. Here $C = 0.87 \pm 0.02$. This value of C is quite close to unity, close to bistability conditions, meaning that losses must be well balanced inside such a laser in order to keep the simultaneity regime.

Now, to find out the value of ε , we manipulate Eq. (6) to find

$$\varepsilon = h \frac{(1 + \beta) \eta - 1}{(1 + \beta) \eta} \left(\frac{r - 1}{r + 1} \right), \quad (7)$$

showing that ε can be determined from the ratio of the experimental powers obtained at $\alpha_p = 0^\circ$, once η and β are known. Note that at high pumping rate we have simply $\varepsilon = h \frac{r-1}{r+1}$. Figure 5 shows the experimental results of the polarization-resolved powers (associated with x and y combs). When rotating the half-wave plate, hence the pump polarization orientation, we find the periodic energy exchange between the two eigenstates. Figure 5(a) is plotted when $\eta = 2.7$, while Fig. 5(b) is plotted when $\eta = 18$. In

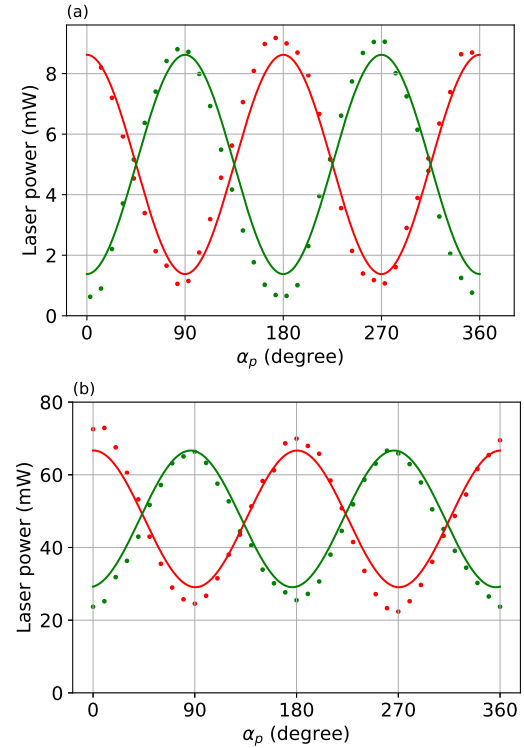


Fig. 5. Powers I_x (in red) and I_y (in green). The points (respectively, solid curves) represent the experimental (respectively, theoretical) results. Here (a) $\eta = 2.7$ and (b) $\eta = 18$.

both cases we note an important gain dichroism induced by the polarized pump; for example when $\eta = 2.7$ the power ratio is of the order of 10 at $\alpha_p = 0^\circ$ or $\alpha_p = 180^\circ$. In our case, in agreement with the fact that our cavity has no loss dichroism, the polarization balance is obtained for $\alpha_p \equiv 45^\circ \pmod{90^\circ}$. Moreover, we observe that the power ratio tends toward a constant value when we move away from the threshold ($r = 2.3$ for $\alpha_p = 0^\circ$). In all cases, the total power remains almost constant. Using these results, we deduce from Eq. (7) the value of $\varepsilon = 0.08$.

Taking the measured values of our parameters, $\beta = 0.64$ and $\varepsilon = 0.08$, we now compare the model with the experimental results (see the solid lines in Fig. 5). One can notice the very good agreement obtained between the model and the experimental observations for different values of η . The model follows perfectly the evolution of the contrast with respect to the excitation degree.

In order to extend these observations to other laser architecture, we have first pumped the same Yb:YAG microchip laser with a multimode fiber-coupled laser diode. Two lenses are used, one for collimating the fiber output, and another one for focusing inside the active medium. By inserting a polarizer and a half-wave plate between these two lenses, we checked the dependence of x and y intensities versus the pump polarization angle. The results are shown in Fig. 6 for $\eta = 3$, where the simulation curves are obtained with the same parameter values as before, i.e., $\beta = 0.64$ and $\varepsilon = 0.08$. Secondly, we have also studied an extended-cavity architecture, using the same input mirror and active medium, but with a 50 mm radius of curvature concave mirror placed approximately 45 mm away from the active medium. In that case again, the eigenstates are linear and orthogonal, and their directions are governed by intracavity anisotropies. All the observations are well-reproduced, showing

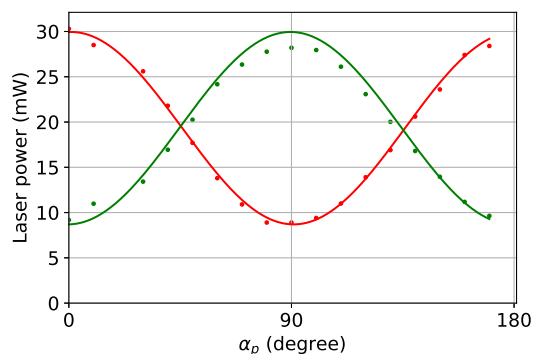


Fig. 6. Powers I_x (in red) and I_y (in green) of the diode-pumped Yb:YAG laser. The points (respectively, solid curves) represent the experimental (respectively, theoretical) results for $\eta = 3$.

the ability of the pump polarization to control the power balance between the polarizations in an Yb:YAG laser.

In conclusion, we have shown that the orientation of the pump polarization is an effective tool for controlling the relative powers in bipolarized ytterbium lasers. We have also found values for important parameters that are the cross-saturation and pump anisotropy parameters. Since both parameters are related, at the microscopic level, to the local symmetry of Yb^{3+} ions in the YAG matrix crystal, it would hence be interesting to extend this work to other matrices, such as CaF_2 for instance, or to other crystal orientations in the line of previous work on Nd:YAG lasers [29]. This work can also be extended to dual-polarized short pulse laser architectures [13]. The gain anisotropy induced by the pump orientation could leverage eventual loss anisotropies in more complex cavities used for short pulse generation, in order to optimize the simultaneous oscillation of dual combs in ytterbium lasers.

Funding. Région Bretagne, FEDER (EU); Rennes Metropole (CPER SOPHIE-Photonique).

Acknowledgments. Technical assistance from Anthony Carré, Ludovic Frein, Steve Bouhier, and Cyril Hamel is gratefully acknowledged.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

Data availability. Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

REFERENCES

1. P. Lacovara, H. Choi, C. Wang, R. Aggarwal, and T. Fan, *Opt. Lett.* **16**, 1089 (1991).
2. W. F. Krupke, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 1287 (2000).
3. C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, and A. Giesen, *Opt. Lett.* **20**, 2402 (1995).
4. B. Willenberg, J. Pupeikis, L. M. Krüger, F. Koch, C. R. Phillips, and U. Keller, *Opt. Express* **28**, 30275 (2020).
5. N. Modsching, J. Drs, P. Brochard, J. Fischer, S. Schilt, V. J. Wittwer, and T. Südmeyer, *Opt. Express* **29**, 15104 (2021).
6. A. Owyong and P. Esherick, *Opt. Lett.* **12**, 999 (1987).
7. J. Lin and M. Yao, *Proc. SPIE* **1040**, 103 (1989).
8. M. Bergeon, "Étude et réalisation de microlasers déclenchés et de microlasers balayés en longueur d'onde, compatibles avec un procédé de fabrication collectif" Ph.D. dissertation (Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 1996).
9. R. Dalgliesh, A. May, and G. Stephan, *IEEE J. Quantum Electron.* **34**, 1493 (1998).
10. N. V. Kravtsov, E. G. Lariontsev, and N. I. Naumkin, *Quantum Electron.* **34**, 839 (2004).
11. G. Baxter, J. Dawes, P. Dekker, and D. Knowles, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8**, 1015 (1996).
12. M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, *Opt. Lett.* **22**, 384 (1997).
13. J. Thévenin, M. Vallet, and M. Brunel, *Opt. Lett.* **37**, 2859 (2012).
14. G. Bouwmans, B. Ségard, and P. Glorieux, *Opt. Commun.* **196**, 257 (2001).
15. G. Verschaffelt, G. Van der Sande, J. Danckaert, B. Ségard, P. Glorieux, and T. Erneux, *Phys. Rev. A* **77**, 063801 (2008).
16. K. Otsuka and T. Ohtomo, *Laser Phys. Lett.* **5**, 659 (2008).
17. K. Otsuka, *Opt. Lett.* **37**, 4287 (2012).
18. K. Otsuka and S.-C. Chu, *Opt. Lett.* **38**, 1434 (2013).
19. S. Zhang, Y. Tan, and S. Zhang, *J. Opt.* **17**, 045703 (2015).
20. H. Chen, S. Zhang, and Y. Tan, *Appl. Opt.* **55**, 2858 (2016).
21. J. T. Lin and W. A. Gambling, *Proc. SPIE* **1373**, 42 (1990).
22. S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, *Phys. Rev. A* **46**, 2811 (1992).
23. R. Leners, P. François, and G. Stephan, *Opt. Lett.* **19**, 275 (1994).
24. P. A. Khandokhin, Y. I. Khanin, Y. A. Mamaev, N. D. Milovskii, E. Y. Shirokov, S. Bielawski, D. Derozier, and P. Glorieux, *Quantum Electron.* **28**, 502 (1998).
25. J. Ma and J. Dong, *Advances in Optical Materials* (Optica Publishing Group, 2011), paper ATuB27.
26. E. Lacot, F. Stoeckel, and M. Chenevier, *Phys. Rev. A* **49**, 3997 (1994).
27. M. Brunel, O. Emile, M. Alouini, A. Le Floch, and F. Bretenaker, *Phys. Rev. A* **59**, 831 (1999).
28. T. Chartier, F. Sanchez, and G. Stéphane, *Appl. Phys. B* **70**, 23 (2000).
29. S. De, A. El Amili, M. Alouini, and F. Bretenaker, *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 2830 (2013).
30. M. Brunel, A. Amon, and M. Vallet, *Opt. Lett.* **30**, 2418 (2005).

DOUBLE PEIGNE DE FRÉQUENCES BIPOLARISATIONS SYNCHRONES

2.1 Introduction

Les états de polarisation des lasers à verrouillage de modes sont généralement fixés soit par l'anisotropie de gain dans les milieux cristallins ou soit par une anisotropie de perte comme une fenêtre de Brewster [215, 216]. Des modèles scalaires ont déjà été proposés dans la littérature pour décrire la dynamique de ces lasers [217, 218]. Le rôle de la polarisation a été mis en évidence, en particulier dans les lasers à semi-conducteurs, les lasers à fibres et les lasers à solide. Par exemple, dans les lasers à semi-conducteurs contenant une seule lame quart d'onde en cavité externe, un verrouillage des modes longitudinaux a été observé, provoqué uniquement par la dynamique du gain [219]. Ce verrouillage a été observé sur les deux états propres du laser. Un point intéressant dans ces travaux est que l'interférence entre les deux états propres du laser entraîne un basculement de la polarisation à la fréquence $c/4L$ [42]. Dans les lasers à fibre, la dynamique de la polarisation a aussi fait l'objet de nombreuses études [220-223]. Dans ce cas par exemple, la rotation non-linéaire de la polarisation permet la formations d'impulsions courtes [221]. Dans le cas des lasers à solide, l'obtention d'une oscillation simultanée sur deux états de polarisation dans une matrice isotrope de Nd:YAG ainsi que la génération de doubles peignes de fréquences synchrones dans une seule cavité ont été démontrées [56]. Ces travaux ouvrent des applications dans des domaines tels que : l'analyse des biréfringences transitoires [224], la dynamique des trous légers et lourds dans les lasers à puits quantiques multiples [225], le contrôle optique des molécules chiraux [226, 227] et en spectroscopie "dual-comb" [30, 31].

Nous étudions dans ce chapitre les états propres de polarisation d'un laser Yb:YAG à verrouillage de modes passif en utilisant des lames quart d'ondes. Un rappel sur le modèle vectoriel utilisant les matrices de Jones [41, 228-230] ainsi que sur le SESAM [29, 80-

83] sera d'abord effectué avant la présentation des résultats expérimentaux. Les travaux seront ensuite étendus aux milieux actifs de Yb:LuYAG, Yb:Na:CNGG et Yb:CaF₂.

2.2 Modèle vectoriel

2.2.1 Rappels sur les états propres d'un laser

La cavité optique impose les modes du champ \vec{E} en régime stationnaire. Le calcul des modes de polarisation, ou états propres, est basé sur le principe selon lequel le champ \vec{E} soit identique à lui même après un aller-retour dans le résonateur. Mathématiquement :

$$M\vec{E}_k = \lambda_k\vec{E}_k \quad (2.2.1)$$

où M est le produit des matrices de Jones (2×2) des éléments que représentent chaque élément de la cavité pris sur un aller-retour et $k = 1, 2$ les indices des deux états propres [42-44]. Les solutions \vec{E}_k de l'équation (2.2.1) sont les vecteurs propres du laser, associés aux valeurs propres λ_k . A chaque solution est associée une amplitude, une fréquence, une phase et un état de polarisation.

$$\vec{E}_k = \exp [i(\omega_k t + \phi_k)] \vec{A}_k \quad (2.2.2)$$

Le champ total \vec{E} est une combinaison de ces solutions, pondérée par la dynamique du milieu actif.

$$\vec{E} = \sum_k \vec{E}_k \quad (2.2.3)$$

Ce modèle sera utilisé dans les lignes qui suivent pour traiter les divers exemples typiques abordées dans nos travaux.

2.2.2 Milieu actif isotrope et une lame quart d'onde

Nous représentons sur la figure 2.1, une illustration de la cavité de longueur L dont le miroir d'entrée est M_A de réflectivité isotrope r_A et le miroir de sortie M_B de réflectivité isotrope r_B , le tout contenant un milieu actif de gain G isotrope et une lame quart d'onde Q de retard $\phi = \pi/2$. Nous supposerons que r_A et r_B sont des nombres réels.

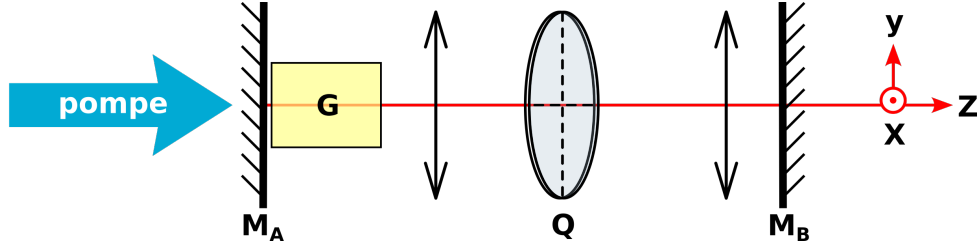


FIGURE 2.1 – Illustration du laser ne contenant qu'une seule lame quart-d'onde.

Soit M la matrice de Jones correspondant à un aller-retour dans la cavité en partant du miroir M_A en contact avec le milieu actif, soit

$$M = r_A G Q r_B Q G \exp(2i\omega L/c) \quad (2.2.4)$$

où $Q = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}$. En remplaçant l'expression de Q dans l'équation (2.2.4), nous obtenons :

$$M = r_A r_B G^2 \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (2.2.5)$$

$$M = r_A r_B G^2 \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.2.6)$$

Valeurs propres et vecteurs propres de M

Les valeurs propres de M sont calculées en résolvant l'équation suivante :

$$r_A r_B G^2 \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \lambda_i \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

$$(2.2.8)$$

où $a, b \in \mathbb{C}$. Ainsi nous obtenons deux solutions

$$\lambda_1 = r_A r_B G^2 \exp(2i\omega L/c) \quad ; \quad \lambda_2 = -r_A r_B G^2 \exp(2i\omega L/c) \quad (2.2.9)$$

dont les vecteurs propres associés sont

$$\vec{E}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{E}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.10)$$

Le états propres de polarisation sont donc linéaires partout dans la cavité et alignés suivant les axes de la lame quart d'onde. L'équation (2.2.2) impose que $\lambda_k = 1$: d'une part l'équilibre entre le gain et les pertes, soit $r_A r_B G^2 = 1$ et d'autre part que l'onde soit en phase avec elle même sur un aller-retour, c'est à dire que $\pm \exp(2i\omega L/c) = 1$. Les deux états propres étant polarisés suivant les axes propres de la lame quart d'onde, leur déphasage est de $\delta\phi = \pi$. Par conséquent, le décalage entre les fréquences propres des deux états propres de polarisation associés au même mode longitudinal est donné par :

$$\delta\nu = \nu_y - \nu_x = \frac{c \phi_y}{2L2\pi} - \frac{c \phi_x}{2L2\pi} = \frac{c}{2L2\pi} (\phi_y - \phi_x) \quad (2.2.11)$$

$$\delta\nu = \frac{c \delta\phi}{2L2\pi} = \frac{c}{4L} \quad (2.2.12)$$

Nous retiendrons donc dans ce cas que si les deux états propres oscillent simultanément sur le même mode longitudinal de la cavité, la fréquence de battement est alors rigoureusement égale à la moitié de l'intervalle spectral libre.

2.2.3 Milieu actif anisotrope et une lame quart d'onde

De manière général, il existe une anisotropie linéaire du gain (dichroïsme) et une anisotropie de phase (biréfringence) dans le milieu actif, même si elle est résiduelle. Ces anisotropies peuvent être dues aux propriétés intrinsèque du milieu actif où à l'environnement du milieu actif, incluant des contraintes mécaniques, thermiques, des défauts de la matrice cristalline ou encore la saturation dynamique du gain. Il est donc important de prendre en compte l'anisotropie du milieu actif dans la description des états propres de polarisations du laser. Nous rajoutons donc au milieu actif précédent de la figure 2.1 une anisotropie possédant un dichroïsme g_x et g_y ainsi qu'une biréfringence ϕ . Deux hypothèses sont donc nécessaire pour mener à bien les calculs. Nous supposons dans un premier temps que le milieu actif est un point localisé sur l'axe de la cavité conduisant à un traitement local de l'anisotropie. Ensuite, nous supposons que l'anisotropie de gain et de phase ont les mêmes axes propres. Le champ \vec{E} polarisé suivant X (respectivement Y) sera amplifié d'un facteur g_x (respectivement g_y). Ainsi, la nouvelle matrice de Jones associé au milieu actif prend la forme :

$$G = \begin{pmatrix} g_x \exp(i\phi/2) & 0 \\ 0 & g_y \exp(-i\phi/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 \\ 0 & \gamma_y \end{pmatrix} \quad (2.2.13)$$

On note, $\gamma = \frac{\gamma_y}{\gamma_x} = \frac{g_y}{g_x} \exp(-i\phi)$. Nous ajouterons aussi que les axes propres de la lame quart d'onde n'ont aucune raison d'être alignés avec ceux du milieu actif (ce qui n'est pas pareil que précédemment, car toute orientation était sur l'axe propre du milieu actif puisqu'il était isotrope). L'angle entre l'axe rapide de la lame quart-d'onde et l'axe rapide du milieu actif sera noté α tel que schématisé sur la figure 2.2.

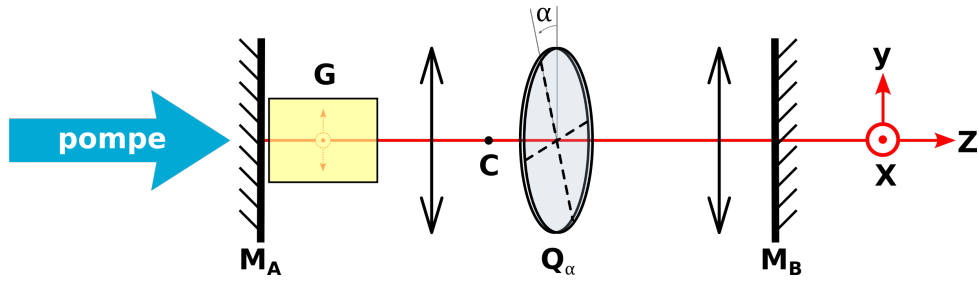


FIGURE 2.2 – Illustration du laser ne contenant qu'une seule lame quart-d'onde tournée d'un angle α par rapport aux axes neutres du milieu actif anisotrope.

La matrice de Jones Q_α de la lame quart d'onde à donc pour expression :

$$Q_\alpha = R(\alpha) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} R(-\alpha) \quad (2.2.14)$$

avec $R(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}$. En remplaçant $R(\alpha)$ et $R(-\alpha)$ dans l'équation (2.2.14), nous obtenons :

$$\begin{aligned} Q_\alpha &= \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \\ Q_\alpha &= \frac{1-i}{2} \begin{pmatrix} i + \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & i - \cos 2\alpha \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

A présent, nous pouvons recalculer les valeurs propres et les états propres du laser en utilisant les matrices de Jones pour un aller-retour du faisceau dans la cavité en partant

du miroir M_A . La matrice de Jones M' correspondant à pour expression

$$\begin{aligned}
 M' &= r_A G Q_\alpha r_B Q_\alpha G \exp(2i\omega L/c) \\
 M' &= r_A r_B \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 \\ 0 & \gamma_y \end{pmatrix} Q_\alpha Q_\alpha \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 \\ 0 & \gamma_y \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.2.16}$$

En remplaçant l'expression de Q_α de l'équation (2.2.15) dans l'équation (2.2.16), nous obtenons,

$$\begin{aligned}
 M' &= r_A r_B \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 \\ 0 & \gamma_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_x \cos 2\alpha & \gamma_y \sin 2\alpha \\ \gamma_x \sin 2\alpha & -\gamma_y \cos 2\alpha \end{pmatrix} \\
 M' &= r_A r_B \exp(2i\omega L/c) \begin{pmatrix} \gamma_x^2 \cos 2\alpha & \gamma_x \gamma_y \sin 2\alpha \\ \gamma_y \gamma_x \sin 2\alpha & -\gamma_y^2 \cos 2\alpha \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.2.17}$$

Nous pouvons maintenant calculer les valeurs propres et les vecteurs propres aux points A, C et B de la cavité comme illustrés sur la figure 2.2.

Valeurs propres et vecteurs propres en A

Les valeurs propres de M' sur le miroir M_A ont pour expression :

$$\lambda'_{A\pm} = \frac{r_A r_B \exp(2i\omega L/c)}{2} \left\{ (\gamma_x^2 - \gamma_y^2) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma_y^2 - \gamma_x^2) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma_x^2 \gamma_y^2} \right\} \tag{2.2.18}$$

La solution (2.2.18) pourrait se réécrire sous une forme simplifiée en posant $\gamma = \gamma_y/\gamma_x$, soit

$$\lambda'_{A\pm} = \frac{r_A r_B \exp(2i\omega L/c)}{2} \gamma_x^2 \left\{ (1 - \gamma^2) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \right\} \tag{2.2.19}$$

Les vecteurs propres de M' en A s'écrivent :

$$\vec{E}'_{A\pm} = \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma \sin 2\alpha \end{pmatrix} \tag{2.2.20}$$

En supposant par exemple un gain isotrope, c'est à dire $\gamma = 1$; les états propres reddeviennent à un facteur multiplicatif près :

$$\vec{E}'_{A+} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} ; \quad \vec{E}'_{A-} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (2.2.21)$$

Dans ce cas, les deux états propres polarisés linéairement sont orthogonaux quelque soit la valeur de α , et orientés suivant les axes neutres de la lame quart d'onde. Nous représentons les deux états propres de polarisation dans le cas où la lame quart d'onde est orientée à $\alpha = 45^\circ$ des axes neutres du milieu actif (voir figure 2.3). Maintenant lorsque le gain n'est pas isotrope, c'est à dire $\gamma \neq 1$, nous pouvons toujours montrer à partir de l'équation (2.2.20) que les deux états propres sont orthogonaux sur le miroir M_A quelque soit l'orientation de la lame quart d'onde.

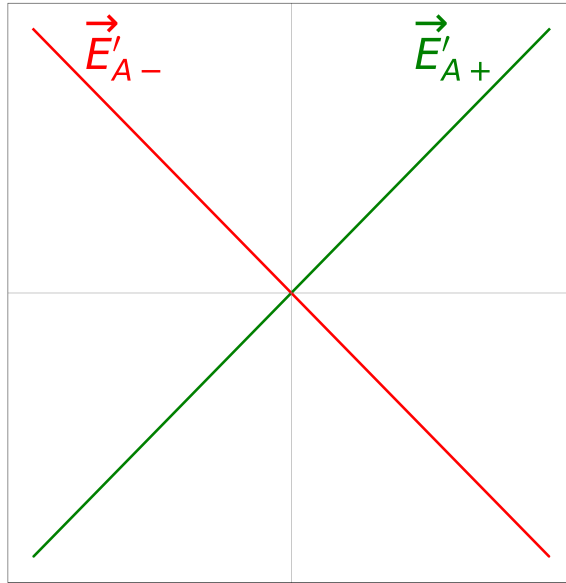


FIGURE 2.3 – Représentation des états propres du laser sur le miroir M_A , $\forall |\gamma|$ et $|\phi|$ pour $\alpha = 45^\circ$. Les états propres polarisés linéairement sont orthogonaux et orientés suivant les axes neutres de la lame quart d'onde $\forall |\gamma|$ et $|\phi|$.

Valeurs propres et vecteurs propres en C

L'onde se propageant du point A au point B dans la cavité, nous pouvons calculer les états propres du laser en tout point de la cavité pour ce sens de propagation (voir figure 2.2). Pour une valeur de $\alpha \neq 0$, les états propres au point C se trouvant entre le milieu

actif G et la lame quart d'onde Q_α ont pour expression :

$$\vec{E}'_{C\pm} = G \vec{E}'_{A\pm} \quad (2.2.22)$$

$$= \begin{pmatrix} \gamma_x & 0 \\ 0 & \gamma_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma \sin 2\alpha \end{pmatrix} \quad (2.2.23)$$

$$\vec{E}'_{C\pm} = \gamma_x \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma^2 \sin 2\alpha \end{pmatrix} \quad (2.2.24)$$

Dans le cas où $\alpha = 0$; c'est à dire lorsque les axes du milieu actif et celui de la lame quart d'onde sont alignés, les états propres \vec{E}'_{C+} et \vec{E}'_{C-} sont respectivement :

$$\vec{E}'_{C+} = \gamma_x \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \vec{E}'_{C-} = \gamma_y \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.2.25)$$

Au milieu de la cavité, les états propres sont linéaires et orthogonaux quelque soit la valeur de γ à condition que $\alpha = 0[\pi/2]$. Par ailleurs, pour les valeurs de $\alpha \neq 0$, nous avons $\vec{E}'_{C+} \cdot \vec{E}'_{C-}$ qui donne

$$\gamma_x^2 \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha + \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma^2 \sin 2\alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha - \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma^2 \sin 2\alpha \end{pmatrix}$$

$$\vec{E}'_{C+} \cdot \vec{E}'_{C-} = 4\gamma_y^2 (\gamma^2 - 1) \sin^2 (2\alpha) \quad (2.2.26)$$

Les états propres dans ce cas ne sont orthogonaux que si $|\gamma| = 1$ et ne sont linéaires que si $\gamma \in \mathbb{R}$. Ici également, nous représentons sur la figure 2.4, le cas où la lame quart d'onde est orientée à $\alpha = 45^\circ$ des axes neutres du milieu actif. En présence d'une biréfringence de gain, les états propres au centre C de la cavité deviennent elliptique.

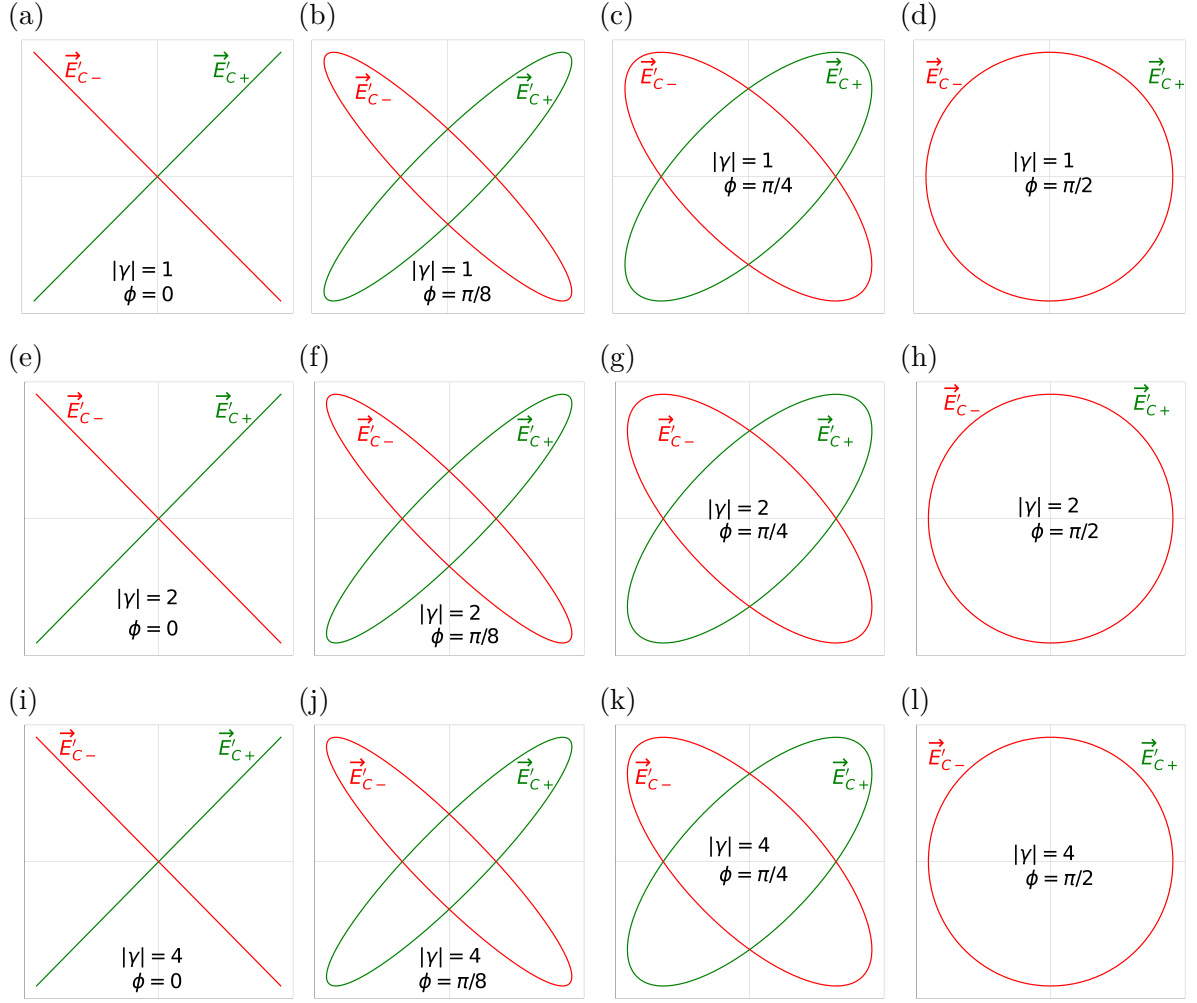


FIGURE 2.4 – Représentation des états propres du laser au point C.

Valeurs propres et vecteurs propres en B

En sortie du laser sur le miroir B, les états propres deviennent

$$\vec{E}'_{B\pm} = Q_\alpha \vec{E}'_{C\pm} \quad (2.2.27)$$

$$= \gamma_x \frac{1-i}{2} \begin{pmatrix} i + \cos 2\alpha & \sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & i - \cos 2\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (\gamma^2 + 1) \cos 2\alpha \pm \sqrt{[(\gamma^2 - 1) \cos 2\alpha]^2 + 4\gamma^2} \\ 2\gamma^2 \sin 2\alpha \end{pmatrix} \quad (2.2.28)$$

En sortie du laser, l'ellipticité et l'orientation des états propres sont liés d'une manière complexe à l'anisotropie du milieu actif. Dans le cas où on a simultanément dichroïsme et

biréfringence de gain, les deux états états propres deviennent elliptiques (voir figure 2.5 lorsque $\alpha = 45^\circ$).

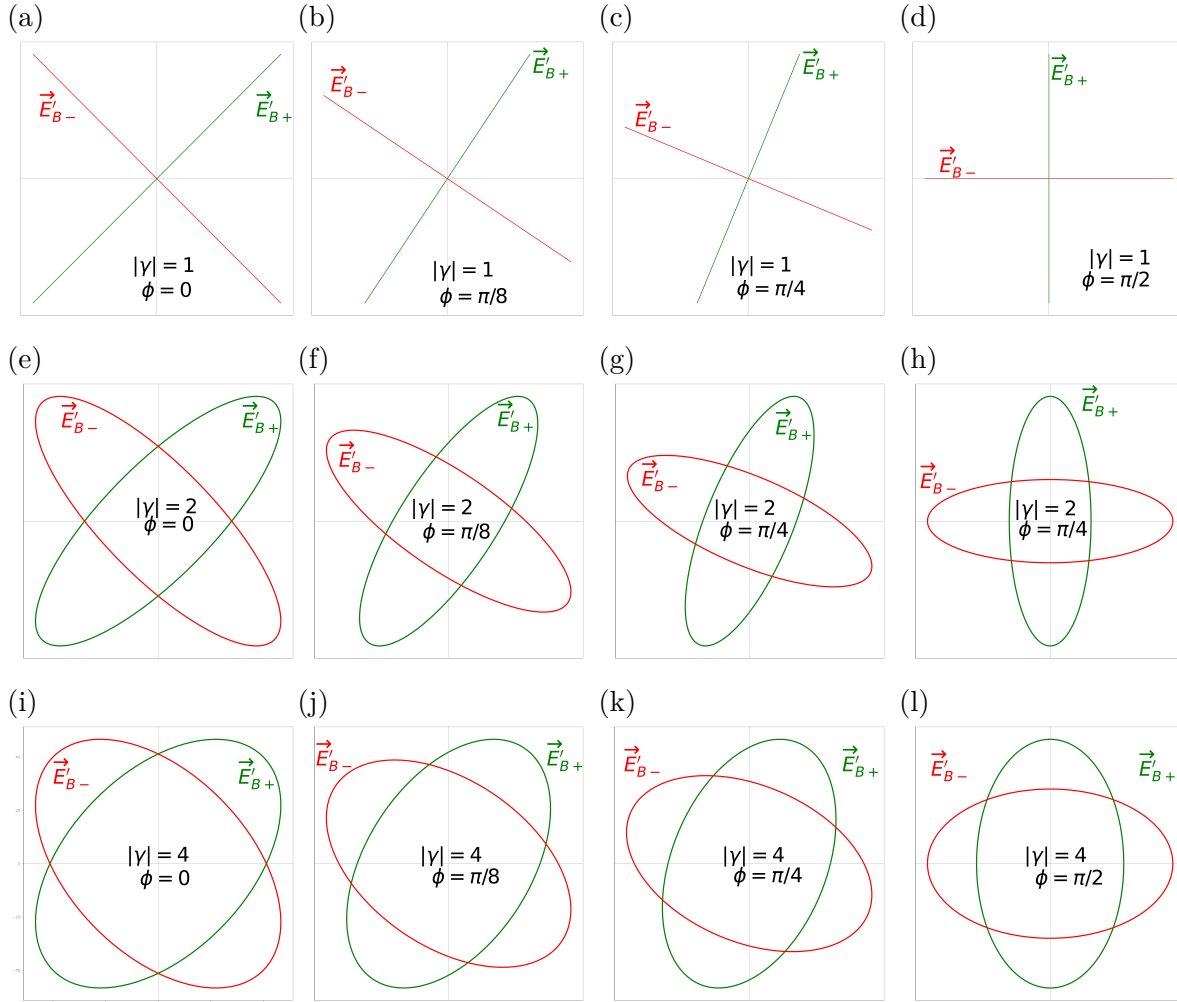


FIGURE 2.5 – Représentation des états propres du laser sur le miroir M_B .

En général, nous avons vu que les deux états propres n'étaient plus forcément orthogonaux ni linéaires dès qu'on quitte le miroir M_A , ce qui renforce leur couplage et perturbe l'oscillation simultanée sur des deux états propres de polarisations.

2.2.4 Milieu actif et deux lames quart d'onde

La cavité actuelle contient un milieu actif et deux lames quart-d'ondes (voir figure 2.6). Cette configuration a été indépendamment proposée par Evtuhov et Siegman [44]

d'une part, et Kastler [231] d'autre part, avec toutefois des objectifs différents. Evtuhov et Siegman cherchent à rendre un laser à rubis monomode en collant à chaque extrémité une lame quart d'onde avec un écart de 90° entre les axes lents. Cette structure, "twisted mode" permet de créer dans le rubis "une densité d'énergie et une saturation spatiale uniforme". Kastler propose d'imprimer "l'asymétrie hélicoïdale" à un milieu matériel soumis à une onde hélicoïdale stationnaire.

La première lame quart-d'onde Q est orientée à 45° des axes neutres du milieu actif. Nous ajoutons ensuite une deuxième lame quart-d'onde Q_α dont les axes sont orientés d'un angle α par rapport aux axes neutres de la première lame quart-d'onde Q .

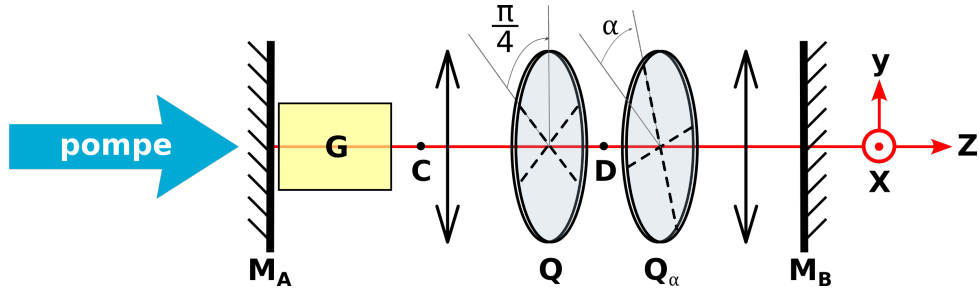


FIGURE 2.6 – Illustration du laser contenant deux lames quart-d'onde tournées l'une par rapport à l'autre.

En utilisant la condition de résonance mentionnée dans l'équation (2.2.1), nous pouvons exprimer la matrice de Jones M' correspondant à un aller retour dans la cavité en partant du miroir M_A , soit

$$M' = r_A G Q Q_\alpha r_B Q_\alpha Q G \exp(2i\omega L/c) \quad (2.2.29)$$

où le produit des matrices de Jones des deux éléments $Q Q_\alpha$ est donné par

$$Q Q_\alpha = R(\alpha/2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(2i\alpha) \end{pmatrix} R(-\alpha/2) \quad (2.2.30)$$

Si le milieu actif est isotrope, nous trouvons que les états propres du laser sont circulaires gauche et droite entre les deux lames quart-d'ondes c'est à dire au point D de la figure 2.6, tandis qu'en dehors de celle-ci, ils sont linéaires et orientés à 45° de la lame quart-d'onde adjacente [232]. Entre les lames quart-d'ondes, les ondes circulaires d'un même état propre, circulant dans un sens ($+z$) ou dans l'autre ($-z$) ont des sens de rotation opposés $+\sigma$ et $-\sigma$. Par conséquent, il en découle un champ stationnaire ayant une structure hélicoïdale

dénommée par *twisted mode* par Evtuhov, Siegman et Kastler [44, 231]. Les fréquences propres des deux états de polarisations sont données par

$$\nu_y = \frac{c}{2L} \left(q + \frac{\alpha}{\pi} \right) \quad (2.2.31)$$

et

$$\nu_x = \frac{c}{2L} \left(q - \frac{\alpha}{\pi} \right) \quad (2.2.32)$$

où c est la vitesse de la lumière, q un entier et L la longueur de la cavité. La différence de fréquence $\Delta\nu$ entre les deux états propres de polarisations du laser est par conséquent proportionnelle à l'angle α selon l'équation

$$\Delta\nu = \nu_y - \nu_x = \frac{2\alpha}{\pi} \times \frac{c}{2L} \quad (2.2.33)$$

Nous avons donc une cavité dans laquelle la différence de fréquence entre les deux états propres est facilement ajustables. Dans le cas où le milieu actif serait anisotrope, nous aurons les mêmes effets d'elliptisation et de rotation des états propres similaire à ce que nous avons vu précédemment avec une seule lame quart-d'onde. En présence d'un dichroïsme et d'une biréfringence, l'ellipticité et l'orthogonalité des états propres en différents points de la cavité seront modifiées.

Par ailleurs, nous introduirons au chapitre 3, deux autres méthodes d'accordabilité de la différence de fréquence entre les états propres de polarisations qui sont : l'accordabilité mécanique basée sur la rotation d'un cristal biréfringent intracavité et l'accordabilité électro-optique basée sur l'application d'une tension sur un cristal ferroélectrique.

2.2.5 Formalisme de Jones et séquences de polarisations

Considérons deux états propres du laser oscillant sur un très grand nombre de modes longitudinaux. Les projections de chaque mode longitudinal suivant les deux états propres orthogonaux x et y peuvent être écrites sous la forme :

$$\vec{E}_n(t) = \begin{pmatrix} A_{n,x} \exp [i (2\pi\nu_{n,x}t + \Psi_x + \phi_n)] \\ A_{n,y} \exp [i (2\pi\nu_{n,y}t + \Psi_y + \phi_n)] \end{pmatrix} \quad (2.2.34)$$

où $A_{n,x}, A_{n,y}$ sont les amplitudes des deux états propres ; $\nu_{n,x}, \nu_{n,y}$ leurs fréquences ; et $(\Psi_{x,y} + \phi_n)$ leurs phases. Nous faisons l'hypothèse selon laquelle les pertes et le gain sont isotropes, ce qui signifie que les deux états propres ont la même amplitude, soit $A_{n,x} = A_{n,y} = A_n$. En posant $\Psi = \Psi_y - \Psi_x$, le déphasage entre deux états propres associés d'un mode longitudinal, l'équation (2.2.34) devient :

$$\vec{E}_n(t) = \begin{pmatrix} A_n \exp [i (2\pi\nu_{n,x}t + \Psi_x + \phi_n)] \\ A_n \exp [i (2\pi\nu_{n,y}t + \Psi + \Psi_x + \phi_n)] \end{pmatrix} \quad (2.2.35)$$

L'écart fréquentiel $\Delta\nu$ entre les deux états propres d'un mode longitudinal étant indépendant du mode longitudinal considéré, nous pouvons écrire $\forall n \in \mathbb{N}$,

$$\Delta\nu = \nu_{n,y} - \nu_{n,x} \quad (2.2.36)$$

L'équation (2.2.35) se remet donc sous la forme :

$$\vec{E}_n(t) = A_n \begin{pmatrix} \exp [i (2\pi\nu_{n,x}t + \Psi_x + \phi_n)] \\ \exp [i \{2\pi (\Delta\nu + \nu_{n,x})t + \Psi + \Psi_x + \phi_n\}] \end{pmatrix} \quad (2.2.37)$$

Ce champ total forme donc un double peigne comme représenté sur la figure 2.7

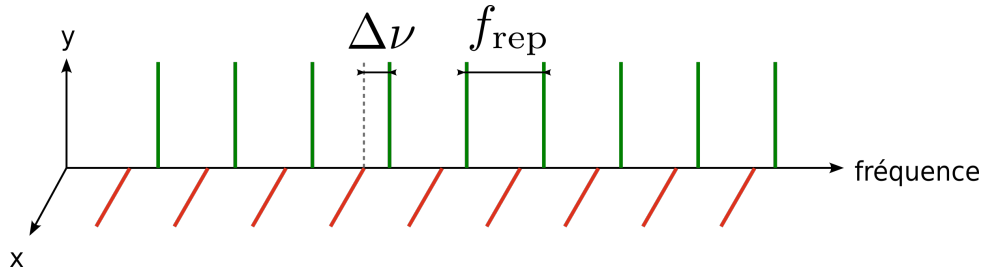


FIGURE 2.7 – Illustration du double peigne de fréquence.

En supposant de plus que les phases ϕ_n des modes longitudinaux oscillant sont toutes égales et constantes au cours du temps, leurs interférences produit un signal $\vec{\mathcal{E}}(t) =$

$\sum_{n=1}^N \vec{E}_n(t)$, soit

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}(t) &= \sum_{n=1}^N A_n \left(\begin{array}{c} \exp [i (2\pi\nu_{n,x}t + \Psi_x + \phi_n)] \\ \exp [i \{2\pi (\Delta\nu + \nu_{n,x})t + \Psi + \Psi_x + \phi_n\}] \end{array} \right) \\ \vec{\mathcal{E}}(t) &= \left(\begin{array}{c} \exp (i\Psi_x) \\ \exp [i (\Psi + \Psi_x + 2\pi\Delta\nu t)] \end{array} \right) \sum_{n=1}^N A_n \exp [i (2\pi\nu_{n,x}t + \phi_n)] \end{aligned} \quad (2.2.38)$$

L'écart entre les dents du peigne de fréquence étant régulier, nous pouvons écrire

$$\nu_{n,x} = \nu_0 + n f_{rep} \quad (2.2.39)$$

Le champ total $\vec{\mathcal{E}}(t)$ reprend donc la forme

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \left(\begin{array}{c} \exp (i\Psi_x) \\ \exp [i (\Psi + \Psi_x + 2\pi\Delta\nu t)] \end{array} \right) \exp (i2\pi\nu_0 t) \sum_{n=1}^N A_n \exp i (2\pi n f_{rep} t + \phi_n) \quad (2.2.40)$$

L'équation 2.2.40 est une somme périodique de fonctions f_{rep}^{-1} . Par conséquent si on connaît l'amplitude complexe $A(t)$ de $\vec{\mathcal{E}}(t)$ sur un intervalle $[0, f_{rep}^{-1}[$, on pourrait alors décrire le champ à tout instant t . Ce dernier est donc la sommation sur les $p \in \mathbb{Z}$ de la fonction $A(t)$ décalée temporellement de p périodes [56], soit

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \left(\begin{array}{c} \exp (i\Psi_x) \\ \exp [i (\Psi + \Psi_x + 2\pi\Delta\nu t)] \end{array} \right) \exp [i (2\pi\nu_0 t + \phi_0)] \sum_p^{\mathbb{Z}} A \left(t - \frac{p}{f_{rep}} \right) \quad (2.2.41)$$

où ϕ_0 est l'argument de la fonction $A(t)$ moyenné sur l'intervalle $[0, f_{rep}^{-1}[$ correspondant au déphasage de l'enveloppe du champ A par rapport à la porteuse de fréquence ν_0 . La somme de ϕ_0 et Ψ_x ou de ϕ_0 et Ψ_y est le déphasage relatif de l'enveloppe par rapport à la porteuse (ϕ_{CE})¹. L'équation (2.2.41) pourrait être simplifié dans la base des états propres sous la forme [233]

$$\begin{pmatrix} \mathcal{E}_x(t) \\ \mathcal{E}_y(t) \end{pmatrix} = \exp [i (2\pi\nu_x t)] \begin{pmatrix} 1 \\ \exp [i (2\pi\Delta\nu t + \psi)] \end{pmatrix} \sum_p^{\mathbb{Z}} A \left(t - \frac{p}{f_{rep}} \right) \quad (2.2.42)$$

où ν_x est la fréquence optique du peigne polarisé suivant \vec{x} , ψ le déphasage relatif global

1. *CE* dénommé *carrier to envelope* en anglais.

entre les deux états propres, $A(t)$ l'enveloppe des impulsions, f_{rep} le taux de répétition du train d'impulsion ($c/2L$). Partant de l'équation (2.2.42), le vecteur de Jones \vec{J}_p de la p -ième impulsion du train lorsque $t = p/f_{rep}$ est donné par

$$\vec{J}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\exp \left[i \left\{ 2\pi p \frac{\Delta\nu}{f_{rep}} + \psi \right\} \right] \right) \quad (2.2.43)$$

L'équation 2.2.43 montre que le déphasage entre les deux composantes du champ évolue linéairement avec p . Aussi l'état de polarisation varie d'une impulsion à une autre, formant des séquences de polarisations. En faisant l'hypothèse selon laquelle $\psi = 0$, nous donnerons en exemple deux séquences de polarisations correspondant à $\Delta\nu = f_{rep}/2$ et $\Delta\nu = f_{rep}/10$. Aussi, nous nous attendons à ce que les deux peignes soient décalés de $\Delta\nu = (2\alpha/\pi) \times (c/2L)$ comme mentionné dans l'équation (2.2.33). Ces prédictions théoriques seront vérifiées sur les lasers solides dopés ytterbium dans la section 2.4.3 en insérant deux lames quart d'onde dans la cavité.

2.3 Verrouillage de mode par absorbant saturable

2.3.1 Rappel sur l'absorbant saturable

Les miroirs semi-conducteurs à absorbants saturables (SESAM) [81, 234] sont bien connus pour générer le verrouillage de modes passif (Mode-locked) ou le régime déclenché (Q-switch) de nombreux types de lasers [235, 236]. Le SESAM possède un grand nombre de structures multicouches spécifiques dont les compositions sont différentes. Par exemple dans la référence [237], le SESAM a été fabriqué à partir de 50 puits quantiques d'In-GaAs/GaAs tous piégés entre deux miroirs de Bragg constitués de paires de AlAs/GaAs et SiO₂/TiO₂. Les puits quantiques épitaxiés à basse température par la méthode d'épitaxie par jets moléculaires (MBE) (en vert sur la figure 2.8) sont placés aux nœuds des deux miroirs de Bragg en position anti-résonnante². Le caractère résonnant ou anti-résonnant du SESAM peut-être établi en imposant une certaine condition sur l'épaisseur d_{AB} des puits quantiques. Le premier miroir de Bragg est un réflecteur de Bragg distribués (DBR) très réfléchissant formé de 16 paires de couches de AlAs/GaAs dont les indices de réfraction

2. Le fonctionnement anti-résonnant permet d'obtenir un dispositif qui présente une dispersion minimale lors de la propagation du faisceau laser.

sont $n_{\text{GaAs}} = 3,54$ et $n_{\text{AlAs}} = 2,96$ à 960 nm. Le deuxième miroir de Bragg est un miroir diélectrique constitué des paires de $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. En conséquence, un effet Fabry-Pérot se produit entre le miroir de Bragg inférieur du AlAs/GaAs et le miroir de Bragg supérieur du $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$. L'ensemble est déposé sur un substrat de GaAs qui lui même est collé sur un radiateur de cuivre qui sert à dissiper rapidement la chaleur accumulée au sein des puits quantiques lors de l'absorption du faisceau laser (voir figure 2.9 (a), (b) et (c)). Ce type de design à permis d'obtenir un verrouillage de mode passif dans un laser Nd:YLF générant des impulsions de 3,3 ps [81]. Les paramètres caractéristiques du SESAM sont : son coefficient d'absorption, sa profondeur de modulation, son temps de relaxation, sa fluence de saturation, ses pertes non-saturables, sa gamme de longueur d'onde³ et sa transmittance.

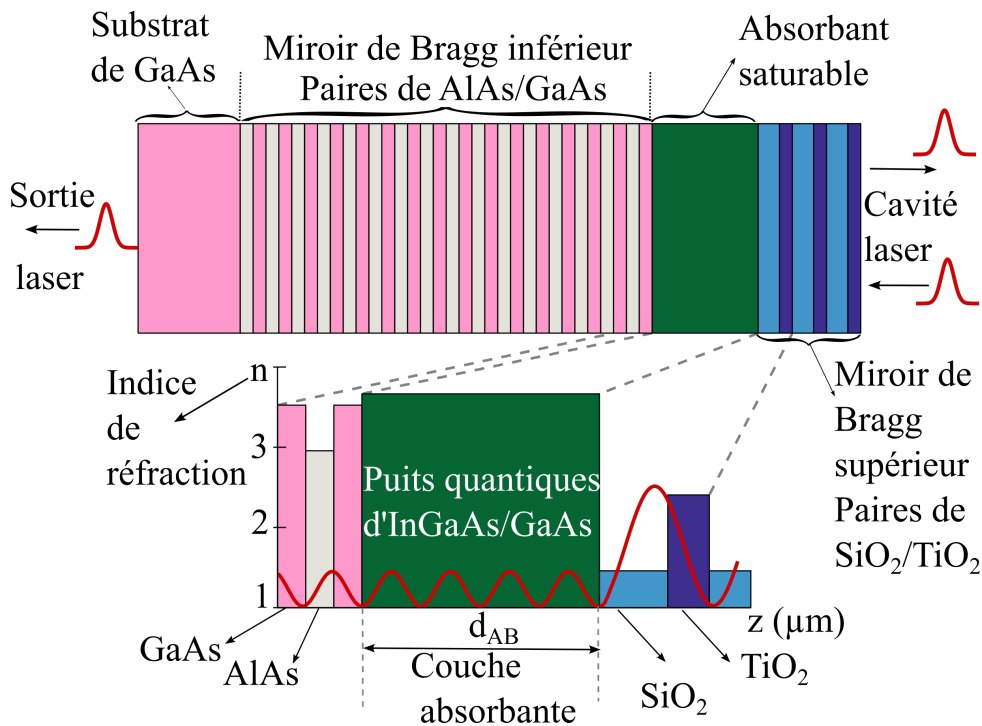


FIGURE 2.8 – Illustration du SESAM composé de deux miroirs de Bragg AlAs/GaAs et $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ ainsi que de plusieurs puits quantiques d'InGaAs/GaAs.

3. Par exemple, avec un miroir de Braggs constitué de 25 paires de couches AlAs/GaAs, optimisé pour une longueur d'onde de 1000 nm, le SESAM fonctionnera correctement sur une gamme spectrale de ± 50 nm.

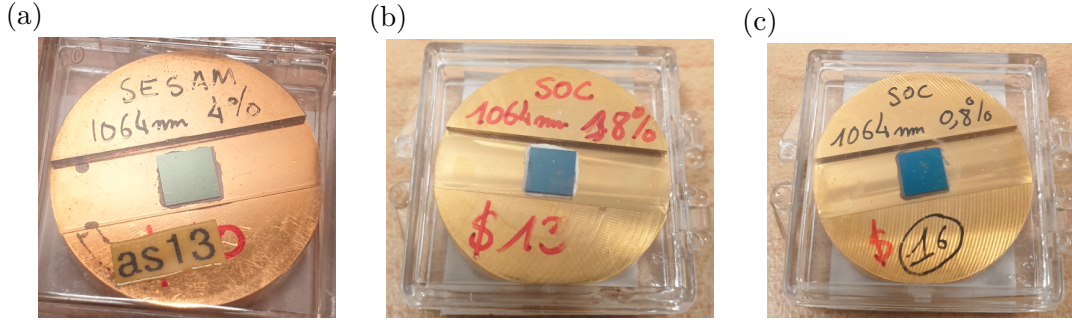


FIGURE 2.9 – Quelques exemples de SESAM disponibles au laboratoire collés sur un radiateur de cuivre ayant des coefficients d'absorption différents. (a) $A = 0,8\%$; (b) $A = 1,8\%$; (c) $A = 4\%$.

Dépendance temporelle de l'absorption

Le SESAM peut aussi être considéré comme un système à deux niveaux. Les électrons de la bande de valence du matériau semi-conducteur de l'absorbant restent initialement dans leur état fondamental et peuvent être excités dans la bande de conduction lorsque des photons d'énergie $E = h\nu$ sont absorbés (voir figure 2.10). Si la densité d'électrons dans la bande de valence est N_V et celui dans la bande de conduction est N_C , alors pendant l'illumination de l'absorbant, le taux de transition entre les deux niveaux peut être décrite comme suit :

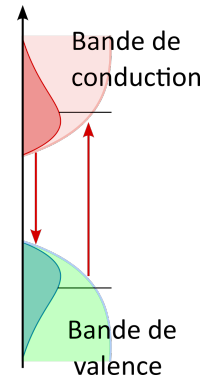


FIGURE 2.10 – Système à deux niveaux.

$$\frac{\partial N_V}{\partial t} = -\frac{\partial N_C}{\partial t} = B_{12} \cdot \rho(\nu) \cdot (N_V - N_C) - \frac{N_C}{\tau_{re}} \quad (2.3.1)$$

avec N_V le nombre d'électrons dans la bande de valence, N_C le nombre d'électrons dans la bande de conduction, $B_{12} = B_{21}$ le coefficient d'Einstein; $\rho(\nu)$ la densité des photons incident et τ_{re} le temps de relaxation des électrons excités dans la bande de conduction. Les électrons excités de la bande de conduction relaxent soit par émission spontanée de photons, soit par perte d'énergie non radiative avec une constante de temps de relaxation

moyenne τ_{re} . La somme des électrons de la bande de valence et de la bande de conduction donne le nombre total d'électrons N_T qui interviennent dans le processus d'absorption :

$$N_T = N_V + N_C \quad (2.3.2)$$

Sans illumination du SESAM, tous les électrons sont dans l'état fondamental. Dans le cas d'une densité très élevée de photons incidents, la valeur maximale pour la densité d'électrons excités donnée par

$$N_C = N_V = \frac{N_T}{2} \quad (2.3.3)$$

est atteinte et le SESAM devient transparent. L'absorption A du SESAM est proportionnelle au nombre d'électrons dans l'état fondamental. Si nous considérons que la densité de photons incidents est proportionnelle à l'intensité du faisceau laser $I(t)$ dépendant du temps, nous pouvons réécrire l'équation de taux pour l'absorption $A(t)$ comme suit :

$$\frac{\partial A(t)}{\partial t} = \frac{A_{ns} - A(t)}{\tau_{re}} - \frac{A(t) \cdot I(t)}{F_{sat}} \quad (2.3.4)$$

avec A_{ns} l'absorption non saturée, $I(t)$ l'intensité du faisceau laser en fonction du temps et F_{sat} la fluence de saturation du SESAM. L'absorption non saturée peut être causée par des défauts cristallins macroscopiques ayant un temps de relaxation très court et diminue avec l'augmentation du temps de relaxation des porteurs excités dans le SESAM. La solution $A(t)$ de l'équation différentielle (2.3.4) est donnée par

$$A(t) = A_{ns} \cdot e^{-\int \left(\frac{1}{\tau_{re}} + \frac{2 \cdot I(t)}{F_{sat}} \right) dt} \cdot \left(1 + \int \left(\frac{1}{\tau_{re}} \cdot e^{\int \left(\frac{1}{\tau_{re}} + \frac{2 \cdot I(t)}{F_{sat}} \right) dt} \right) dt \right) \quad (2.3.5)$$

où $A(t)$ est l'absorption dépendante du temps.

Pour le SESAM lent définie par $t_p \ll \tau_{re}$, l'absorption saturée se rétablit lentement par rapport à la durée de l'impulsion. Par contre, pour le SESAM rapide définie par $t_p \gg \tau_{re}$, l'absorption saturée se rétablit beaucoup plus rapidement par rapport à la durée de l'impulsion. Le SESAM à une absorption élevée si l'intensité du laser dans la

couche absorbante est faible, et une absorption faible si l'intensité du laser dans la couche absorbante est élevée. Cela signifie que l'absorption sera saturée par une intensité laser élevée.

Fluence de saturation du SESAM

La fluence de saturation F_{sat} dépend du matériau semi-conducteur et de la conception du SESAM⁴. Rappelons que la couche du SESAM est constituée d'un matériau semi-conducteur dont l'énergie de gap est légèrement inférieure à l'énergie du photon du faisceau laser. Suite à l'absorption des photons, des paires électron-trou sont créées dans le SESAM. Pour pouvoir obtenir un verrouillage de modes, le temps de relaxation τ_{re} des porteurs excités doit être un peu plus long que la durée des impulsions. Dans ce cas, la face arrière de l'impulsion pourrait être absorbée, mais pendant toute la durée entre deux impulsions consécutives, le SESAM est non-saturé et sert à une absorption élevée. Une faible fluence de saturation F_{sat} présente l'avantage de permettre le démarrage du verrouillage des modes pour une puissance de pompage faible. Cela permet d'éviter une dégradation rapide du SESAM.

Influence de la température sur le SESAM

Les paramètres du SESAM dépendent de la température principalement en raison de deux effets : la dilatation thermique du matériau absorbant et la diminution de la bande interdite du semi-conducteur avec l'augmentation de la température. Le SESAM convertit une partie de l'énergie du photon incident en chaleur. Cette énergie thermique augmente la température de la couche du SESAM pendant et après une impulsion optique. Ensuite, la chaleur est transportée à travers le substrat jusqu'au dissipateur thermique situé à l'arrière du substrat. Dans le cas d'un substrat comme le GaAs avec une conductivité thermique élevée, seule une quantité négligeable de la chaleur dissipée passe dans l'air à travers la surface du SESAM. Dans le cas d'un faisceau laser pulsé, la température du SESAM varie périodiquement avec le taux de répétition des impulsions. Ainsi, un flux de chaleur continu de la couche du SESAM vers le dissipateur thermique conduit à une augmentation constante de la température du SESAM.

4. La fluence de saturation d'un SESAM résonnant est plus faible que celle d'un SESAM anti-résonnant en raison du renforcement du champ à l'intérieur de la cavité.

TPA - Absorption à deux photons

L'absorption à deux photons doit être prise en compte dans le cas de la génération des impulsions courtes, en particulier si la durée des impulsions t_p est inférieure à 1 ps. Son expression est donnée par :

$$A_{TPA} = \beta_{TPA} I_{imp} d_{SESAM} = \beta_{TPA} \frac{F_{imp}}{t_p} d_{SESAM} \quad (2.3.6)$$

où β_{TPA} est le coefficient d'absorption à deux photons ; I_{imp} l'intensité maximale de l'impulsion ; d_{SESAM} l'épaisseur du SESAM ; F_{imp} la fluence de l'impulsion et t_p la durée de l'impulsion. La fluence de l'impulsion peut être approximée par $F_{imp} = I_{imp} \times t_p$. En outre, le coefficient d'absorption à deux photons dépend du matériau et est égal à E_g^{-3} , où E_g est l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur comprise entre 1,4 eV et 3,7 eV [238]. L'absorption à deux photons pourrait donc se produire si l'énergie du photon est inférieure à l'énergie de la bande interdite E_g mais supérieure à $E_g/2$ soit :

$$\frac{E_g}{2} < h\nu < E_g \quad (2.3.7)$$

Pour le GaAs, la valeur de β_{TPA} est de $2,5 \times 10^{-10}$ m/W. Le TPA peut contribuer à la stabilisation du verrouillage de mode dans les architectures lasers à impulsions courtes car il limite l'énergie maximale des impulsions et réduit l'apparition du régime Q-switch mode-locked pour des puissance de pompage faible.

Réflectance, profondeur de modulation et dispersion du SESAM

Si l'absorption à deux photons (TPA) est incluse et que le temps de relaxation de l'absorbeur τ_{re} est court par rapport à la durée de l'impulsion t_p , la réflectance du SESAM peut être calculée comme suit

$$R(F_{imp}) = 1 - \frac{A_0 F_{sat}}{F_{imp}} \left(1 - e^{-F_{imp}/F_{sat}}\right) - \frac{\beta_{TPA} F_{imp} d_{AB}}{t_p} \quad (2.3.8)$$

où A_0 est l'absorption de faible intensité, F_{imp} la fluence de l'impulsion, F_{sat} la fluence de saturation, β_{TPA} le coefficient d'absorption à deux photons, d_{AB} l'épaisseur de la couche absorbante et t_p la durée de l'impulsion. La profondeur de modulation ΔR est généralement inférieure à l'absorption de faible intensité A_0 et dépend de la durée de

l'impulsion en raison du TPA. Pour un SESAM anti-résonnant, la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) est faible.

Avant d'atteindre le verrouillage de mode stable, le laser passe par trois régimes de fonctionnement à savoir : le régime continu, le régime "Q-switch", terme que l'on traduit ici par "déclenchement" et le régime mode-locked. Il est donc important d'étudier en détail les deux derniers régimes.

2.3.2 Le déclenchement ou Q-switch passif

Dans le régime Q-switch passif, le SESAM se comporte comme un modulateur ayant un facteur de surtension Q défini comme étant le rapport de l'énergie emmagasinée dans la cavité sur l'énergie perdue par cycle. Une pompe incidente ayant une énergie suffisamment élevée permet de générer une grande inversion de population dans le milieu actif. L'énergie emmagasinée dans ce dernier atteint une valeur élevée, mais les pertes de la cavité sont suffisamment fortes pour empêcher l'établissement d'une oscillation laser. Le temps pendant lequel cette énergie peut être emmagasinée dans le milieu actif est de l'ordre de la durée de vie τ du niveau supérieur de la transition laser. Lorsqu'un fort coefficient Q est restauré (pertes faibles), étant donné que l'inversion de population et donc le gain, sont à un niveau très élevés, cette énergie se libère brutalement sous forme d'une impulsion lumineuse de brève durée, appelée impulsion laser géante. La figure 2.11 décrit schématiquement la dynamique du déclenchement.

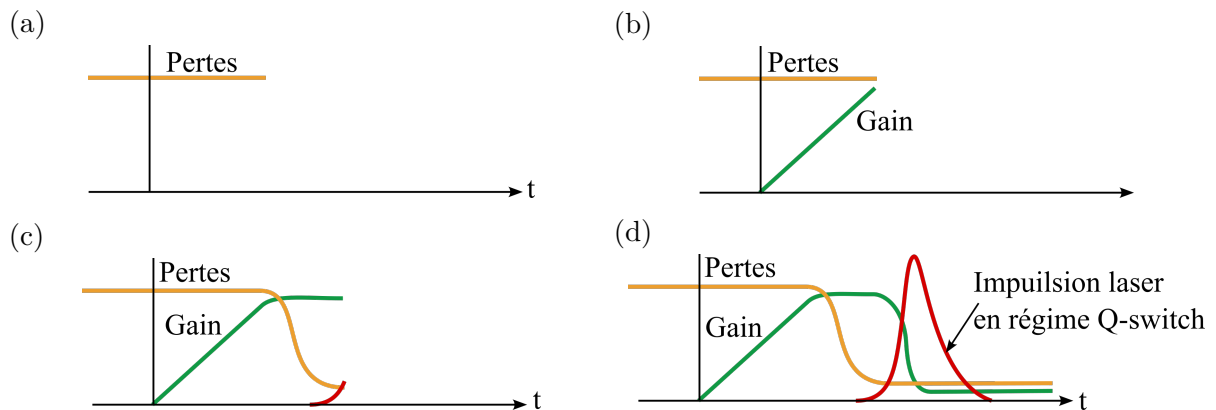


FIGURE 2.11 – Principe du déclenchement.

A l'état initial, les pertes de la cavité sont à un niveau artificiellement élevé (voir figure 2.11 (a)). Le pompage construit une forte inversion de population, donc le gain

et l'énergie emmagasinée dans le milieu actif sont importants (voir figure 2.11 (b)). Mais le seuil d'oscillation laser élevé empêche la construction d'une oscillation laser. Puis les pertes de la cavité sont soudainement ramenées à une valeur basse et le gain devient alors nettement supérieur aux pertes de la cavité (voir figure 2.11 (c)). L'émission stimulée initiale dans la cavité laser se développe alors rapidement et vide les niveaux d'inversion de population élevé, en un temps très court, jusqu'à un niveau inférieur au nouveau seuil d'oscillation laser. Ce processus génère une impulsion laser courte et énergétique, dont la durée se situe généralement dans la gamme des microsecondes au nanosecondes (voir figure 2.11 (d)). La forme temporelle d'une impulsion Q-switch mode-locked est illustré sur la figure 2.12.

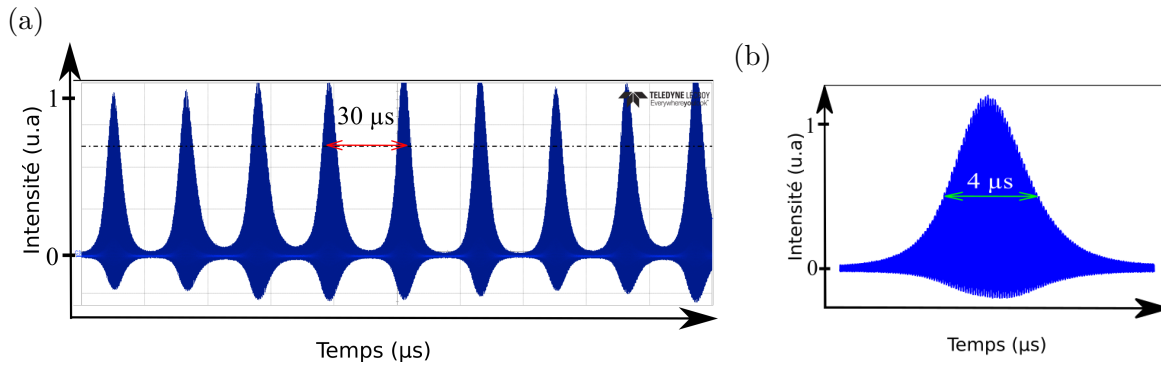


FIGURE 2.12 – Forme temporelle d'une impulsion Q-switch mode-locked. (a) Impulsion Q-switch mode-locked périodique dont la période est de $30 \mu\text{s}$, (b) Zoom sur l'enveloppe d'une impulsion Q-switch mode-locked dont la durée est égale à $4 \mu\text{s}$.

2.3.3 Conditions de stabilité du verrouillage de modes

Le verrouillage de modes d'un laser pompé par un laser en régime continu se produit lorsque les pertes introduites par le SESAM sont faibles. Généralement, le SESAM est conçu pour s'adapter aux paramètres du laser de telle sorte qu'en régime de fonctionnement impulsionnel, le paramètre de saturation dans la couche absorbante $s = E_p/E_{sat,A}$ soit de l'ordre de 5, où E_p est l'énergie de l'impulsion à l'intérieur de la cavité et $E_{sat,A}$ l'énergie de saturation du SESAM. Cette condition sur le paramètre de saturation peut être remplie en ajustant la taille du waist du faisceau incident sur le SESAM. En supposant que le SESAM soit complètement saturé, c'est à dire que $E_p \approx 5E_{sat,A}$, et si $T_R \gg \tau_{re}$,

alors $I_{sat,A}$ est donnée par :

$$I_{sat,A} = \frac{F_{sat,A}}{\tau_{re}} = \frac{E_{sat,A}}{A\tau_A} \quad (2.3.9)$$

où $F_{sat,A}$ est la fluence de saturation du SESAM, $E_{sat,A}$ l'énergie de saturation du SESAM et A la surface du faisceau sur le SESAM. Dans le cas d'un verrouillage de modes stable, nous obtenons une impulsion par cavité le temps d'un aller-retour T_R . La puissance moyenne P_{moy} pour une énergie d'impulsion E_p et un taux de répétition f_{rep} est donnée par [237]

$$P_{moy} = E_p f_{rep} = \frac{E_p}{T_R} \quad (2.3.10)$$

La stabilité du verrouillage contre les instabilités Q-switch est atteinte quand l'effet stabilisateur de la saturation du gain est plus fort que l'effet déstabilisateur du SESAM. En faisant l'approximation que le SESAM est fortement saturé ($E_p \geq 2E_{sat,A}$), la condition de stabilité s'écrit d'après [239, 240] :

$$E_p^2 > \frac{E_{sat,A}\Delta R}{\frac{1}{E_{sat,G}} + \frac{1}{A_A F_2}} \quad (2.3.11)$$

Pour F_2 (le paramètre *roll-over* [241]) tendant vers l'infini,

$$E_p^2 > E_{sat,A}E_{sat,G}\Delta R \quad (2.3.12)$$

où $E_{sat,A} = F_{sat,A}A_{eff,A}$; $E_{sat,G} = F_{sat,G}A_{eff,G}$ et ΔR la profondeur de modulation. L'équation (2.3.12) devient

$$E_p^2 > (F_{sat,A}A_{eff,A})(F_{sat,G}A_{eff,G}\Delta R) \quad (2.3.13)$$

Les expressions littérales des zones surfaciques dans le gain et dans l'absorbant saturable respectivement $A_{eff,G}$ et $A_{eff,A}$ sont données par $A_{eff,G} = \pi w_G^2$ et $A_{eff,A} = \pi w_A^2$.

$$E_p^2 > (F_{sat,A}\pi w_A^2)(F_{sat,G}\pi w_G^2)\Delta R \quad (2.3.14)$$

En tenant compte de la transmittance T du SESAM, la puissance moyenne en sortie du laser à pour expression $P_{moy} = E_p f_{rep} T$ soit $E_p = P_{moy} / (f_{rep} T)$. L'équation (2.3.12) reprend donc logiquement la forme

$$\begin{aligned} \left(\frac{P_{moy}}{f_{rep} T} \right)^2 &> \pi^2 w_A^2 w_G^2 \Delta R F_{sat,A} F_{sat,G} \\ \left(\frac{P_{moy} 2L}{c T w_A w_G \pi} \right)^2 &> \Delta R F_{sat,A} F_{sat,G} \\ P_{moy} \frac{L}{w_A w_G} &> c T \frac{\pi}{2} \sqrt{\Delta R F_{sat,A} F_{sat,G}} \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

Le seuil de verrouillage mentionné dans l'équation (2.3.15) a été écrit de façon à ce que se trouvent à gauche les termes qui dépendent de la configuration du laser et à droite les termes constants dont certains dépendent des caractéristiques du SESAM et du milieu actif. Cependant, il est donc important pour passer le seuil de verrouillage de minimiser la taille des waists dans le milieu actif et sur le SESAM tout en privilégiant une cavité beaucoup plus longue. C'est l'une des raisons pour laquelle au cours de nos travaux, nous avons construit des cavités allant de 80 cm à 2m pour la génération des impulsions picosecondes. Nous représentons sur la figure 2.13 (a), l'évolution de la puissance moyenne minimale nécessaire pour passer le seuil de verrouillage du laser en fonction de la longueur de la cavité entre 40 cm et 3 m. La simulation numérique a été faite pour des valeurs de $w_A = 16,2 \mu\text{m}$; $w_G = 17 \mu\text{m}$; $T = 0,8\%$; $\Delta R = 1,2\%$; $F_{sat,A} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$; $F_{sat,G} = hc / (m \sigma_G \lambda_l)$ où $\sigma_G = 0,75 \times 10^{-20} \text{cm}^2$; $\lambda_l = 1030 \text{nm}$ et le facteur m dans la définition de $F_{sat,G}$ correspond au nombre de passages à travers le milieu actif dans la cavité.⁵ Dans notre cas $m = 2$ sur un aller-retour. Nous remarquons que le seuil de verrouillage est beaucoup plus faible lorsqu'on augmente la longueur de la cavité. Par exemple pour une cavité de 80 cm, il est de 48,4 mW tandis qu'il est de 19,8 mW pour une cavité de 2 m (pour des valeurs de w_A et w_G constants).

5. En effet, la saturation du gain dépend de la géométrie de la cavité laser. Pour une cavité en anneau, m est égal à 1, tandis que pour une cavité à ondes stationnaires, m est égal à 2. Pour une cavité à passages multiples à travers le milieu actif, m peut être supérieur à 2 [237, 239].

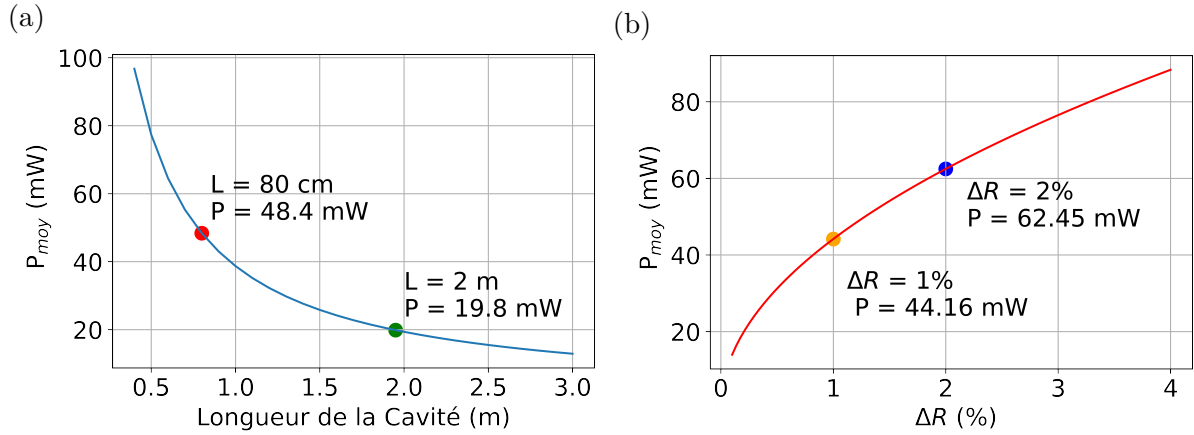


FIGURE 2.13 – Évolution de la puissance moyenne du laser nécessaire au verrouillage de mode stable en fonction de : (a) La longueur de la cavité $L = 80 \text{ cm}$ (en rouge) et $L = 2 \text{ m}$ (en vert). (b) De la profondeur de modulation du SESAM pour $L = 80 \text{ cm}$, $\Delta R = 1\%$ (en orange) et $\Delta R = 2\%$ (en bleu).

Nous fixons ensuite la longueur de la cavité à 80 cm , et nous simulons l'évolution du seuil de verrouillage en fonction de la profondeur de modulation du SESAM. Les mêmes valeurs numériques sont conservées sauf ΔR qui varie cette fois ci entre $0,1\%$ et 4% . Nous remarquons que le seuil de verrouillage augmente avec l'augmentation de la profondeur de modulation du SESAM (voir figure 2.13 (b)). Cette observation sera prise en compte dans le choix judicieux des SESAM utilisés lors des expériences.

2.3.4 Géométrie de la cavité

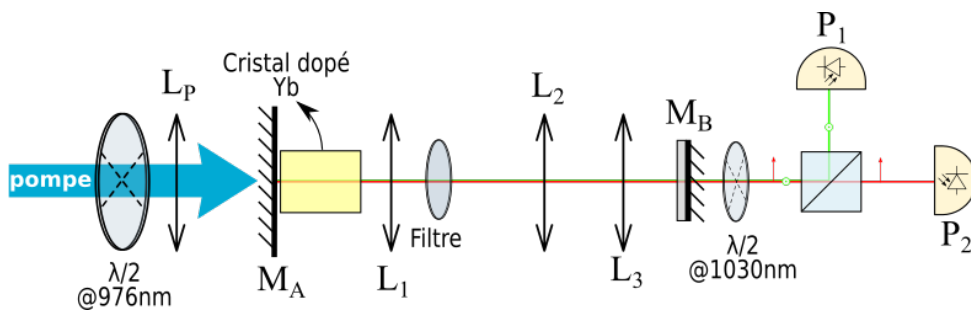


FIGURE 2.14 – Dispositif expérimental de la cavité de 80 cm et du système de détection. L_1, L_2, L_3 : lentilles; M_1, M_2 : miroirs; P_1, P_2 : photodiodes.

Le premier laser que nous avons construit est illustré sur la figure 2.14. La cavité contient un cristal dopé ytterbium directement déposé contre le miroir d'entrée M_A . Ce

dernier est dichroïque (HR à 1030 nm, HT à 940 nm). Le milieu actif installé dans sa monture mécanique est relié à un contrôleur de température par effet Peltier. La température au niveau du milieu actif est de 18°⁶. Trois lentilles L_1 , L_2 et L_3 ayant des distances focales respectives de $f_1 = 25,4$ mm ; $f_2 = 400$ mm et $f_3 = 25$ mm sont ensuite montées dans la cavité. Initialement nous arrivons à obtenir un effet laser en utilisant uniquement les deux lentilles L_1 et L_3 dans la cavité. L'ajout de la lentille L_2 est motivée par l'augmentation des zones de stabilité de la cavité et donc nous permet d'avoir une cavité beaucoup plus stable. Les deux lentilles L_1 et L_3 assurent la focalisation dans le milieu actif et dans le SESAM tandis que la lentille L_2 permet de bien collimater le faisceau. La cavité est fermée par le miroir de sortie M_B ayant une transmission de 1% à 1030 nm. Un filtre de pompe est utilisé afin de conserver uniquement le faisceau laser en sortie et aussi d'éviter de chauffer le SESAM dans la cavité. Le pompage du système est effectué par un laser Ti:Al₂O₃ (TiSa) qui est focalisé dans le milieu actif à l'aide de la lentille L_p ayant une distance focale f_p optimisée afin d'assurer une absorption efficace dans les différents cristaux dopés Yb utilisés. L'orientation de la polarisation de la pompe se fait en utilisant une lame demi-onde. Expérimentalement, nous faisons les alignements dans un premier temps avec le miroir de sortie M_B pour obtenir l'effet laser en régime continu et ensuite ce dernier est remplacé par le SESAM pour passer en régime impulsif.

Simulation et design de la cavité : cas de Yb:YAG

La conception de la cavité tient compte de la lentille thermique dans le cristal dopé Yb induite par le faisceau de pompe. Étant donné que la valeur de la focale thermique f_{th} dépend du waist de pompe d'après l'équation (1.5.29), nous allons donc tout d'abord mesurer expérimentalement la valeur de celle-ci. Le montage utilisé est illustré sur la figure 2.15 (a). La lentille de pompe utilisée a une focale de 75 mm. Nous fixons la puissance du TiSa à 853 mW et la longueur d'onde de pompe à 940 nm. À l'aide d'une caméra munie de densités optiques, nous mesurons la valeur du waist de pompe qui est de 17 μ m (voir figure 2.15 (b)).

6. Soit 13,8 k Ω

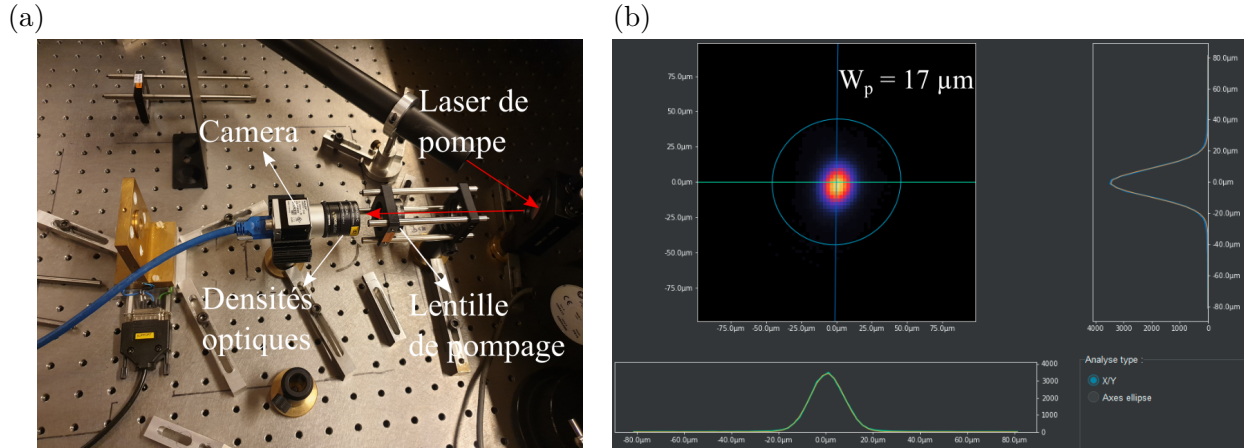


FIGURE 2.15 – Mesure expérimentale de la taille du faisceau de pompe sur la cavité longue : (a) Montage expérimental, (b) Profil spatial du faisceau de pompe.

Nous faisons ensuite les simulations en utilisant le logiciel reZonator. Nous appellerons d_1 la distance entre le milieu actif et la lentille L_1 , d_2 la distance entre L_1 et la lentille L_2 , d_3 la distance entre L_2 et la lentille L_3 et d_4 la distance entre L_3 et le miroir de sortie (voir figure 2.16). Nous ne tenons pas compte du filtre de pompe présent dans la cavité dans les simulations.

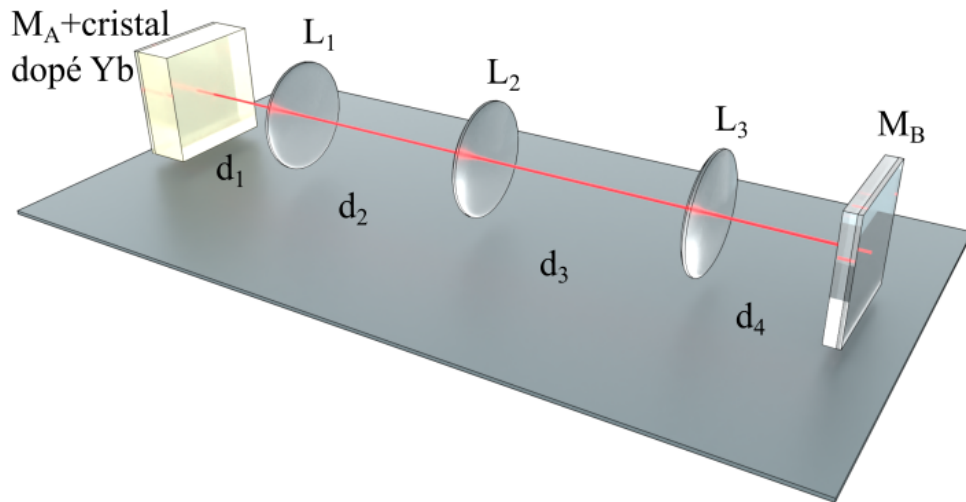


FIGURE 2.16 – Design de la cavité de 80 cm.

Expérimentalement, nous avons un degré de liberté sur les distances d_1 et d_4 . C'est la raison pour laquelle nous choisissons d_1 et d_4 comme des variables dans la simulation. En

faisant l'hypothèse que les distances d_2 et d_3 sont fixées, nous faisons les simulations en utilisant les valeurs numériques suivantes : $l = 2$ mm ; $n_0 = 1,82$; $f_{th} = 0,95$ mm ; $d_1 = 2,5$ cm ; $d_2 = 29$ cm ; $d_3 = 44$ cm ; $d_4 = 2,6$ cm. La cavité reste stable pour des valeurs de $d_1 \in [22,5; 27]$ mm et des valeurs de $d_4 \in [25,4; 26,3]$ mm. En dehors de ces valeurs la cavité devient instable. Nous noterons tout de même que l'effet laser est toujours obtenu même en limite de stabilité (voir figure 2.17).

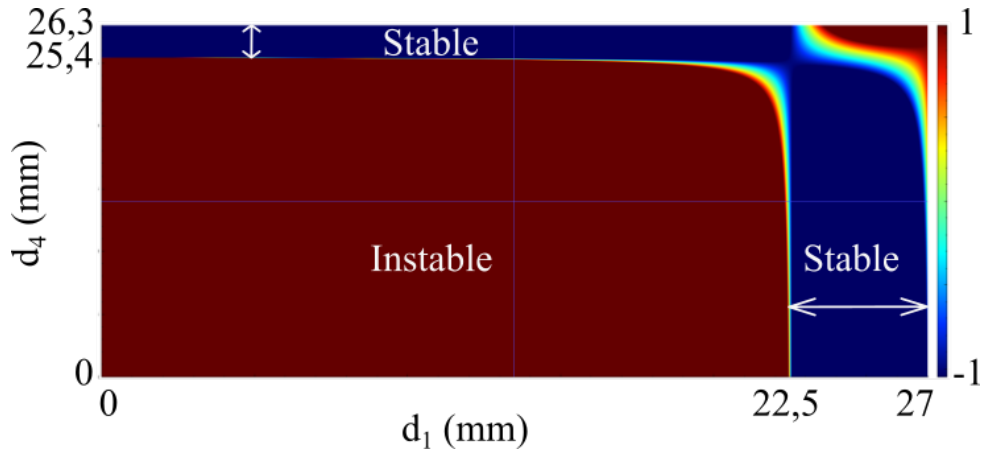


FIGURE 2.17 – Zones de stabilité de la cavité en fonction des distances d_1 et d_4 .

Une fois la zone de stabilité trouvée, nous simulons ensuite dans ces conditions les variations du waist du mode de cavité et du waist sur le SESAM en fonction de d_1 . Un bon recouvrement entre le mode de pompe de $17 \mu\text{m}$ et le mode de cavité est obtenu pour une distance d_1 de $25,9$ mm environ (voir figure 2.18 (a)). La valeur correspondant au waist sur le SESAM est de $16,2 \mu\text{m}$.

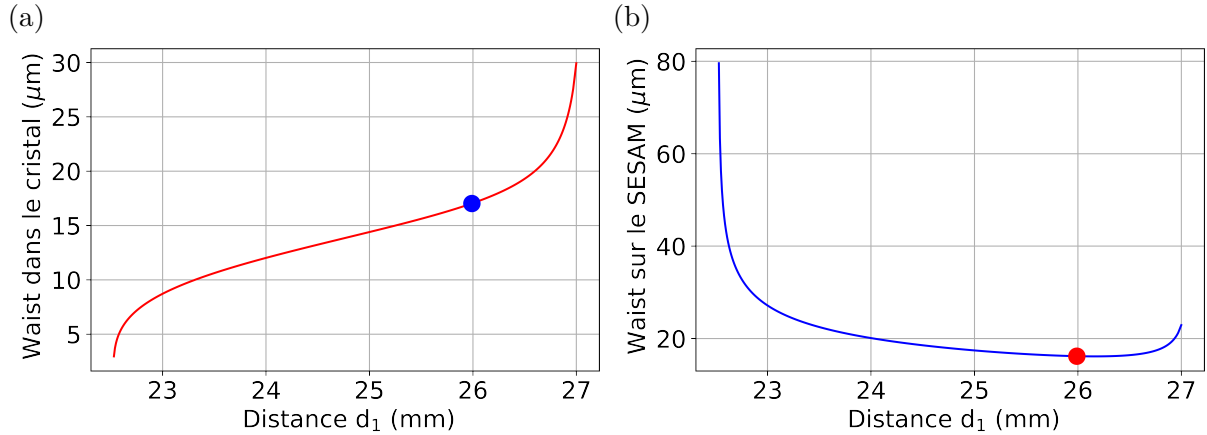


FIGURE 2.18 – Simulation du mode de cavité w_C et du waist w_A sur le SESAM en fonction de la distance d_1 . (a) Waist du mode de cavité w_C en fonction de la distance d_1 . Le point bleu sur la figure correspond à un waist de 17 μm , (b) Waist w_A sur le SESAM en fonction de la distance d_1 . Le point rouge sur la figure correspond à un waist de 16,2 μm .

Il est cependant important de noter que mêmes de faibles variations sur les distances d_1 et d_4 engendreraient des modifications sur les distances d_2 et d_3 . Ainsi donc les valeurs des waists dans le milieu actif et dans le SESAM peuvent varier expérimentalement selon les paramètres d_1 , d_2 , d_3 et d_4 . Par ailleurs, le choix de la focale de pompe est aussi un paramètre très important pour bien optimiser ce type de cavité. Ces simulations n'ont pas pour but de donner des résultats précis sur les valeurs des waists dans le milieu actif et dans le SESAM mais de comprendre et d'avoir une idée des ordres de grandeurs et aussi d'évaluer l'influence des différents paramètres expérimentaux sur la stabilité de ce type de laser. Maintenant que nous avons un design de cavité qui fonctionne bien dans la simulation, nous allons décrire les résultats expérimentaux.

2.4 Résultats expérimentaux avec Yb:YAG

Pour cette partie, nous avons choisi un SESAM dont les caractéristiques sont les suivantes :

Longueur d'onde du laser	$\lambda = 1040 \text{ nm}$
Absorbance	$A_0 = 2\%$
Transmittance	$T = 3\%$
Réfectance	$R = 95\%$
Profondeur de Modulation	$\Delta R = 1,2\%$
Pertes non saturable	$A_{ns} = 0,8\%$
Fluence de saturation	$F_{sat,A} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
Constante de temps de relaxation	$\tau_{re} = 1 \text{ ps}$

TABLE 2.1 – Caractéristiques du SESAM.

2.4.1 Sans lames quart d'onde intracavité

Le montage expérimental utilisé est celui mentionné sur la figure 2.14. Plusieurs focales de pompage ont été utilisées parmi lesquelles celles de 60 mm, 75 mm, 125 mm et 150 mm mais nous ne décrivons ici que les résultats obtenus pour la focale de 150 mm. Sans toutefois optimiser la cavité, le seuil laser en régime continu est obtenu pour une puissance de pompe de 310 mW. Celui du verrouillage de mode est atteint pour une puissance de pompage de 2,8 W. Le laser émet 68,4 mW à 1030,3 nm sur le mode fondamental TEM₀₀ et oscille sur un spectre optique d'environ 400 GHz (voir figure 2.19 (a) et (b)). Les impulsions sont observées sur un oscilloscope⁷ toutes les 6 ns correspondant à un taux de répétition de 164,5 MHz (voir figure 2.19 (c)). A l'aide d'un autocorrélateur⁸ nous mesurons la durée des impulsions qui est de 2,5 ps (voir figure 2.19 (d)). En augmentant la puissance de pompage à 3 W, la puissance moyenne émise par le laser est de 80 mW correspondant à une puissance crête $P_C = T_{rep}P_{moy}/t_p = 194 \text{ W}$. L'énergie contenu dans chacune des impulsions est $E_{imp} = P_C t_p \approx 0,5 \text{ nJ}$.

7. Référence : HDO 6104, marque Lecroy, BW :1GHz; Ch :4; Amp :1mV à 10V; Mem :250Mpts; Sampling :2,5GS/s

8. Référence : pulseCheck 150 USB, marque A.P.E GmbH

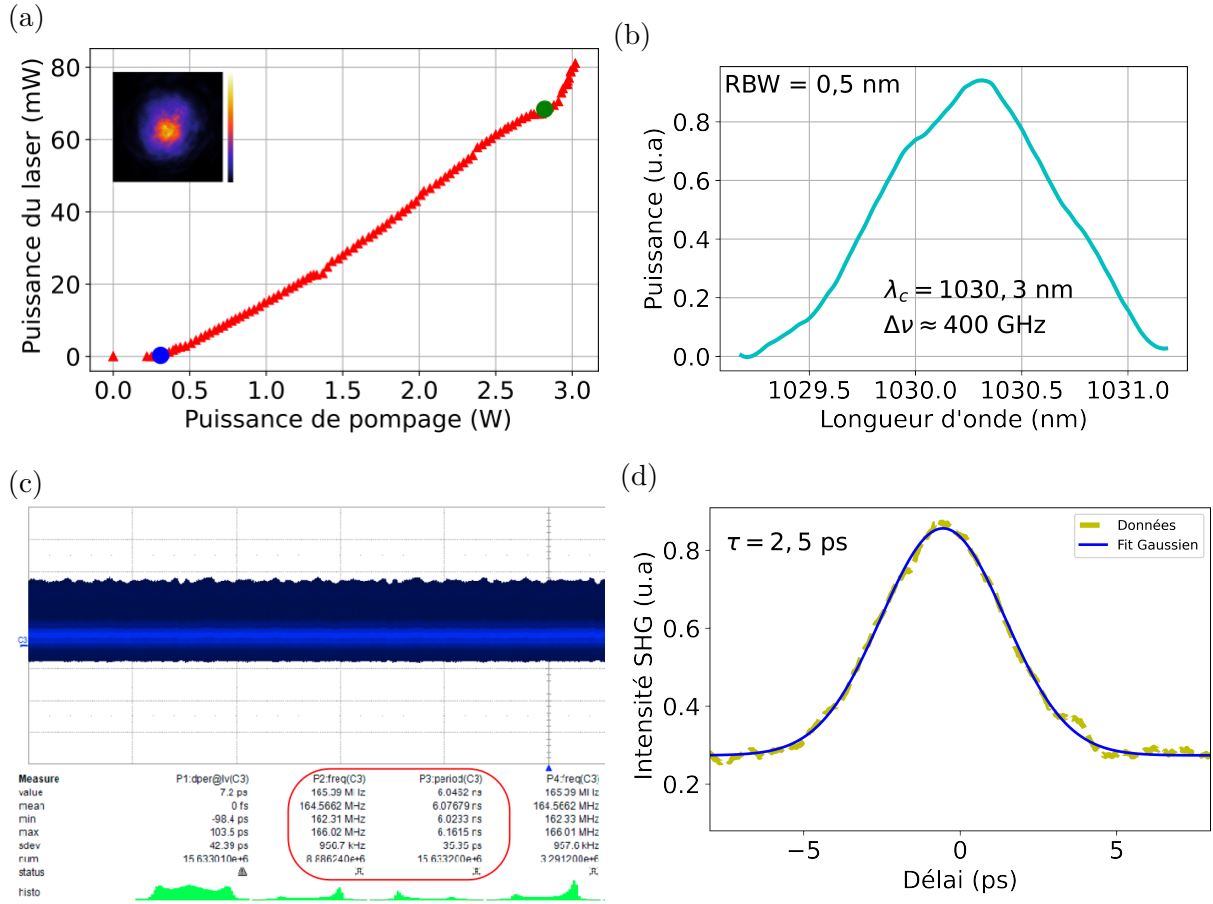


FIGURE 2.19 – Caractérisation du laser en régime impulsionnel. (a) Puissance du laser en fonction de la puissance de pompage : le pont bleu correspond au seuil de pompage en régime continu et le point vert au seuil de verrouillage en régime impulsionnel. (b) Spectre optique observé avec un OSA dont la résolution est de 0,5 nm. (c) Analyse temporelle du train d'impulsions sur 500 μs . (d) Mesure de la durée des impulsions à l'aide d'un autocorrélateur.

2.4.2 Émission bipolarisations en régime impulsionnel

Nous fixons cette fois-ci la puissance de pompe sur 2,9 W. Nous observons que le laser fonctionne suivant deux états propres de polarisations linéaires et orthogonaux, dont les directions sont fixées par la biréfringence résiduelle du milieu actif. En fonction de l'orientation α_p de la polarisation de la pompe, nous mesurons les puissances relatives P_x et P_y des deux états propres de polarisations. L'équilibre des puissances $P_x = P_y$ est obtenu pour une valeur de $\alpha_p = 42,3^\circ$ (voir figure 2.20).

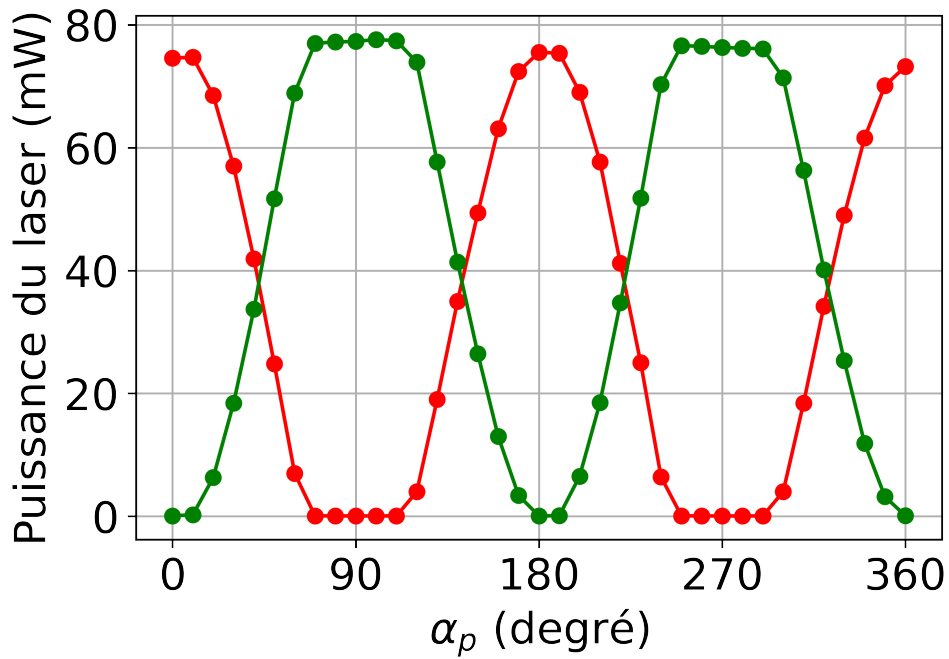


FIGURE 2.20 – Résultats expérimentaux des puissances P_x (en rouge) et P_y (en vert) pour un pompage à 9 fois le seuil.

En utilisant un analyseur de spectre électrique, nous mesurons séparément le spectre RF des deux états propres de polarisations. À ce stade, les deux peignes associés aux deux états propres de polarisations ont exactement le même taux de répétition ($f_{rep} = 164,5$ MHz) comme le montre le zoom sur leurs premières harmoniques. Le rapport signal sur bruit des deux harmoniques est supérieur à 25 dB.

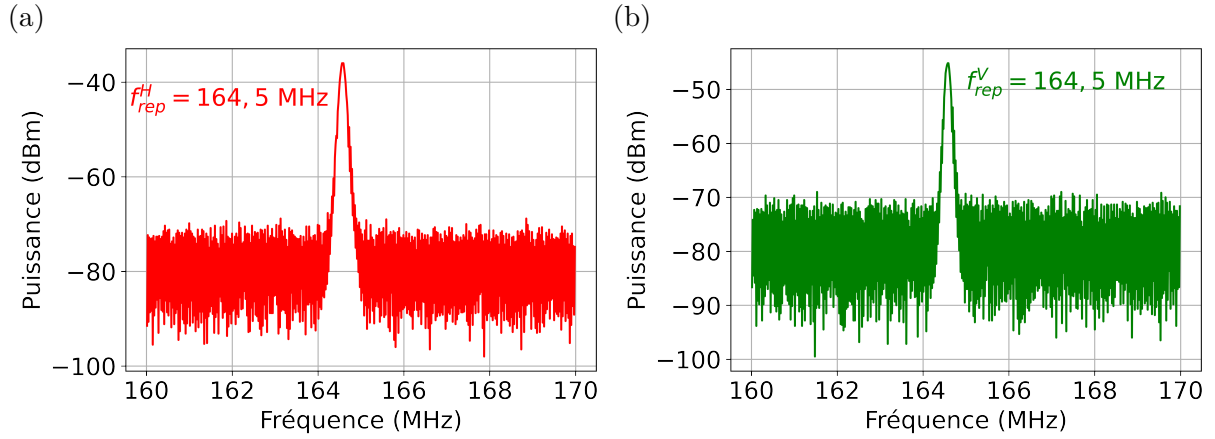


FIGURE 2.21 – Zoom sur les spectres des premières harmoniques associées aux deux peignes avec un $RBW = VBW = 1$ kHz et un span de 10 MHz. (a) Sur la polarisation horizontale. (b) Sur la polarisation verticale.

Lorsqu'on place maintenant un polariseur en sortie du laser orienté à 45° et que l'on équilibre bien les puissances relatives des deux peignes en orientant la lame demi-onde de pompe, nous remarquons l'apparition des fréquences de battement des deux états propres localisées de part et d'autre à $\Delta\nu = 5,5$ MHz de l'harmonique centrale (voir figure 2.22).

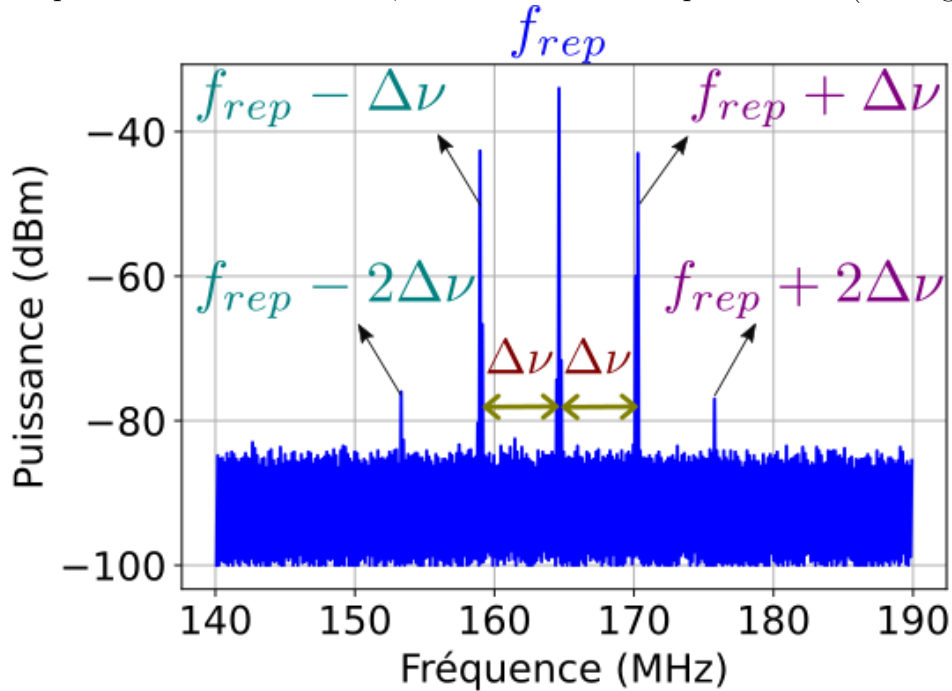


FIGURE 2.22 – Fréquence de battement des deux états propres de polarisations observables à l'analyseur de spectre électrique avec un RBW de 3 kHz et sur un span de 50 MHz.

Partant de cette valeur expérimentale de $\Delta\nu$ et en supposant que les deux peignes parcourent des longueurs optiques légèrement différentes L_x et L_y , l'estimation de l'écart fréquentiel entre les deux peignes serait de $\Delta f_{rep} = 3$ Hz environ ce qui correspondrait à une biréfringence résiduelle du Yb:YAG de l'ordre de $\Delta n = 2 \times 10^{-8}$ (voir les calculs détaillés en annexes B.1). En répétant plusieurs fois les mesures expérimentales, nous remarquons que les deux peignes sont toujours émis de manières synchrones et ce malgré la différence de chemin optique. Cette synchronisation peut être due au SESAM qui compense par une variation rapide de son indice ($n \approx 3$) la différence des vitesses de groupe des deux peignes.

La question que l'on pourrait se poser maintenant est la suivante : est-il possible de contrôler la valeur de $\Delta\nu$ en insérant les lames de phases dans la cavité ? Si oui sur quelle plage de fréquence pourrait-on le faire ?

2.4.3 Résultats expérimentaux avec les deux lames quart d'ondes intracavité

On se place dans la configuration décrite en 2.2.4. La figure 2.23 reprend la figure 2.6 en illustrant les états de polarisation en tout point de la cavité.

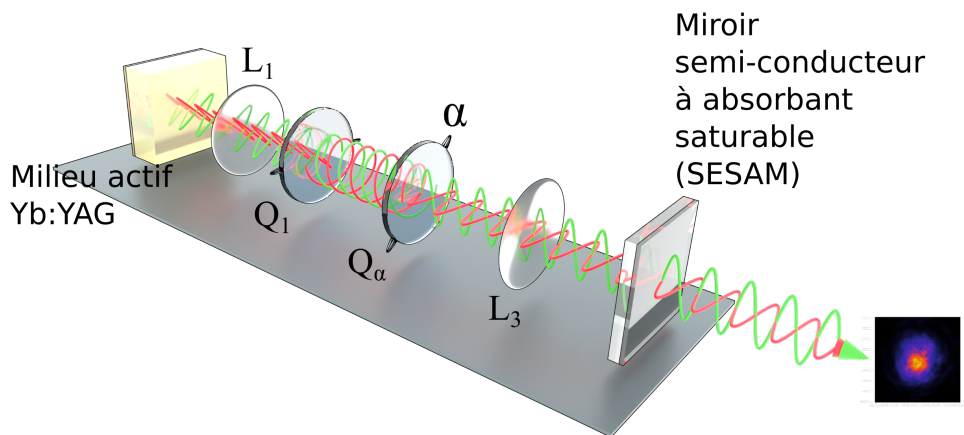


FIGURE 2.23 – Schéma du laser à verrouillage de modes contenant les deux lames quart d'ondes.

Étant donné que toutes les interfaces intracavité sont orientées sous incidence normales, les états propres de polarisations des deux peignes sont définis par les lames quart d'ondes Q_1 , Q_α et la biréfringence résiduelle du milieu actif Yb:YAG. Les axes neutres de la première lame quart d'onde Q_1 sont alignés sur la biréfringence résiduelle du milieu

actif. Les axes neutres de la deuxième lame quart d'onde Q_α sont tournés d'un angle α par rapport aux axes de Q_1 . Les états propres sont déterminés à partir de la condition de résonance basée sur le formalisme de Jones sur un aller-retour de cavité [56]. Ils sont polarisés linéairement dans le milieu actif à 45° des axes de Q_1 , polarisés hélicoïdalement à droite et à gauche entre Q_1 et Q_α et polarisés à 45° des axes de Q_α en sortie du laser.

2.4.4 Mesure de la fréquence de battement en fonction de α

En tournant la deuxième lame quart d'onde d'un angle α , nous faisons varier la fréquence de battement $\Delta\nu$ entre 0 MHz et 82 MHz, soit $\Delta\nu \in [0, f_{rep}/2]$ (voir la figure 2.24).

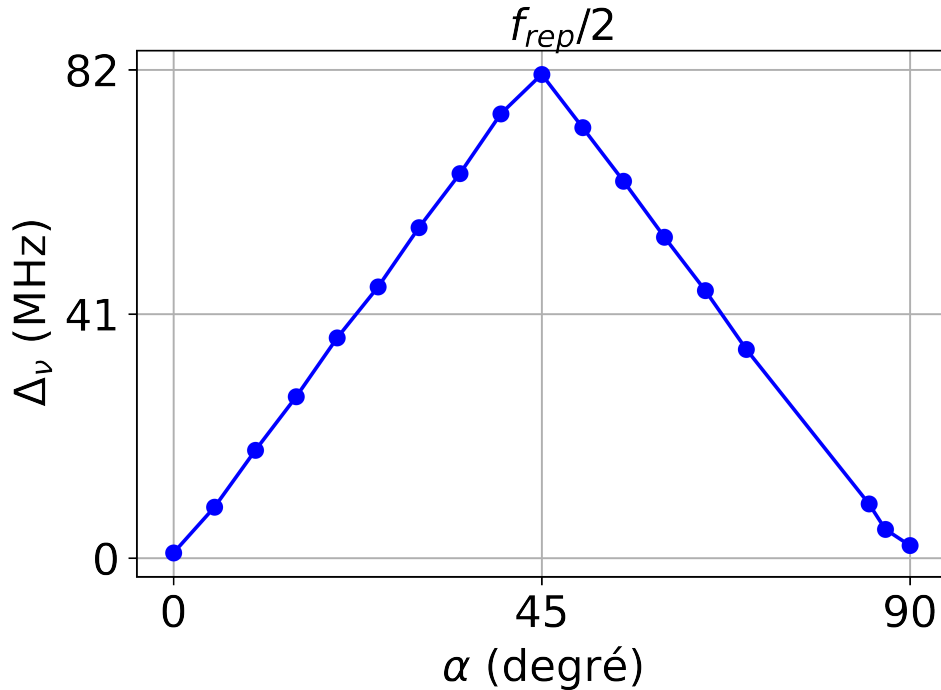


FIGURE 2.24 – Mesure de la fréquence de battement $\Delta\nu$ en fonction de α . Cette fréquence est continuellement accordable entre 0 et $f_{rep}/2$.

Nous nous intéressons maintenant à trois valeurs croissantes de $\Delta\nu$, à savoir : $\Delta\nu = 0$, $\Delta\nu = f_{rep}/10$ et $\Delta\nu = f_{rep}/2$ tout en orientant le polariseur d'analyse en sortie du laser sur 45° .

Pour $\Delta\nu = 0$

Lorsque $\Delta\nu = 0$, ce qui correspond à une valeur de $\alpha = 0$, nous remarquons que l'état de polarisation des impulsions reste constant avec un taux de répétition de $f_{rep} = 164$ MHz soit $T_{rep} = 6$ ns.

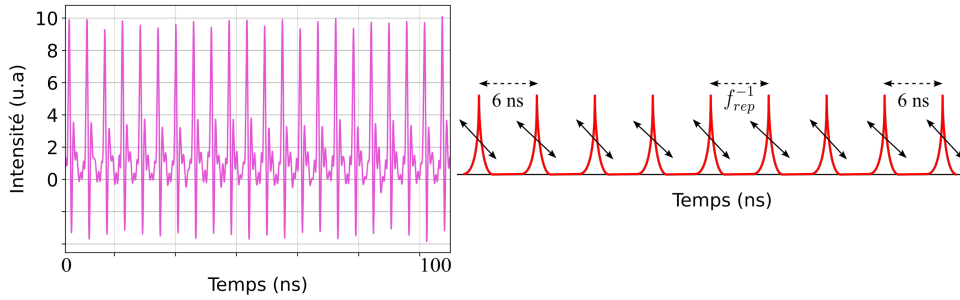


FIGURE 2.25 – Analyse temporelle pour $\Delta\nu = 0$. (A gauche) Train d'impulsions dont la période est de 6 ns enregistré sur un span de 100 ns. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.

Pour $\Delta\nu = f_{rep}/10$

Dans ce cas le train est constitué d'impulsions polarisées elliptiquement dont l'ellipticité varie graduellement d'une impulsion à la suivante. La longueur de la séquence de polarisation ainsi générée est $\Delta\nu^{-1}$.

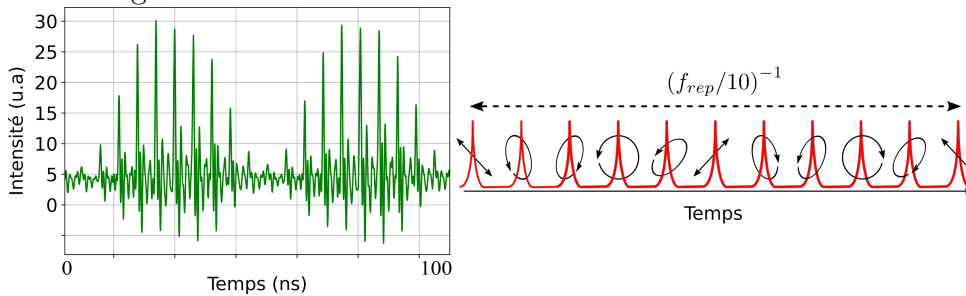


FIGURE 2.26 – Analyse temporelle pour $\Delta\nu = f_{rep}/10$. (A gauche) Train d'impulsions dont la période est de $(f_{rep}/10)^{-1}$ soit 61 ns environ enregistré sur un span de 100 ns. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.

Pour $\Delta\nu = f_{rep}/2$

Dans ce cas, l'équation (2.2.43) prend la forme

$$\vec{J}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ (-1)^p \exp(i\psi) \end{pmatrix} \quad (2.4.1)$$

L'équation (2.4.1) prédit que deux impulsions successives portent des polarisations orthogonales quelque soit la valeur de ψ . Ceci se traduit par :

$$\vec{J}_p \cdot \vec{J}_{p+1}^* = 0 \quad (2.4.2)$$

Dans le cas où $\Psi = 0$, nous avons en sortie du laser une succession d'impulsions linéairement polarisées et orientées à $\pm 45^\circ$ des axes x et y .

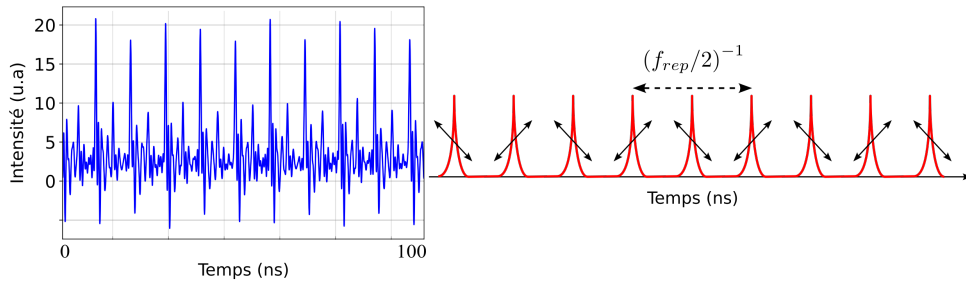


FIGURE 2.27 – Analyse temporelle pour $\Delta\nu = f_{rep}/2$. (A gauche) Train d'impulsions dont la période est de $(f_{rep}/2)^{-1}$ soit 12 ns enregistré sur un span de 100 ns. (A droite) Illustration de la séquence de polarisation correspondante.

2.4.5 Dynamique d'accrochage des deux peignes à $f_{rep}/2$

Dans le cas particulier où $\Delta\nu$ s'approche de la valeur de $f_{rep}/2$, un accrochage de phase stable de l'ensemble des modes longitudinaux se produit pour des valeurs de $\Delta\nu \in [f_{rep}/2 - 25 \text{ kHz}, f_{rep}/2 + 25 \text{ kHz}]$. Pour mieux comprendre ces observations, nous enregistrons le spectre de battement en utilisant l'analyseur de spectre électrique comme le montre la figure 2.28. Lorsque $\Delta\nu$ est en dehors de la plage d'accrochage, nous obtenons deux pics autour de $f_{rep}/2$ (voir figure 2.28 (a)). Ensuite, lorsque $\Delta\nu$ entre dans la plage d'accrochage, les deux peignes se verrouillent (voir figure 2.28 (b)).

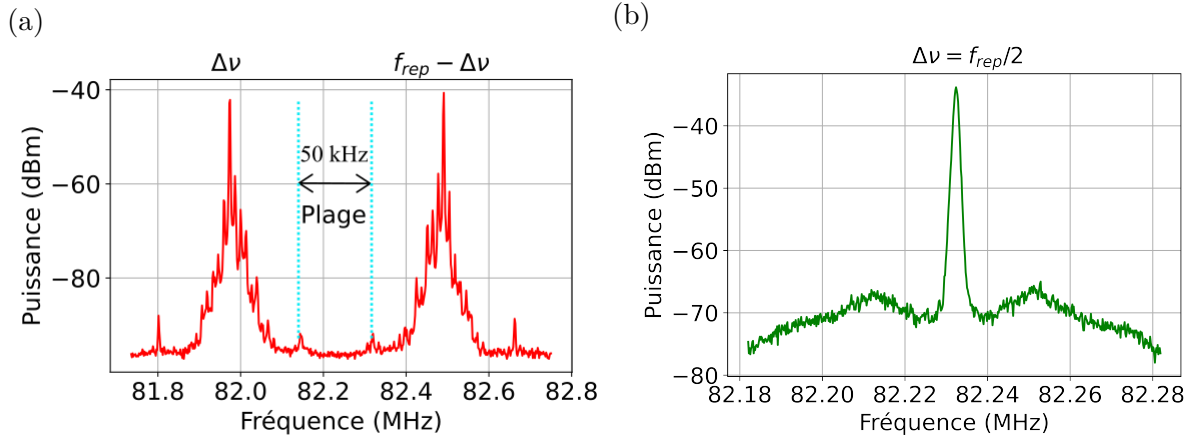


FIGURE 2.28 – Spectre du battement autour de $f_{rep}/2$, la plage d'accrochage est délimitée par les deux traits en pointillés bleus. (a) $\Delta\nu$ en dehors de la plage d'accrochage. (b) $\Delta\nu$ dans la plage d'accrochage.

Ce verrouillage est confirmé par l'observation d'un spectre RF stable de périodicité $f_{rep}/2$ sur une plage de 2 GHz comme le montre la figure 2.29. D'une part, nous noterons que les pics d'intensité dont la fréquence est égale à $n f_{rep}$ où n est un entier naturel non nul correspondent aux fréquences de battement des différents modes longitudinaux d'un même état propre. D'autre part, les pics dont les fréquences sont égales à $(n + 1/2) f_{rep}$ correspondent aux battements des modes associées aux deux états propres. De plus les dents du peigne ne fluctuent ni en amplitude et ni en intensité⁹.

9. Pendant une durée de 120 minutes.

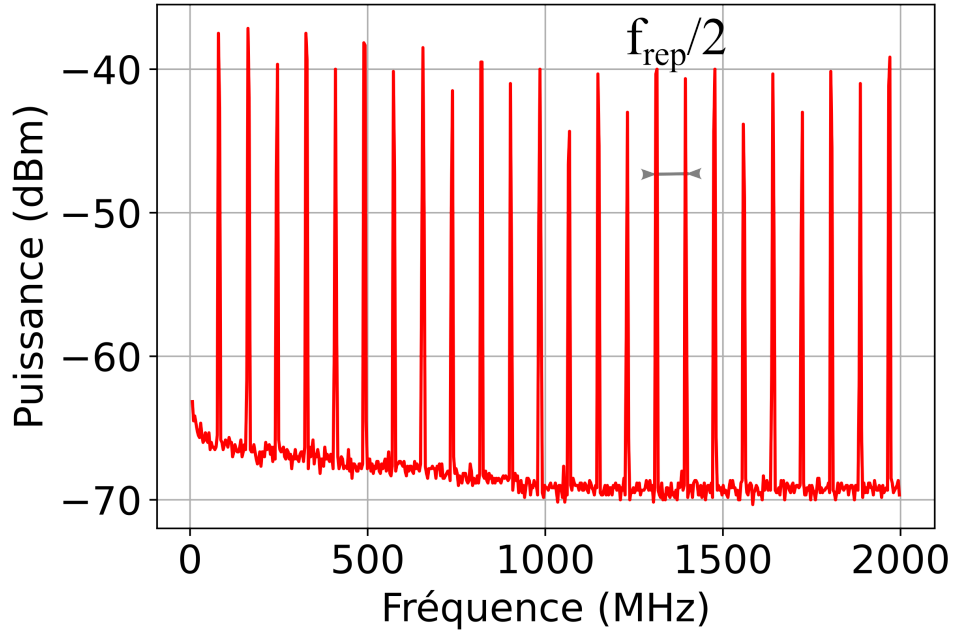


FIGURE 2.29 – Périodicité du spectre sur une fenêtre de 2 GHz lorsque $\Delta\nu = f_{rep}/2$ dans la plage d'accrochage.

Nous noterons aussi que la largeur à mi hauteur du pic mesurée à $f_{rep}/2$ est de 8 Hz, plus petite que celle du pic à f_{rep} qui est de 15 Hz environ (voir figure 2.30). Ce qui signifie que l'accrochage des deux peignes est aussi d'une excellente pureté spectrale que le verrouillage des modes longitudinaux au sein de chaque peigne. L'explication de ce phénomène d'accrochage des deux peignes en phase pourrait provenir d'un couplage non-linéaire par mélange à quatre ondes, appuyant ainsi les observations dans les lasers bi-polarisation en régime continu multimode [43].

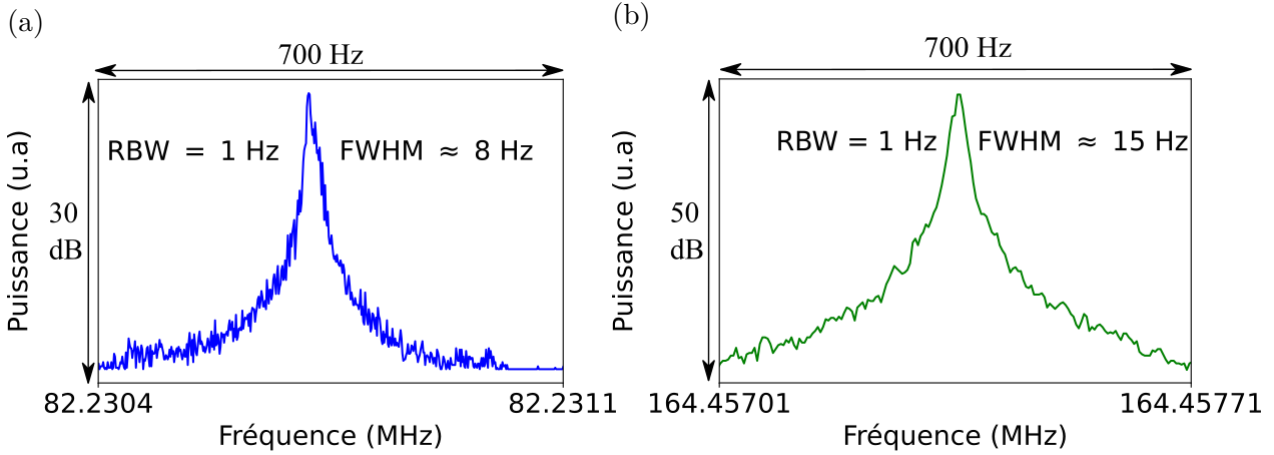


FIGURE 2.30 – Largeur à mi hauteur des pics mesurés. (a) Pour $f_{rep}/2$. (b) Pour f_{rep} .

Nous allons maintenant étendre ces travaux au cristal Yb:Lu:YAG.

2.5 Résultats expérimentaux avec Yb:Lu:YAG

Nous allons étudier dans cette partie deux configurations de cavité : une cavité de 80 cm et une cavité de 2 m.

2.5.1 Simulations et design de la cavité de 80 cm

L'architecture de cette cavité est similaire à celle de la figure 2.16 à la seule différence que les zones de stabilité ne sont pas les mêmes dues à une focale thermique différente imposée par les propriétés du Yb:Lu:YAG. La lentille de pompage utilisée à une focale de 60 mm et la valeur du waist de pompe dans le milieu actif est de $13\mu\text{m}$. Nous simulons la cavité pour les valeurs numériques suivantes : $l = 2\text{ mm}$; $n_0 = 1,82$; $f_{th} = 2,33\text{ mm}$; $d_1 = 2,5\text{ cm}$; $d_2 = 29\text{ cm}$; $d_3 = 44\text{ cm}$ et $d_4 = 2,6\text{ cm}$. La cavité reste stable pour des valeurs de $d_1 \in [23,1 ; 28,1]\text{ mm}$ et des valeurs de $d_4 \in [24,9 ; 26,7]\text{ mm}$ (voir figure 2.31 (a)). Un bon recouvrement entre le mode de pompe de $13\mu\text{m}$ et le mode de cavité est obtenu pour une distance $d_1 = 23,7\text{ mm}$ (voir figure 2.31 (b) et (c)). La valeur correspond au waist sur le SESAM est de $23\mu\text{m}$ (voir figure 2.31 (d)).

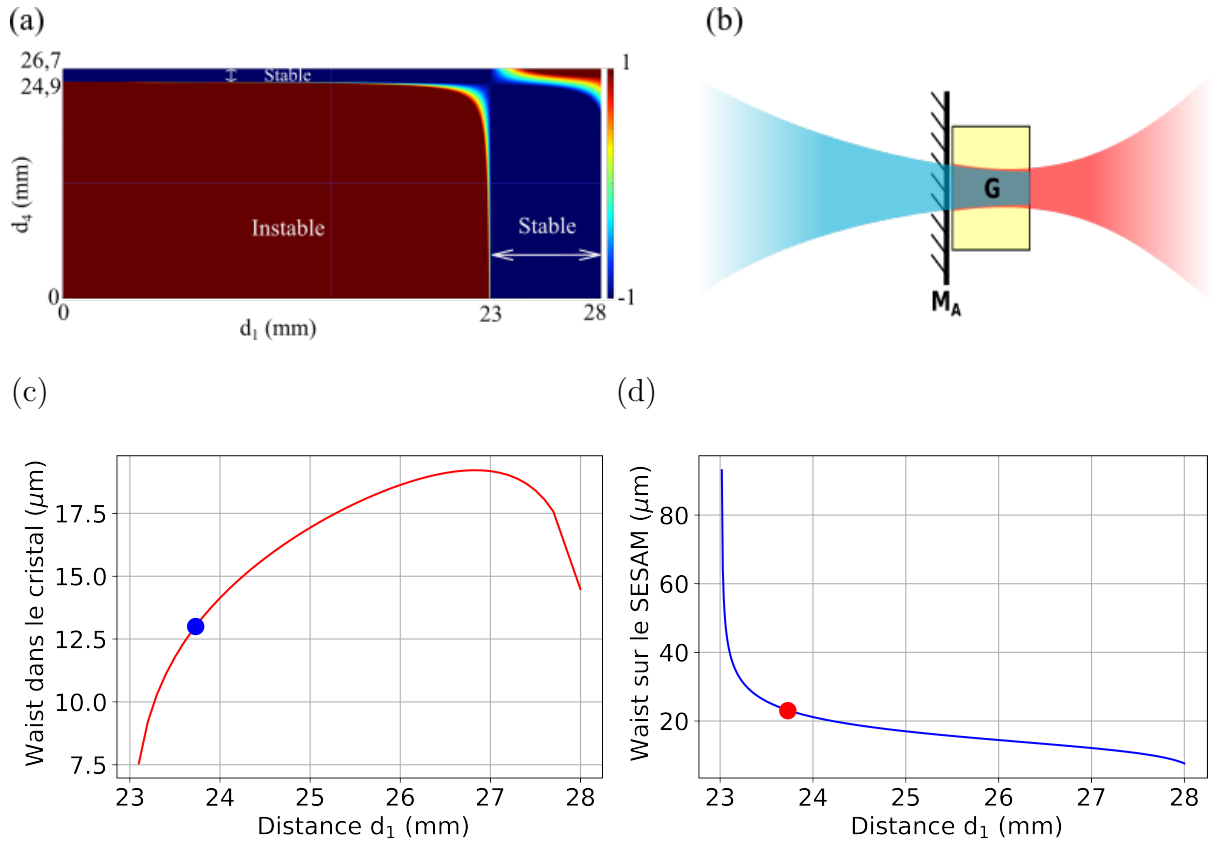


FIGURE 2.31 – Simulations de la cavité de 80 cm de Yb:Lu:YAG. (a) Zones de stabilité de la cavité en fonction des distances d_1 et d_4 . (b) Illustration du recouvrement entre le mode de pompe et le mode de cavité. (c) Waist du mode de cavité w_G en fonction de la distance d_1 , le point bleu correspond à un waist de $13 \mu\text{m}$. (d) Waist w_A sur le SESAM en fonction de la distance d_1 , le point rouge sur la figure correspond à un waist de $23 \mu\text{m}$.

Après avoir simulé la cavité, nous faisons les alignements avec un miroir de sortie. Le seuil laser en régime continu est atteint pour une puissance de pompe de 62 mW. Le laser émet 83 mW à 1030 nm sur le mode fondamental TEM_{00} pour une puissance de pompage de 2,6 W (voir figure 2.32 (a)). En pompant ensuite à trois fois le seuil, nous observons ici aussi que le laser fonctionne suivant les deux états propres de polarisations linéaires et orthogonaux et l'influence de la polarisation de la pompe reste visible (voir figure 2.32 (b)).

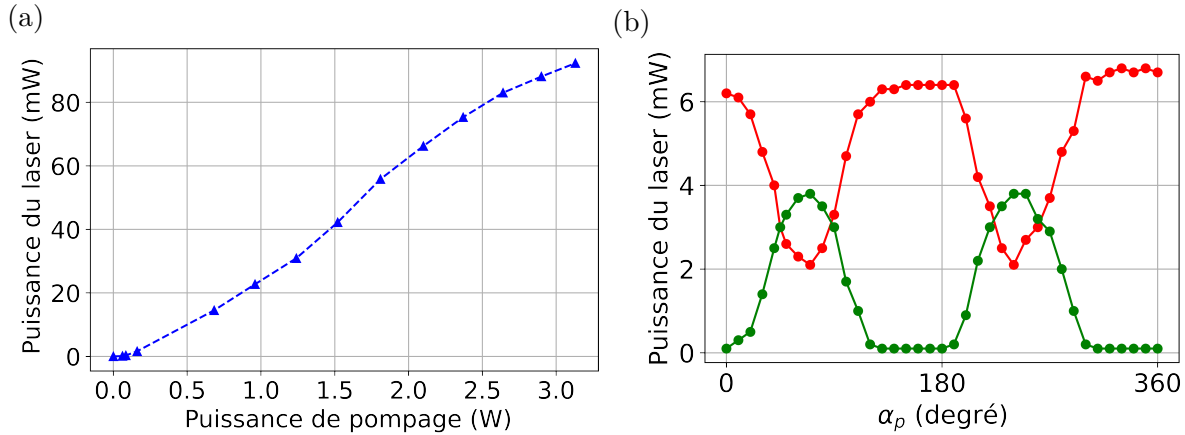


FIGURE 2.32 – Caractérisation du laser en régime continu. (a) Puissance du laser en fonction de la puissance de pompage. (b) Puissances P_x (rouge) et P_y (en vert) pour un pompage à 3 fois le seuil.

Le passage en régime impulsionnel s’effectue maintenant en remplaçant le miroir de sortie par le SESAM. Les caractéristiques du SESAM utilisé dans cette partie sont les suivantes :

Longueur d’onde du laser	$\lambda = 1064 \text{ nm}$
Absorbance	$A_0 = 1,8\%$
Transmittance	$T = 2,2\%$
Réflectance	$R = 96\%$
Profondeur de Modulation	$\Delta R = 1,1\%$
Pertes non saturable	$A_{ns} = 0,7\%$
Fluence de saturation	$F_{sat,A} = 60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$
Constante de temps de relaxation	$\tau_{re} = 1 \text{ ps}$

TABLE 2.2 – Caractéristiques du SESAM utilisé dans le cas de Yb:Lu:YAG.

En utilisant les valeurs numériques issues du tableau 2.2 ainsi que les estimations des waists dans le milieu actif w_G et sur le SESAM w_A calculées à la page 136, l’équation (2.3.15) prédit que le seuil du verrouillage de modes serait atteint pour une puissance moyenne supérieure à 97,8 mW. Cette prédiction est confirmée expérimentalement car nous obtenons un train d’impulsions stable pour une puissance de pompage de 2,5 W et le laser émet 136,7 mW à 1030,5 nm. Le laser est ensuite envoyé sur une photodiode ayant une bande passante de 1 GHz. Ce dernier est relié à un oscilloscope et à un analyseur de spectre électrique. La fréquence de répétition du laser est de 189,6 MHz soit $T_{rep} = 5,27 \text{ ns}$ (voir figure 2.33 (a,b et c)) et la durée des impulsions mesurée à l’aide d’un autocorrélateur est de 1,34 ps (voir figure 2.33 (d)). La puissance crête est donc estimée à 538,4 W et

l'énergie contenue dans chacune des impulsions est de 0,7 nJ.

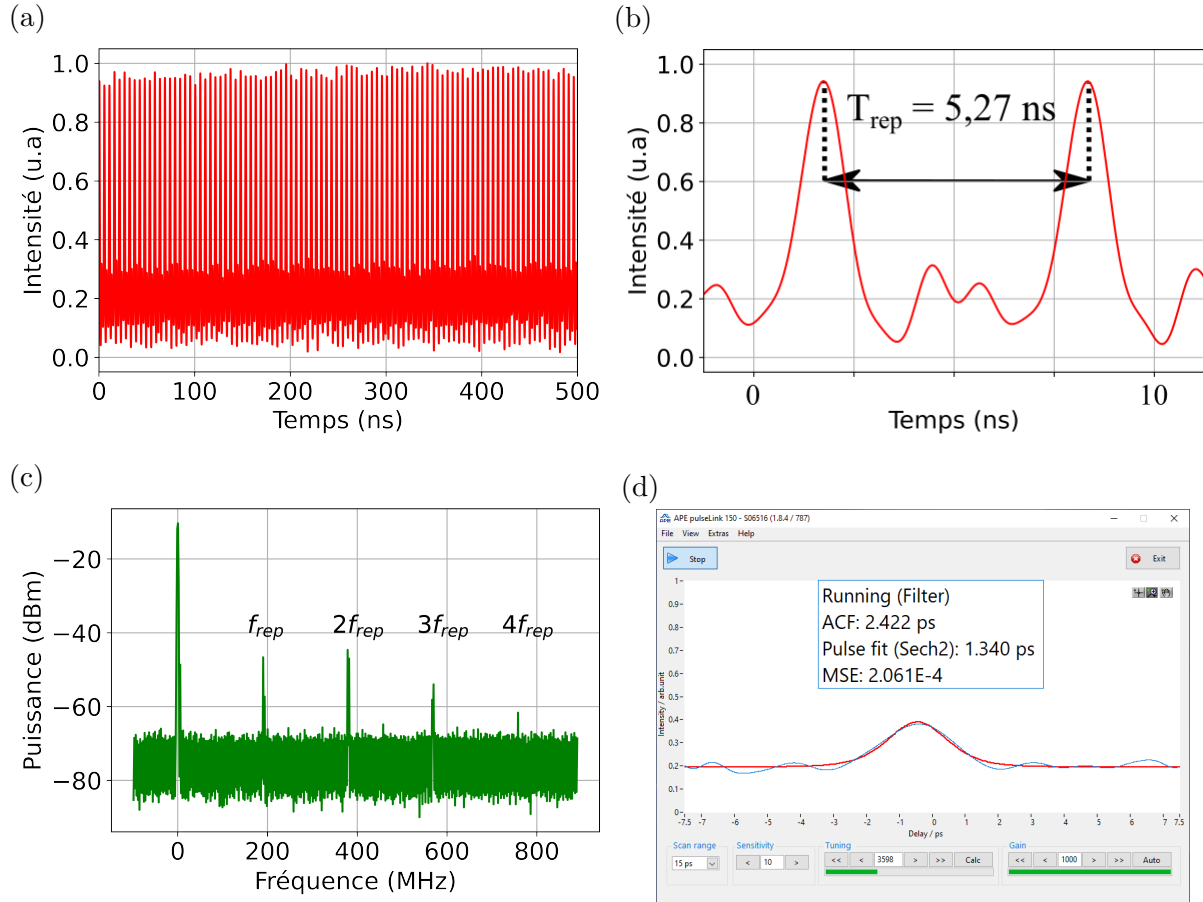


FIGURE 2.33 – Caractérisation de la cavité de 80 cm du Yb:Lu:YAG en régime impulsionnel. (a) Analyse temporelle du train d’impulsions sur 500 ns. (b) Zoom temporel du train d’impulsions sur 10 ns. (c) Analyse spectrale à l’ASE sur un span de 890 MHz. (d) Mesure de la durée des impulsions à l’aide d’un autocorrélateur.

Avant d’insérer les lames de phases dans la cavité, nous avons décidé de rallonger la cavité à 2 m.

2.5.2 Simulations et design de la cavité de 2 m

La conception de cette nouvelle cavité de 2 m est basée sur celle de 80 cm schématisée sur la figure 2.16 à la seule différence que nous rajoutons à l’intérieur de cette dernière deux miroirs GTI¹⁰ placés entre les lentilles L_2 et L_3 conduisant à une cavité en Z (voir figure 2.34).

10. Miroirs à interféromètre de Gires-Tournois

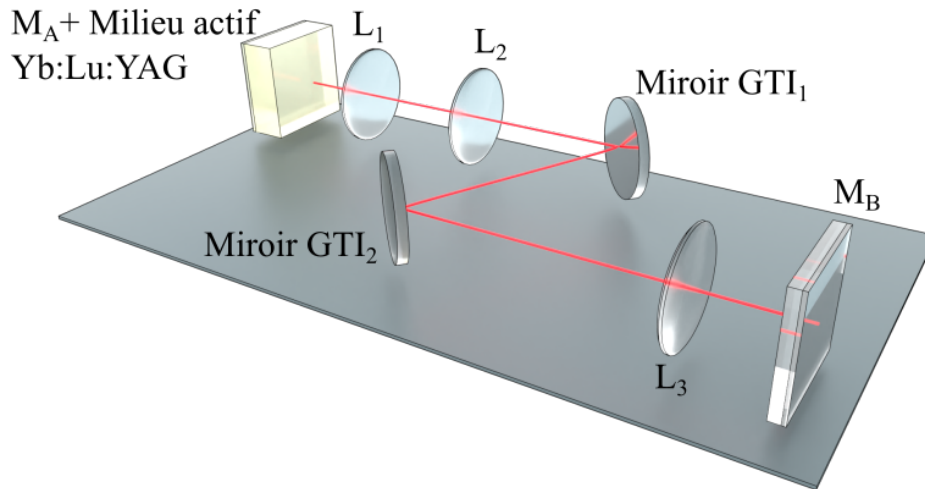
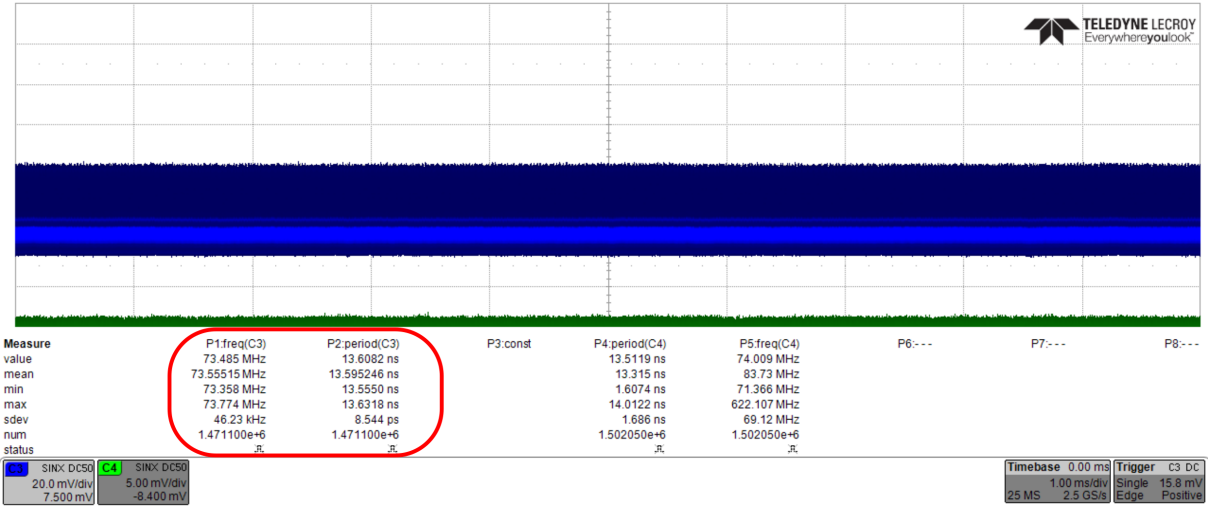


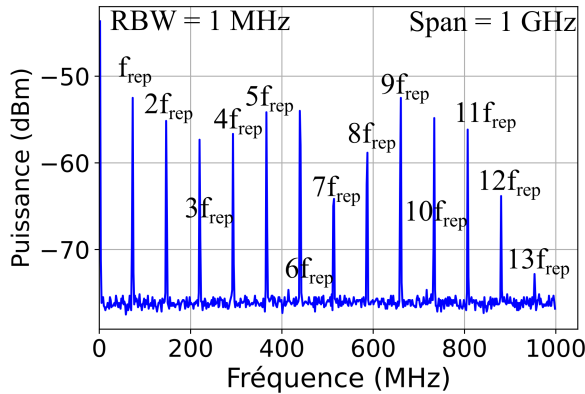
FIGURE 2.34 – Design de la cavité de 2 m.

Le fait d'avoir rallongé la cavité à 2 m crée une variation des waists de $1 \mu\text{m}$ dans le milieu actif et de $2 \mu\text{m}$ sur le SESAM comparée aux simulations effectuées sur la figure 2.31. D'après l'équation (2.3.15), cette augmentation de la longueur de la cavité devrait baisser le seuil de verrouillage à 42 mW. Cette prédiction a été confirmée expérimentalement car nous obtenons un train d'impulsions stable lorsque le laser émet une puissance moyenne de 182 mW pour une puissance de pompage de 2,5 W. La fréquence de répétition du laser est de 73,5 MHz correspondant à une période de 13,5 ns et le spectre RF à l'ASE montre des harmoniques régulièrement espacées de f_{rep} dont les amplitudes sont fortement irrégulières (voir figure 2.35 (a) et (b)). La durée des impulsions est de 1,32 ps (voir figure 2.35 (c)). La puissance crête est évaluée à 1,8 kW et l'énergie contenue dans chacune des impulsions est de 2,5 nJ.

(a)



(b)



(c)

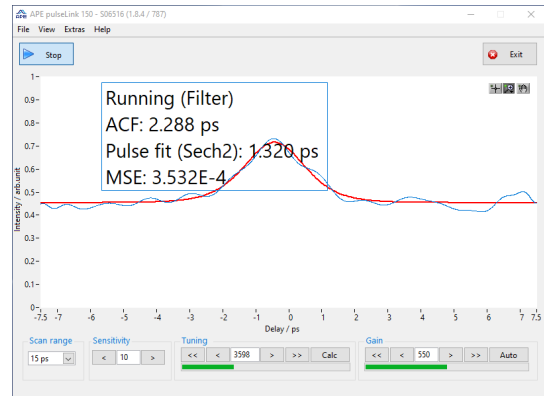


FIGURE 2.35 – Résultats expérimentaux de la cavité de 2 m du Yb:Lu:YAG en régime impulsionnel. (a) Analyse temporelle du train d’impulsions sur 1 ms. (b) Analyse spectrale à l’ASE pour un RBW de 1 MHz et un span de 1 GHz. (c) Durée des impulsions à l’autocorrélateur.

2.5.3 Observation particulière : fréquence de battement à $f_{rep}/5$

Au montage précédent, nous ajoutons un système de détection à deux photodiodes pour pouvoir mesurer les deux trains d’impulsions associés aux deux états propres (voir figure 2.36 (a)). Pour une certaine géométrie de la cavité, nous observons l’apparition des harmoniques à $n f_{rep}/5$ où n est un entier naturel non nul. Les deux états propres de polarisations oscillent dans le laser et l’influence de la polarisation de la pompe est bien visible (voir figure 2.36 (b)). L’analyse spectrale des deux trains d’impulsions dont

les polarisations sont orthogonales est schématisée sur la figure 2.36 (c) et le spectre RF correspondant sur un span de 1 GHz sur la figure 2.36 (d).

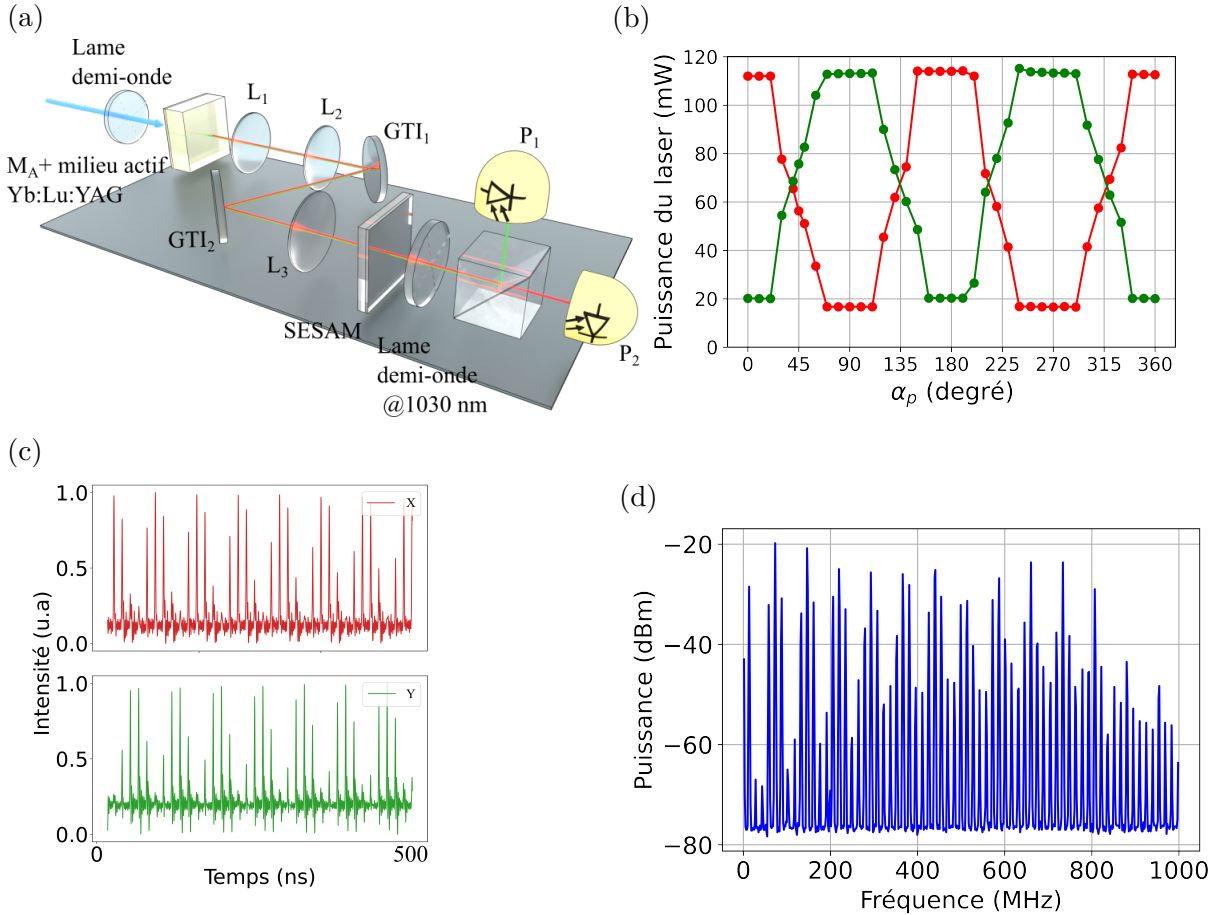


FIGURE 2.36 – Résultats expérimentaux à $f_{rep}/5$. (a) Montage expérimental. (b) Puissances P_x (en rouge) et P_y (en vert). (c) Analyse temporelle des deux trains d’impulsions sur 500 ns. (d) Analyse spectrale à $f_{rep}/5$ sur un span de 1 GHz et un RBW de 1 MHz.

Nous remarquons que les fréquences de battement à $f_{rep}/5$ sont beaucoup plus intenses que les pics internes à $2f_{rep}/5, 3f_{rep}/5, 7f_{rep}/5, 8f_{rep}/5$ et ainsi de suite (voir figure 2.37 (a)). En utilisant les réglages fins de la cavité, nous pouvons éteindre les petits pics internes et conserver uniquement les fréquences de battement à $f_{rep}/5$ autour des harmoniques fondamentales (voir figure 2.37 (b)). De plus en tournant la demi-onde de la pompe, nous pouvons forcer l’oscillation d’un seul état propre de polarisation et donc générer uniquement les harmoniques fondamentales sans les fréquences de battement à $f_{rep}/5$. Ce régime à $f_{rep}/5$ reste encore à explorer.

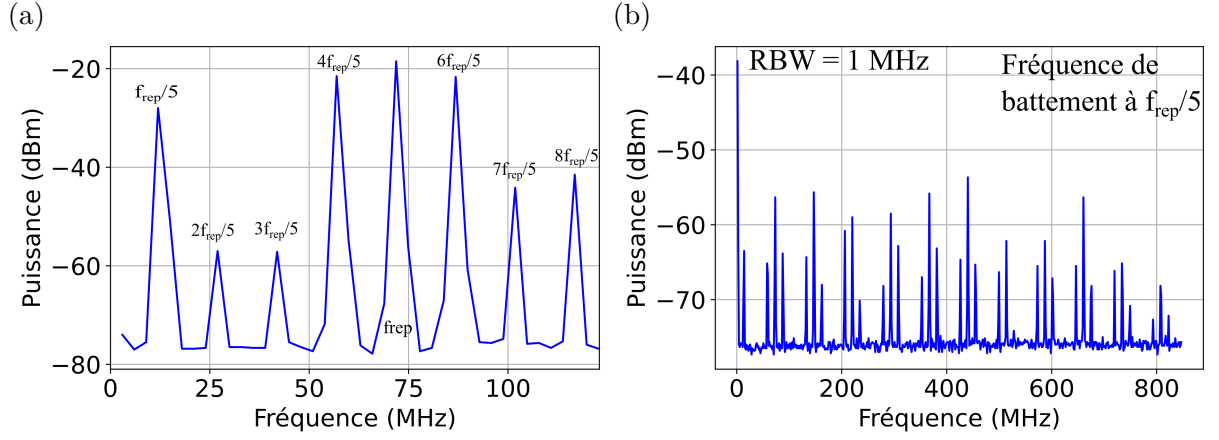


FIGURE 2.37 – Harmoniques générées en jouant sur la géométrie de la cavité et sur la polarisation de la pompe. (a) Zoom sur les huit premiers harmoniques. (b) Élimination des petits pics interne en jouant sur la géométrie de la cavité.

2.5.4 Insertion des lames quart d'ondes dans la cavité

En insérant une seule lame quart d'onde dans la cavité, nous arrivons à faire varier la fréquence de battement entre $f_{rep}/3$ et $f_{rep}/2$ (voir figure 2.38 (a)). On peut montrer à partir de l'équation (2.2.19) que la dépendance $\Delta\nu(\alpha)$ est non linéaire. En insérant la deuxième lame quart d'onde dans la cavité, la fréquence de battement varie entre $f_{rep}/35$ et $f_{rep}/2$ (voir figure 2.38 (b)). Dans les deux cas, le phénomène d'accrochage est obtenu pour $\Delta\nu = f_{rep}/2$.

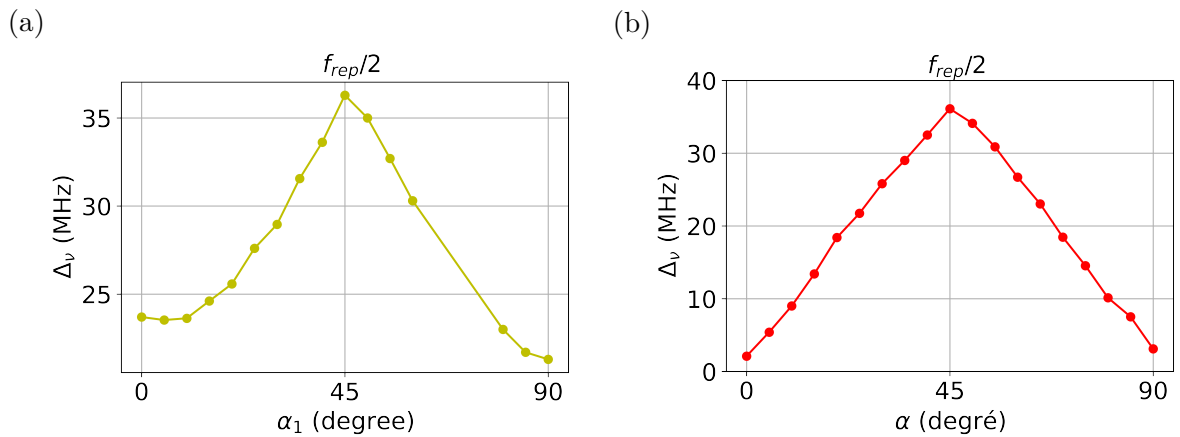


FIGURE 2.38 – Mesure de la fréquence de battement $\Delta\nu$ (a) Avec une lame quart d'onde, $\Delta\nu$ est accordable entre $f_{rep}/3$ et $f_{rep}/2$. (b) Avec deux lames quart d'ondes, $\Delta\nu$ est accordable entre $f_{rep}/35$ et $f_{rep}/2$.

2.6 Résultats préliminaires pour Yb:CaF₂ et Yb:Na:CNGG

Nous avons utilisé la configuration de la cavité de 80 cm décrit précédemment (voir figure 2.14) pour reproduire les mêmes expériences cette fois-ci sur les deux cristaux restants à savoir le Yb:CaF₂ et le Yb:Na:CNGG. La longueur d'onde de pompage du Yb:CaF₂ se fait à 976 nm et l'émission laser à 1033 nm tandis que celui de Yb:Na:CNGG se fait à 971 nm et l'émission à 1036 nm. Dans les deux cas, les deux états propres de polarisations vivent dans les deux lasers à la seule différence que leurs spectres optiques sont beaucoup plus larges. Yb:CaF₂ oscille sur un spectre d'environ 568 GHz et celui de Yb:Na:CNGG sur 1503 GHz (voir figure 2.39). Les cannelures présentes sur les deux spectres sont le résultat d'un effet Fabry-Pérot provenant de la couche d'air entre le miroir M_A et le milieu actif.

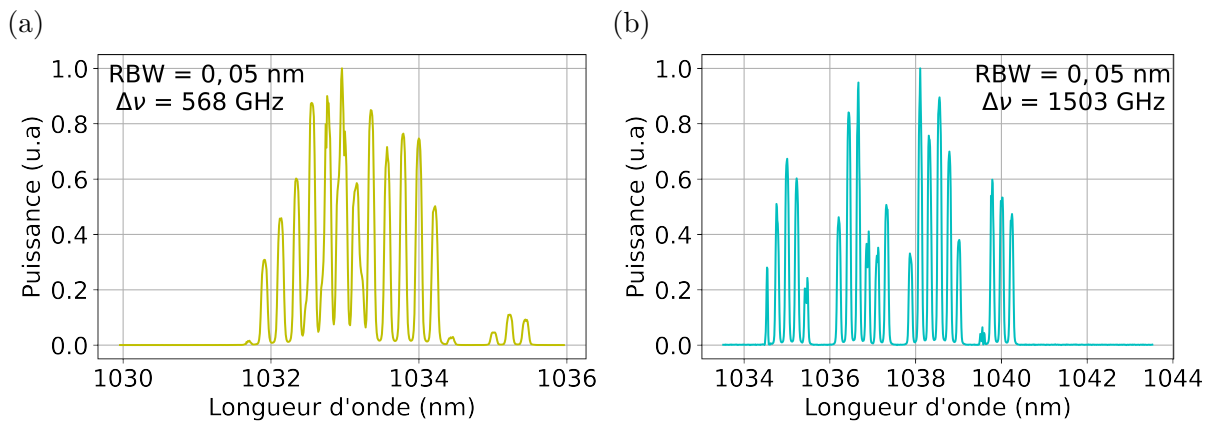


FIGURE 2.39 – Spectres optiques en régime impulsionnel de : (a) Yb:CaF₂. (b) Yb:Na:CNGG.

L'estimation théorique de la durée des impulsions en considérant des profils gaussiens est de 700 fs dans le Yb:CaF₂ et de 266 fs dans le Yb:Na:CNGG. Pour l'instant, les résultats préliminaires sur ces derniers cristaux n'ont donné que des régimes Q-switch.

Tous les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre pourraient être étendus à d'autres configurations de cavité de type plan-plan et plan-lentille-plan (voir figure 2.40)[242-245].

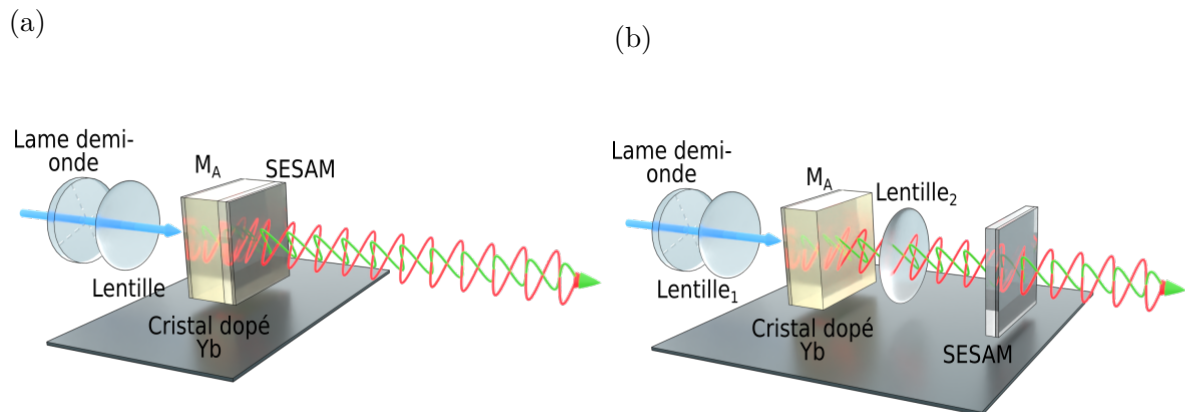


FIGURE 2.40 – Configurations de cavité de types plan-plan et plan-lentille-plan en régime impulsionnel. (a) Plan-plan ($L = 3,47$ mm). (b) Plan-lentille-plan ($L = 3$ cm).

2.7 Conclusion

Nous avons démontré expérimentalement dans ce chapitre qu'il est possible d'obtenir un laser bipolarisation en régime pulsé basé sur l'utilisation d'un miroir semi-conducteur à absorbant saturable (SESAM). Un verrouillage de modes stable est atteint lorsque tous les modes longitudinaux de la cavité oscillent en phase sur chacun des deux états propres. L'analyse des états propres de polarisation par les matrices de Jones permet de décrire la dynamique des lasers Yb que ce soit en régime continu ou impulsionnel. Dans les cas de Yb:YAG ou Yb:Lu:YAG par exemple, le train d'impulsions discrétise temporellement l'état de polarisation suivant un modèle de Jones séquentiel. L'insertion de deux lames quart d'ondes dans la cavité permet de pouvoir générer des séquences de polarisation variées résultant de l'interférence entre les deux peignes polarisés orthogonalement. De plus, nous arrivons à contrôler l'écart fréquentiel entre les deux peignes en utilisant ces lames de phases. Lorsque la fréquence de battement entre les deux états propres est égale à la moitié du taux de répétition, nous observons un verrouillage de fréquences entre les deux peignes.

Il est important de noter que, dans tous les dispositifs expérimentaux étudiés dans ce chapitre, les deux peignes de polarisations orthogonales partagent la même fréquence de répétition bien que leurs fréquences optiques correspondantes soient décalées de $\Delta\nu$. Une partie des résultats de ces travaux a donc fait l'objet d'une présentation en conférence

internationale dont le résumé est proposé à la fin de ce chapitre.

La question que l'on pourrait se poser maintenant est : dans quelle mesure serait il possible de pouvoir générer deux peignes asynchrones ?

Phase-locked dual polarization frequency combs in Yb:YAG

Herman Akagla, Goulc'hen Loas, Marc Vallet, and Marc Brunel

Univ Rennes, CNRS, Institut FOTON-UMR 6082, 35000 Rennes, France

Mode-locked lasers polarization states are typically fixed by gain dichroism in crystalline media. However, dual-polarization oscillation and pulse-to-pulse polarization control in bulk isotropic active media have attracted attention recently [1,2]. Apart from using extra-cavity polarization devices, one can wonder whether an oscillator can generate directly adjustable polarization sequences. Here, we demonstrate how phase locking of two orthogonal polarization eigenstates can occur in a passively mode-locked Yb:YAG laser using two quarter-wave plates.

The laser used is described in Fig.1(a). The cavity contains a 2 mm-thick, <111>-cut, 5% at.-doped, Yb:YAG crystal, and two quarter-wave plates (Q_1 and Q_2). The pump mirror M_1 is dichroic (high-reflection at 1030 nm, high-transmission at 940 nm). The active medium is anti-reflection coated. It is pumped at 940 nm by a continuous-wave Ti:Al₂O₃ laser, which is focused to a spot radius of 17 μ m in the active medium. The output coupler is a semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) from BATOP (1.2% modulation depth and 3% transmission). Two lenses, with focal lengths of 25.4 and 15 mm, provide focusing in the active medium and in the SESAM where the waist is 20 μ m. The cavity design takes into account the thermal lens in the Yb:YAG crystal, induced by the 2.8 W pump beam at 940 nm. The laser oscillates at 1030 nm on a roughly 400 GHz-wide spectrum. The pulse full width at half-maximum is 2.5 ps, the output power is 90 mW, the pulse repetition rate is $f_{rep} = 164$ MHz.

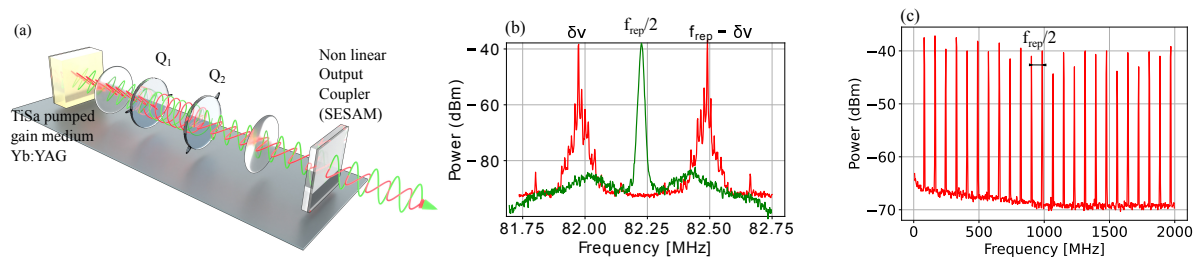


Fig. 1 (a) Illustration of the Yb:YAG mode-locked laser experimental setup. (b) Beat frequency spectrum around $f_{rep}/2$, $\delta\nu$ outside locking range (in red) and inside the locking range (in green). (c) $f_{rep}/2$ periodic spectrum.

Since all intracavity interfaces are taken at normal incidence (see Fig.1(a)), the eigenpolarizations are determined by Q_1 , Q_2 and the residual birefringence in the Yb:YAG crystal. The neutral axes of Q_1 are aligned with the residual birefringence of the active medium. The neutral axes of Q_2 are rotated by an angle α with respect to the axes of Q_1 . The eigenstates are determined by a single round-trip resonance condition including Jones matrices [1]. They are linearly polarized in the gain medium at 45° from the axes, right and left helicoidally polarized between Q_1 and Q_2 and linearly polarized at 45° from Q_2 axes at the laser output. The laser oscillates on two frequency combs associated to the two eigenpolarizations and the output pulse train is made of a controllable polarization sequence. These two combs are shifted by $\delta\nu = \frac{2\alpha}{\pi} \times \frac{c}{2L}$ with respect to one another leading to polarization sequences in the pulse train as in [1]. When $\delta\nu$ enters the locking range, i.e. $f_{rep}/2 \pm 25$ kHz, the two peaks in red (see Fig.1(b)) at frequencies $\delta\nu$ and $f_{rep} - \delta\nu$ merge into one peak leading to phase locking. A wider span over 2 GHz shows a comb with a perfect periodicity of $f_{rep}/2$ (see Fig.1(c)). The stability of the whole spectrum confirms the dual-comb locking.

It is important to note that in this current experimental setup the two orthogonally polarized combs share the same repetition frequency at 164 MHz while the optical frequency combs are offset by $\delta\nu$. Ongoing work concerns the spatial separation of the two orthogonal polarizations on the SESAM using additional beam displacers inside the cavity [2,3], and the use of the pump polarization orientation [4]. The principles of this dual-comb polarization dynamics can be extended to other isotropic gain media such as Yb:CaF₂.

References

- [1] J. Thévenin, M. Vallet, and M. Brunel, "Dual-polarization mode-locked Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* **37**, 2859–2861 (2012).
- [2] N. Madsching, J. Drs, P. Brochard, J. Fischer, S. Schilt, V. J. Wittwer, and T. Südmeyer, "High-power dual-comb thin-disk laser oscillator for fast high-resolution spectroscopy," *Opt. Express*. **29**, 15104–15113 (2021).
- [3] M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch, "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *Opt. Lett.* **22**, 384–386 (1997).
- [4] H. Akagla, N. Chapron, M. Vallet and M. Brunel, "Control of the bipolarization emission of an Yb:YAG laser by the orientation of the pump polarization," *Opt. Lett.* **48**, 700–703 (2023).

DOUBLE PEIGNE DE FRÉQUENCES BIPOLARISATIONS ASYNCHRONES

3.1 Introduction

La génération de doubles peignes de fréquences asynchrones [98-102] dans une seule cavité en utilisant des lasers à solides trouve des applications pratiques dans la spectroscopie de haute précision [103-106]. Liao [107] et Kowalczyk [108] soulignent les avantages de cette approche, notamment la suppression des bruits de chaque peigne. Kowalczyk [108] démontre en outre la faisabilité de cette technique dans un laser Yb:CNGS à verrouillage de mode, tandis que Zhang élabore les avantages et les progrès des doubles peignes générés dans une cavité unique [109]. Les résultats combinés de toutes ces recherches soulignent le potentiel de cette approche pour simplifier et améliorer les mesures spectroscopiques. En effet, l'utilisation des doubles peignes de fréquences a conduit à de nouvelles applications dans les domaines tels que : la spectroscopie à double peigne [104, 110-114, 246], la métrologie, [115-117], l'imagerie optique [118-120], l'échantillonnage optique asynchrone [30, 121], la communication optique [122-128] et les mesures de distance de précision [129-131].

Plusieurs techniques ont été proposées pour générer les doubles peigne de fréquences asynchrones, telles que les lasers à verrouillage de mode [247, 248], les microrésonateurs [249], les lasers à fibre à modulation non linéaire [250], les oscillateurs paramétriques optiques [102], le décalage de fréquence acousto-optique [251], les mécanismes de rétroaction et de modulation électro-optique [252]. Cependant, les approches mentionnées ci dessus peuvent être confrontées à certains défis en termes de taille, de complexité et de coût. Afin de répondre aux exigences de diverses applications, il est essentiel d'étudier la génération des doubles peignes de fréquences dans une cavité unique. La conception des doubles peignes de fréquences à cavité unique peut être classée en quatre catégories : le multiplexage de direction, le multiplexage de longueur d'onde, le multiplexage de polarisation [56] et le multiplexage spatial [109]. La première démonstration du duplexage de

polarisation est basée sur l'utilisation d'un ou deux cristaux biréfringents permettant de séparer les deux peignes dans le milieu actif et dans le SESAM conduisant à la génération de deux peignes de fréquences ayant des taux de répétition légèrement différents [139, 140]. La différence des fréquences de répétition des peignes asynchrones résulte du cristal biréfringent taillé à 45° qui induit une différence de longueur du trajet optique vue par les deux peignes dans la cavité. Cette méthode a permis de démontrer l'existence de peignes de fréquences multiplexés en polarisation à $1\text{-}\mu\text{m}$ à partir des lasers à solides [30, 98, 253, 254]. Par conséquent, les taux de répétition des deux peignes orthogonaux (f_{rep}^H) ¹ et (f_{rep}^V) ² ainsi que leur différence (Δf_{rep}), qui détermine la vitesse d'acquisition des mesures à double peigne, ont fait l'objet d'une grande attention [30, 255, 256]. Des valeurs de Δf_{rep} plus faibles, de l'ordre de 12 Hz à 1 kHz, ont également été démontrées pour des applications pratiques [30, 99, 101].

Ceci soulève la question de l'accordabilité du taux de répétition dans les lasers à solides dans une cavité unique. Dans l'étude rapportée jusqu'à présent sur le laser femtoseconde à double peigne Yb:CaF₂, Willenberg [30] et al. ont montré expérimentalement que la différence de taux de répétition peut être accordée en faisant tourner un cristal biréfringent devant le SESAM. Dans un premier temps, nous allons étudier cette approche dans le cas du laser Yb:YAG. Ensuite, nous allons explorer une nouvelle approche complètement différente de l'accordabilité mécanique qui est l'accordabilité électro-optique. Dans ce contexte, les matériaux ferroélectriques sont de bons candidats prometteurs pour l'accordabilité du taux de répétition de chaque peigne pris individuellement, offrant ainsi une plateforme polyvalente et un contrôle dynamique. Parmi ces matériaux, le tantalate de lithium (LiTaO₃) se distingue par ses propriétés ferroélectriques uniques et son potentiel à induire des effets électro-optique ou d'électrostriction sous une tension appliquée. Nous allons d'abord commencer par montrer qu'il est possible de générer et d'accorder de façon mécanique les taux de répétition d'un double peigne de fréquences asynchrones en utilisant un cristal biréfringent de vanadate d'yttrium (YVO₄) et ensuite, nous explorerons une deuxième approche qui est à l'accordabilité électro-optique en utilisant le tantalate de lithium. La direction de la polarisation de la pompe nous serait encore de nouveau très utile pour pouvoir équilibrer les puissances relatives des deux peignes [144].

1. H représente l'état de polarisation suivant X par rapport au chapitre 1 et 2, H = Horizontal
2. V représente l'état de polarisation suivant Y par rapport au chapitre 1 et 2, V = Vertical

3.2 Séparation spatiale sur le SESAM

Nous séparons spatialement les deux états propres de polarisations orthogonales sur le SESAM en utilisant un cristal biréfringent de vanadate d'yttrium (YVO_4).

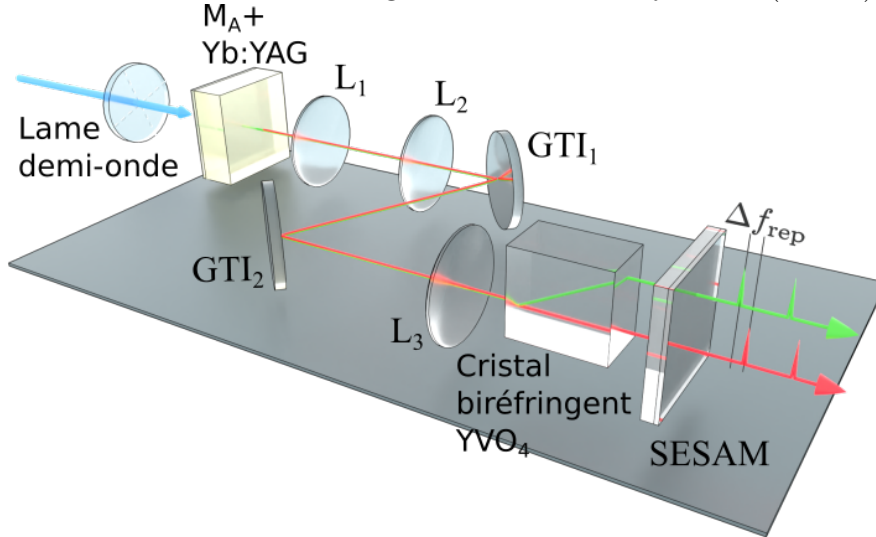


FIGURE 3.1 – Illustration du dispositif expérimental contenant le cristal YVO_4 .

Le laser utilisé est décrit sur la figure 3.1. La cavité contient un cristal Yb:YAG (taillé $\langle 111 \rangle$, dopé à 5%) et recouvert d'un revêtement antireflet. Il est pompé à 940 nm par un laser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (TiSa). Le miroir de pompe M_A est dichroïque (haute réflexion à 1030 nm, haute transmission à 940 nm). Le coupleur de sortie est un SESAM ayant une profondeur de modulation de 1,2%, un temps de relaxation de 1 ps, un taux de perte non saturable de 0,8% et une transmission de 3%. Deux lentilles ayant des focales respectives de 25,4 mm et 25 mm assurent la focalisation dans le milieu actif et dans le SESAM où les waists sont respectivement de 34 μm et 20 μm . La conception de la cavité tient compte de l'effet de lentille thermique dans le Yb:YAG, induite par le faisceau de pompe. Avant la génération du double peigne de fréquence, nous faisons d'abord fonctionner le laser sur un seul peigne sans la présence du cristal biréfringent dans la cavité. Un train d'impulsions stable est obtenu pour une puissance de pompage de 2,5 W. Après cette étape, nous introduisons dans la cavité un cristal de YVO_4 à double réfraction dont l'épaisseur est de 5 mm. Ce dernier est placé entre la lentille de focalisation et le SESAM. Le support utilisé est prévu pour être refroidi par eau, mais nous n'avons pas utilisé cette possibilité (voir figure 3.2).

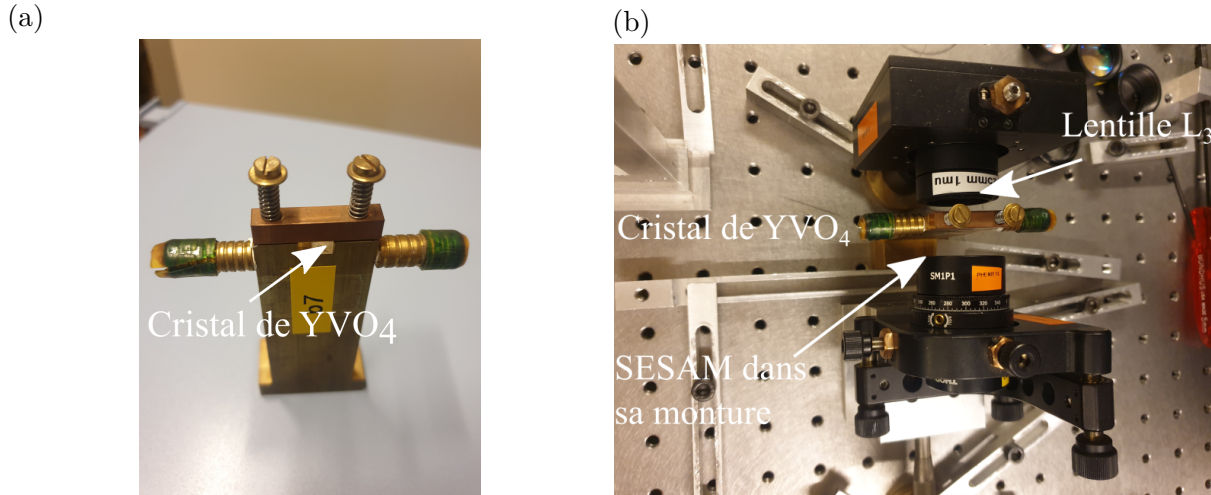


FIGURE 3.2 – Insertion du cristal biréfringent de vanadate d'yttrium dans la cavité : (a) YVO_4 dans sa monture, (b) YVO_4 placé entre la lentille de focalisation et le SESAM.

Afin d'obtenir le fonctionnement à double peigne de fréquences, la puissance de pompe a été augmentée à 5 W. Le cristal biréfringent présente deux indices de réfraction, notés n_o et n_e , correspondant à l'axe ordinaire et à l'axe extraordinaire. Lorsque le faisceau incident arrive sur le cristal biréfringent, le faisceau ordinaire (en rouge sur la figure 3.1) traverse le cristal le long d'une trajectoire linéaire, tandis que le faisceau extraordinaire (en vert sur la figure 3.1) subit une déviation d'un angle γ . Les deux faisceaux restent superposés dans le reste de la cavité. La séparation transversale des deux faisceaux peut être exprimée par $\delta = e \cdot \tan(\gamma)$, où e est l'épaisseur du cristal. L'angle de coupe par rapport à l'axe c du cristal est de 45° conduisant à une valeur de γ de $5,7^\circ$. En raison de la différence de longueur optique induit par le cristal biréfringent, les deux faisceaux orthogonaux sont focalisés séparément sur le SESAM (voir figure 3.3).

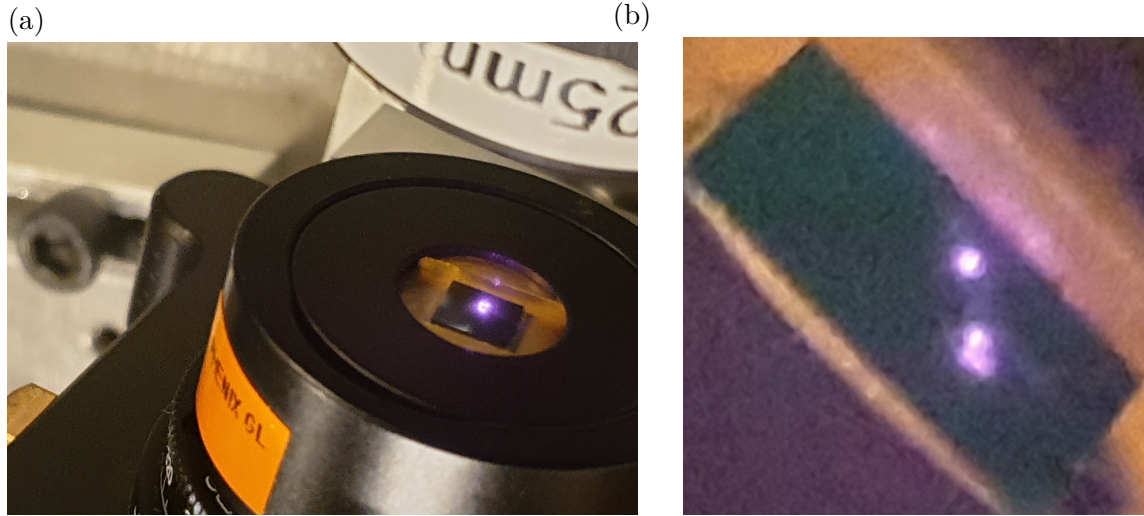


FIGURE 3.3 – Séparation spatiale sur le SESAM : (a) Sans le YVO_4 , (b) Avec YVO_4 , zoom sur le SESAM.

Le vanadate d'yttrium servant de cristal biréfringent offre une excellente stabilité thermique, des propriétés physiques et mécaniques robustes et une différence d'indice de réfraction élevée ($n_o = 1,9571$ et $n_e = 2,165$ à la longueur d'onde de 1064 nm). L'utilisation d'un cristal de 5 mm d'épaisseur permet d'obtenir une séparation transversale de 500 μm entre les deux faisceaux polarisés orthogonalement. La séparation spatiale sur le SESAM est également importante pour que le SESAM puisse découpler le bruit des deux peignes. Il faut noter que, puisqu'il n'y a pas de séparation spatiale dans le milieu actif, la compétition entre les deux peignes dans le cristal Yb:YAG pourrait limiter la stabilité de la cavité. Pour cette raison, une lame demi-onde est utilisée pour contrôler l'orientation de la polarisation de la pompe, ce qui permet de compenser un éventuel dichroïsme dans la cavité [144].

3.2.1 Résultats avec un Yb:YAG de 2 mm d'épaisseur

En sortie du laser, nous observons deux faisceaux laser correspondant aux deux états propres de polarisation. En effet, les deux faisceaux sont majoritairement gaussien comme le montre leurs profils spatiaux mesurés à l'aide d'une camera (voir figure 3.4).

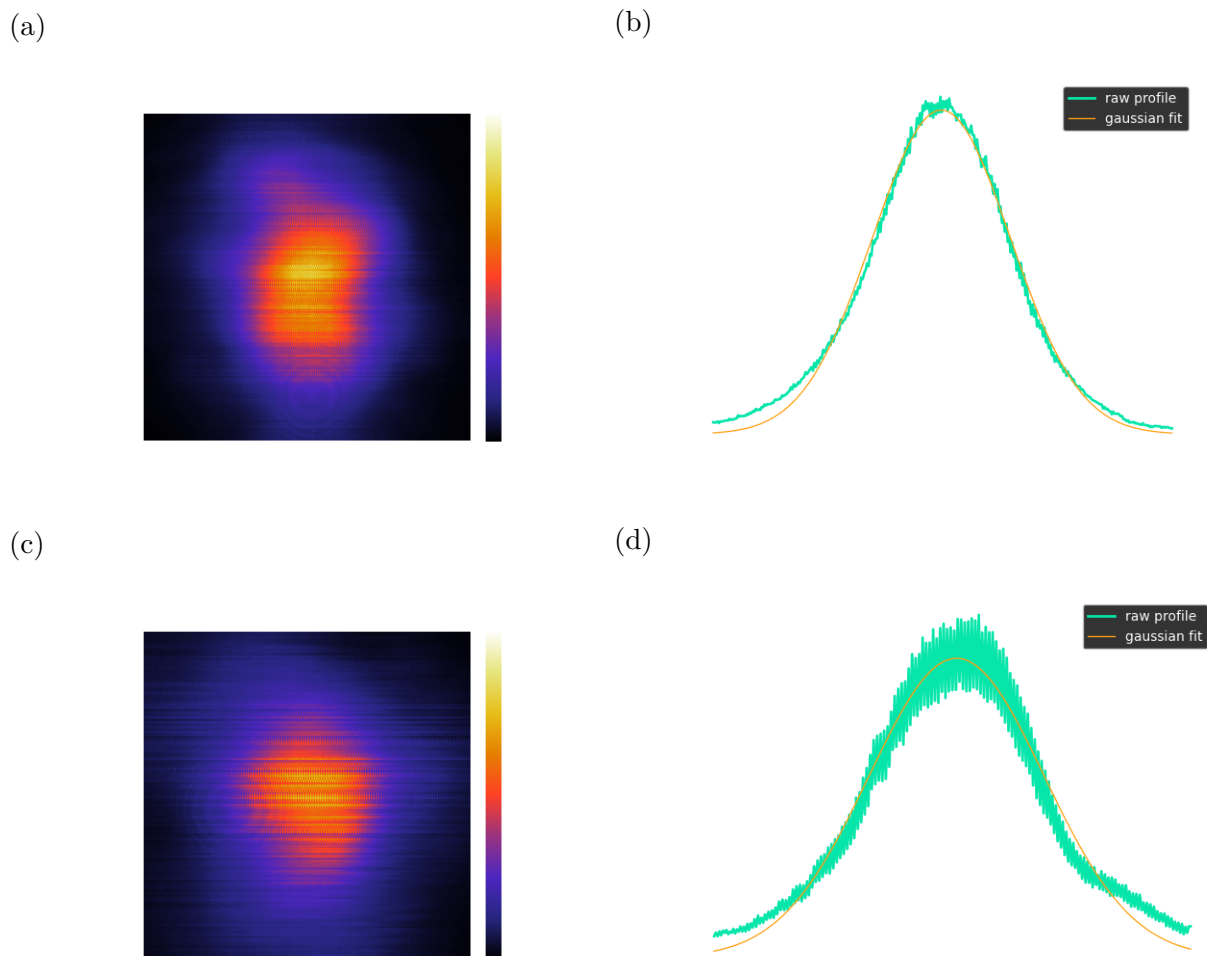


FIGURE 3.4 – Profil spatial des deux faisceaux en sortie du laser. (a,b,c) Sur la polarisation horizontale, (d,e,f) Sur la polarisation verticale. Les défauts sont dus à la fenêtre de la camera utilisée pour faire les mesures.

Un verrouillage de mode stable sur les deux états propres de polarisations est obtenu pour une puissance de pompage de 5 W et le laser émet 120 mW à 1030 nm sur le mode TEM_{00} . L'orientation de la lame demi-onde est telle que $\alpha_p = 45^\circ$ par rapport à H et V . L'analyse temporelle du signal à l'oscilloscope montre deux trains d'impulsions asynchrones sur une échelle de temps de 20 μs dont les périodes sont respectivement de 6,1058 ns pour la polarisation horizontale et 6,10805 ns pour la polarisation verticale (voir figure 3.5). Lorsqu'on déclenche l'oscilloscope sur la voie du train d'impulsion vertical, on vérifie bien le défilement du train d'impulsion horizontal sur l'autre voie. Par ailleurs, nous noterons que le train horizontal à un jitter supérieur au train vertical, ce qui indique une meilleure stabilité de cette dernière. L'analyse spectrale des deux peignes sur l'ASE

nous donne un écart fréquentiel de 56 kHz entre les harmoniques fondamentales sachant que $f_{rep}^H = 163,77775$ MHz et $f_{rep}^V = 163,71826$ MHz (voir figure 3.6). On en déduit une différence de chemin optique de 330 μm .

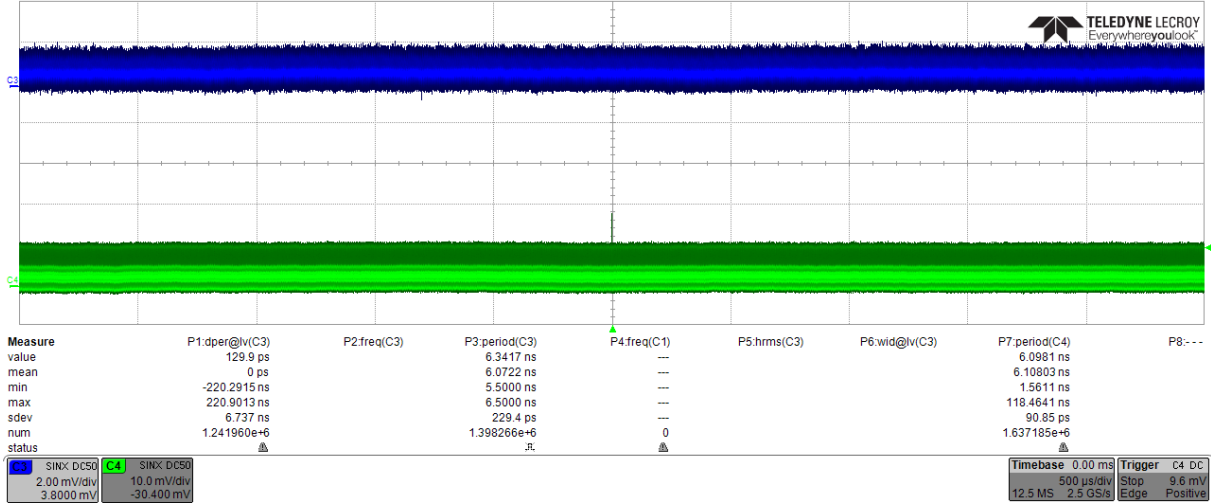


FIGURE 3.5 – Analyse temporelle du double peigne : en bleu la polarisation horizontale et en vert la polarisation verticale.

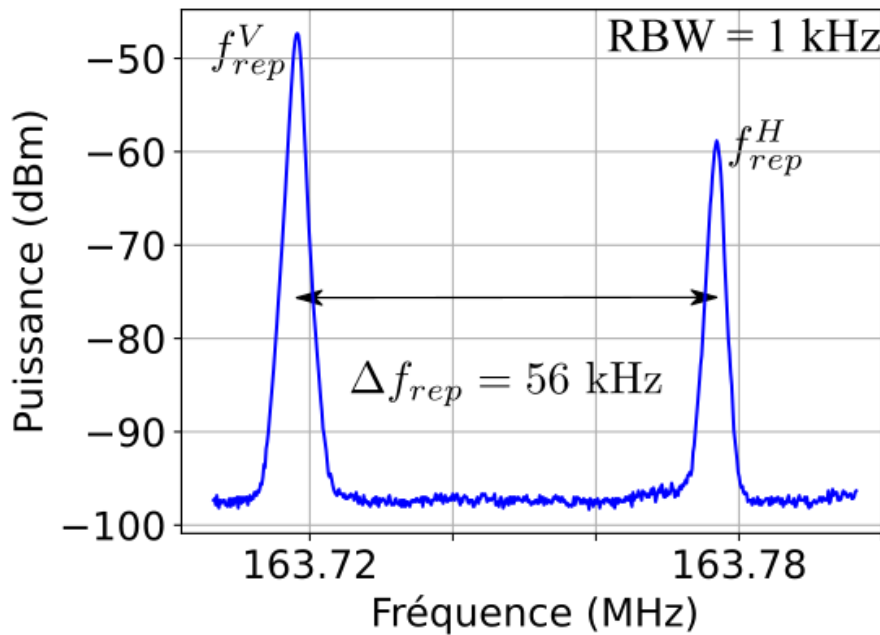


FIGURE 3.6 – Analyse spectrale du double peigne.

3.2.2 Résultats avec un Yb:YAG de 4 mm d'épaisseur

Pour essayer d'améliorer la stabilité des deux peignes, nous ajoutons au milieu actif précédent un deuxième milieu actif de Yb:YAG de 2 mm d'épaisseur ce qui nous fait au total un milieu actif de 4 mm. Pour une puissance de pompage de 5,2 W, le laser émet 229 mW en puissance moyenne et monte ensuite à 282 mW si on optimise un peu la cavité. Ici aussi, nous observons un verrouillage de mode très stable sur les deux états propres de polarisations. Les impulsions sont observées toutes les 6,11310 ns ($f_{rep}^H = 163,58312$ MHz) sur la polarisation horizontale avec un jitter de 8,9 ps et toutes les 6,11609 ns ($f_{rep}^V = 163,50315$ MHz) sur la polarisation verticale avec un jitter de 14,6 ps soit un Δf_{rep} de 80 kHz. Les traces temporelles et spectrales sont mentionnées sur la figure 3.7 (a, b, c, d). La largeur à mi-hauteur des pics à f_{rep}^H et à f_{rep}^V sont respectivement de 38 Hz et de 27 Hz (voir figure 3.7 e, f).

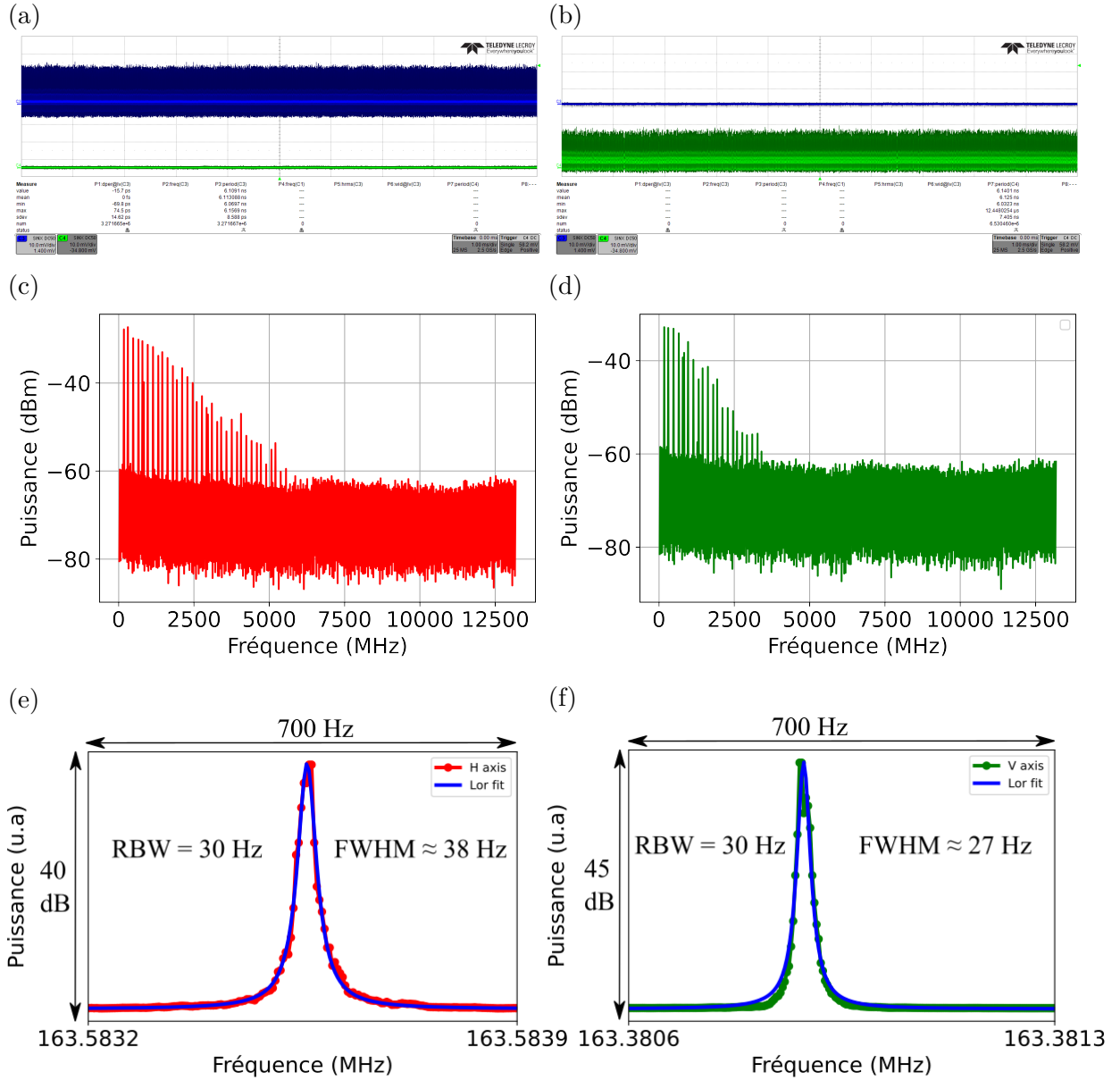


FIGURE 3.7 – Résultats expérimentaux avec un milieu actif de 4 mm de Yb:YAG. Analyse temporelle des peignes : (a) horizontal, (b) vertical sur un span de 1 ms. Analyse spectrale des peignes : (c) horizontal, (d) vertical pour un RBW de 1 MHz et un span de 13 GHz. Largeur à mi-hauteur de : (e) f_{rep}^H , (f) f_{rep}^V avec un RBW = 30 Hz.

Dans le but de pouvoir réduire la durée des impulsions, nous avons effectué plusieurs réflexions sur les deux miroirs GTI³ qui sont à l'intérieur de la cavité (voir figure 3.8). Les miroirs GTI ont un GDD (Group Delay Dispersion, ou dispersion de délai de groupe) de $-500\text{fs}^2 \pm 200\text{fs}^2$, ce qui signifie qu'ils introduisent une dispersion négative qui pourrait

3. Marque Optoman, référent fabricant PCV100-UVFS-25.4-6.0-DM139-AR188

compenser la dispersion positive générée par tous les éléments optiques de la cavité, à savoir les trois lentilles L_1 ⁴, L_2 ⁵, L_3 ⁶ ainsi que le filtre de pompe⁷.

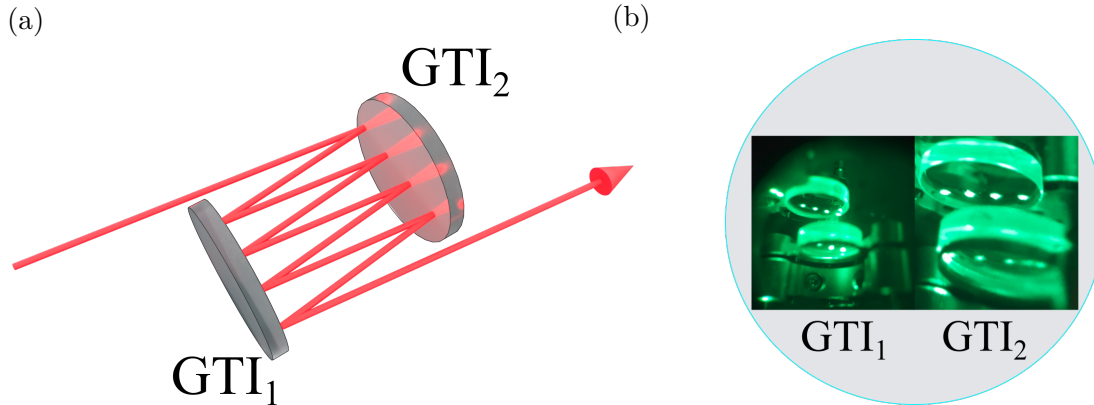


FIGURE 3.8 – Réflexions sur les miroirs GTI. (a) Schéma de principe, (b) Cas de huit réflexions.

	Lentille L_1	Filtre de pompe	Lentille L_2	Lentille L_3
Substrat	N-BK7	UVFS	N-BK7	N-BK7
GVD (fs^2/mm)	25,123	25,123	25,123	18,973
Épaisseur (mm)	11,7	3,5	2,4	3,5
GDD (fs^2)	293,939	87,930	60,295	69,905

TABLE 3.1 – GDD des optiques intracavité.

Étant donné que les trois lentilles ainsi que le filtre de pompe intracavité introduisent une dispersion positive (voir tableau 3.1 et le détail des substrats en annexes N-BK7 E.3, UVFS E.4), la somme de cette dispersion positive est de 512 fs^2 ce qui est inférieure au GDD totale des GTI qui est de -1000 fs^2 . Théoriquement, on s'attendrait à une GDD totale de -488 fs^2 dans la cavité, ce qui devrait compresser les impulsions. Cependant, nous rappellerons qu'il y a une incertitude dans le GDD des miroirs GTI qui est de $\pm 200 \text{ fs}^2$. Ceci signifie que le GDD réel des GTI pourrait être aussi faible que -300 fs^2 ou aussi fort que -700 fs^2 . Par conséquent le GDD total de la cavité pourrait varier entre -88 fs^2 et -888 fs^2 .

Cependant, comme mentionné sur la figure 3.9, la durée des impulsions n'a pas été réduite et est de 2 ps.

4. Marque Thorlabs, référent fabricant LA1951-B

5. Marque Thorlabs, référent fabricant LA1172-B

6. Marque Optoman, référent fabricant PCX-UVFS-25.4-6.35-2AR189

7. Marque Edmund Optics, référent fabricant 87-847

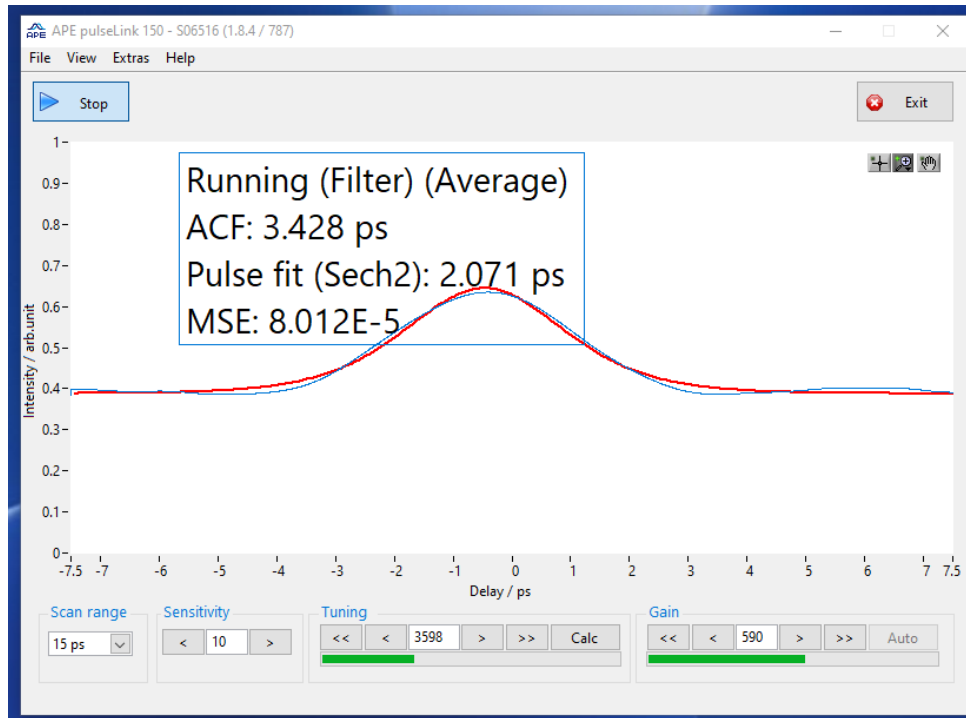


FIGURE 3.9 – Durée des impulsions à l'autocorrélateur après plusieurs réflexions sur les GTI.

3.2.3 Résultats avec un Yb:YAG de 6 mm d'épaisseur

Nous maintenons toujours la focale de pompe de 150 mm et nous rajoutons cette fois-ci un troisième milieu actif de 2 mm d'épaisseur au 4 mm précédent. Le seuil de verrouillage est obtenu pour une puissance de pompe de 2,5 W et le laser émet 349 mW à 1030 nm pour une puissance de pompe de 5,2 W (voir figure 3.10).

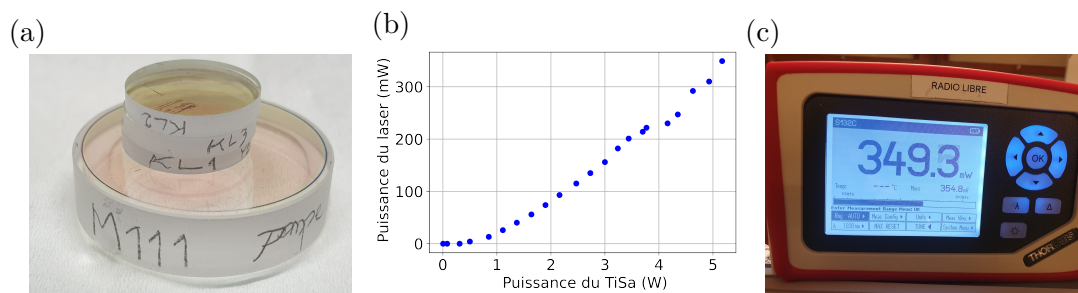


FIGURE 3.10 – Caractérisation du laser contenant le milieu actif de 6 mm. (a) Miroir de pompe et les milieux actifs de Yb:YAG. (b) Caractérisation du laser. (c) Puissance maximale en sortie du laser.

Nous faisons ensuite les acquisitions du double peigne pour une puissance moyenne de 270 mW. Dans ces conditions, nous obtenons l'oscillation simultanée des deux peignes

asynchrones dont les polarisations sont orthogonales comme le montre la figure 3.11 (a). Nous noterons ici également que la direction de la polarisation de la pompe a été utilisée pour équilibrer les puissances relatives des deux peignes (voir figure 3.11 (b))[144]. Les spectres RF de chacune des peignes (horizontal, respectivement vertical) sur un span de 7 GHz sont représentés sur les figures 3.11 (c) (respectivement 3.11(d)).

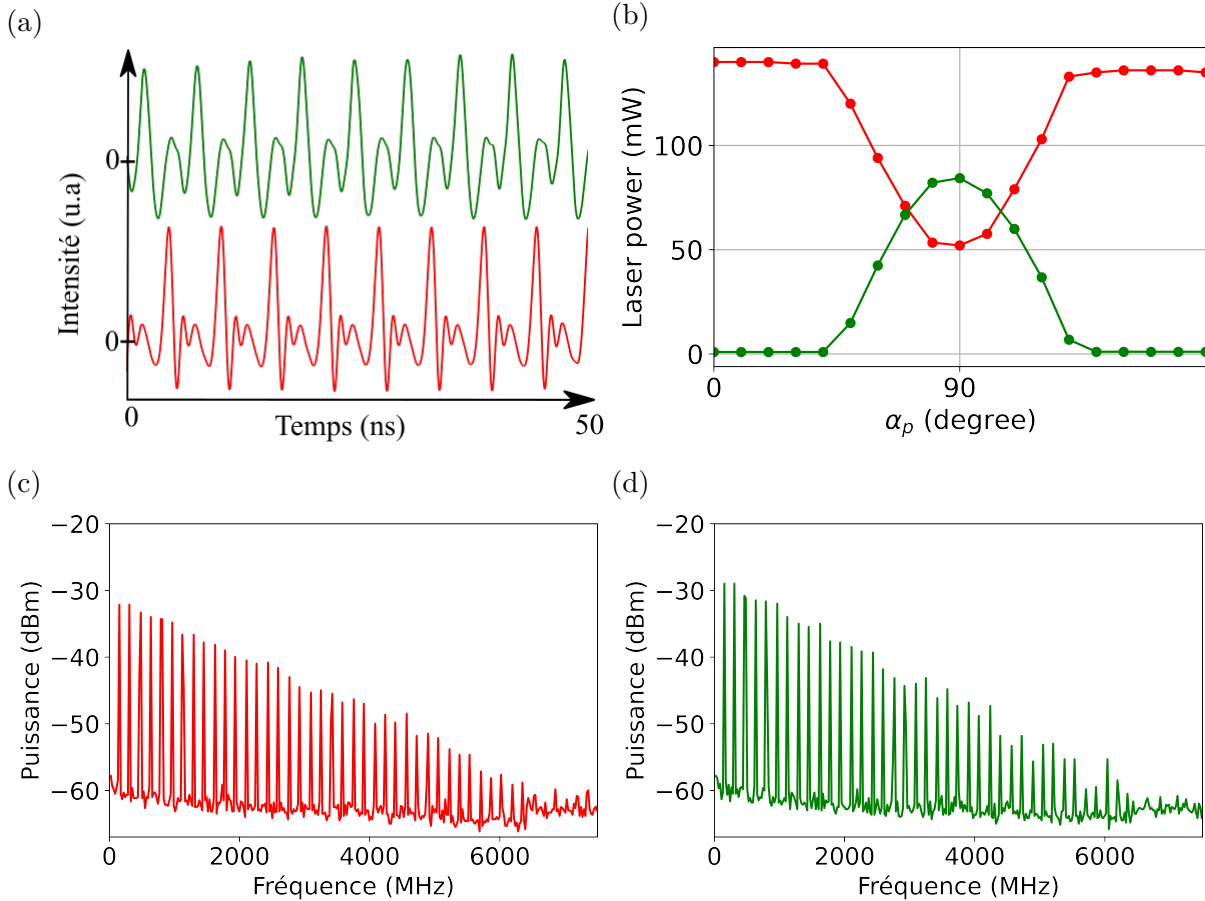


FIGURE 3.11 – Résultats expérimentaux avec un milieu actif de 6 mm de Yb:YAG. (a) Analyse temporelle des deux peignes : horizontal (en rouge) et vertical (en vert) sur un span de 50 ns. (b) Puissances P_x (en rouge) et P_y (en vert). Spectre RF de chaque peigne : (c) horizontal et (d) vertical sur un span de 7 GHz avec un RBW = 1 kHz.

Le peigne horizontal (respectivement vertical) fonctionne à 1030,4 nm et 1030,2 nm avec des FWHM de 0,8 nm (respectivement 0,82 nm) (voir figure 3.12 (a) et (b)). La durée des impulsions correspondante est de 2,1 ps (respectivement 2 ps) (voir figure 3.12 (c) et (d)). Le produit de la largeur de bande temporelle⁸ pour chacun des deux peignes de fréquences est en accord avec la forme gaussienne des impulsions ($\Delta\nu_p t_p \approx 0,4$).

8. TBP : *Time Bandwidth Product*

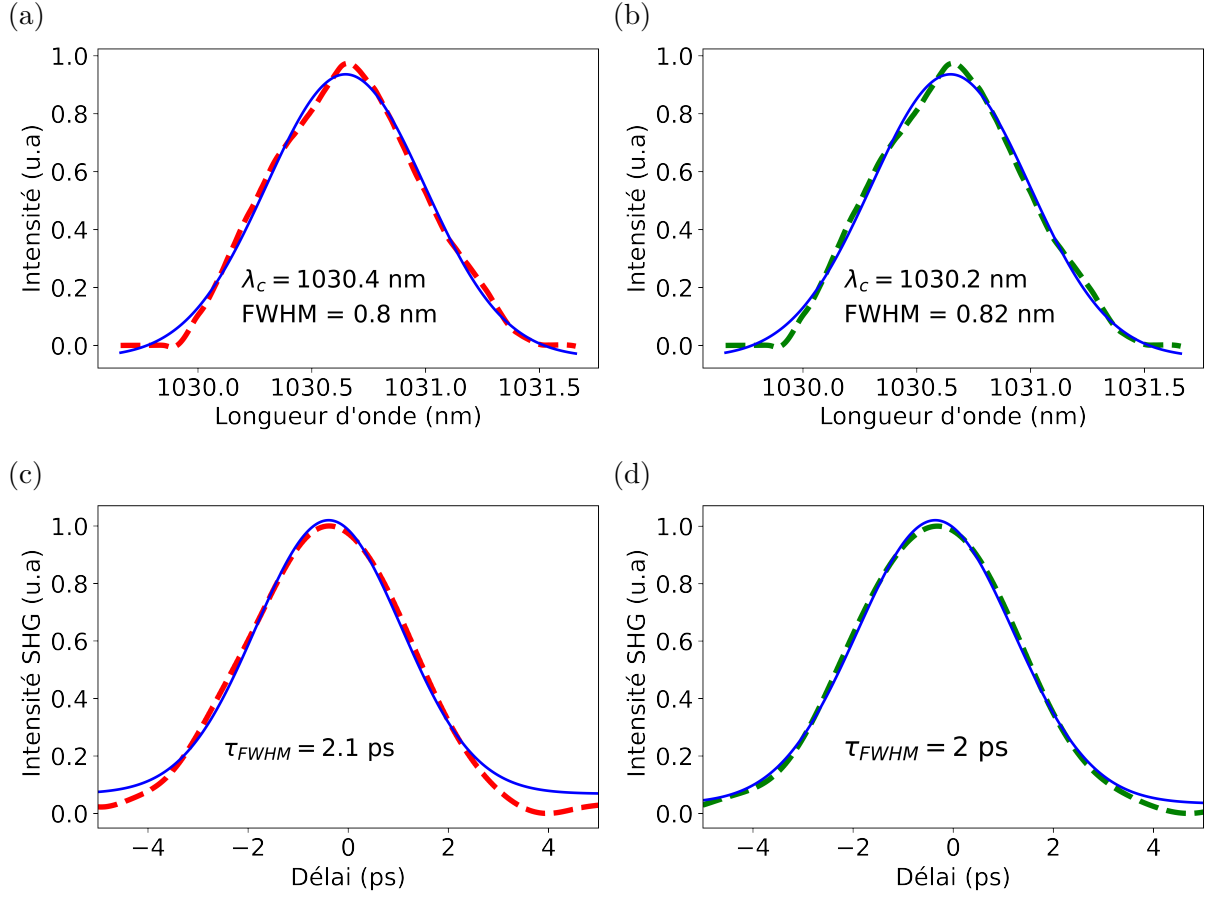


FIGURE 3.12 – Résultats expérimentaux du double peigne. Spectre optique : (a) horizontal, (b) vertical. Trace à l'autocorrelateur : (c) horizontal, (d) vertical. Les pointillés (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, les ajustements à l'aide de formules standard).

En résumé, le diagnostic des deux trains d'impulsions asynchrones est présenté dans le tableau 3.2.

	Vertical	Horizontal
f_{rep} [MHz]	175,69432	175,73778
λ_{center} [nm]	1030,2	1030,4
FWHM [nm]	0,8	0,82
τ_p [ps]	2	2,1
TBP	$\approx 0,4$	$\approx 0,4$

TABLE 3.2 – Résultats des deux trains d'impulsions asynchrones pour un milieu actif de 6 mm ($\Delta f_{\text{rep}} = 43,5$ kHz).

Nous allons maintenant étudier les deux approches qui nous permettent de pouvoir accorder la fréquence de répétition des deux peignes de fréquences à savoir l'accordabilité

mécanique et l'accordabilité en tension.

3.3 Accordabilité mécanique de Δf_{rep}

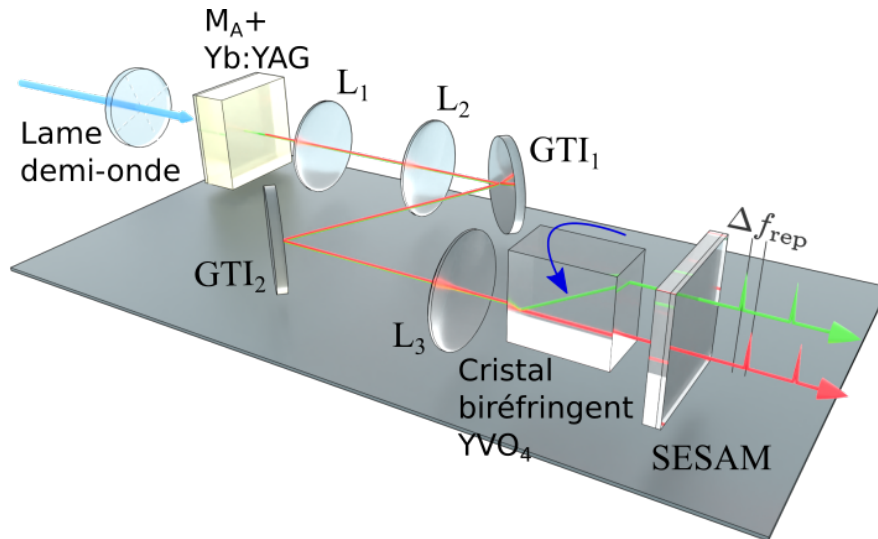


FIGURE 3.13 – Dispositif expérimental montrant la rotation mécanique du cristal YVO_4 schématisée par la flèche bleue.

L'accordabilité de la différence du taux de répétition des deux peignes se fait en tournant le cristal biréfringent YVO_4 devant le SESAM dans le plan horizontal. En effet, une légère rotation du cristal modifie l'angle entre l'axe optique du cristal et la direction de propagation du faisceau laser, ce qui change également l'indice de réfraction sur l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire. Le SESAM ayant une surface relativement plate, l'alignement de la cavité n'est pas affecté par la rotation du cristal favorisant ainsi une facilité à accorder la différence du taux de répétition sur une plage de dizaines de kHz. Les expériences ont été faites pour une cavité contenant un milieu actif de 2 mm et ensuite avec un milieu actif de 6 mm de Yb:YAG.

3.3.1 Milieu actif de 2 mm d'épaisseur

Nous arrivons à accorder la différence de taux de répétition de façon continue entre 110 kHz et 56 kHz comme le montre les figures 3.14 (a) et (b) respectivement.

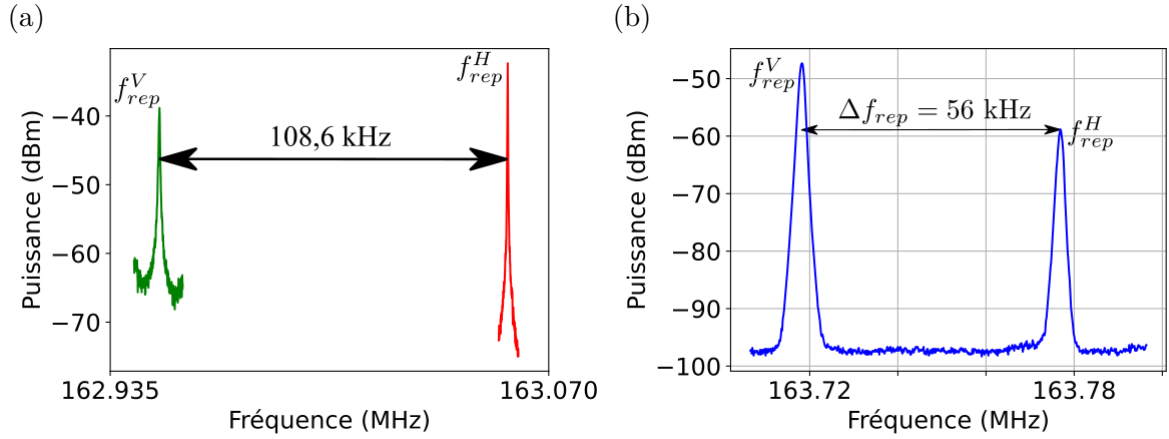


FIGURE 3.14 – Accordabilité mécanique en utilisant un milieu actif de 2 mm (RBW = 1 kHz). (a) $\Delta f_{rep} = 108,6$ kHz. (b) $\Delta f_{rep} = 56$ kHz.

3.3.2 Milieu actif de 6 mm d'épaisseur

Dans ce cas, l'accordabilité varie entre 80 kHz et 43 kHz. Nous montrons ici par exemple des différences de taux de répétitions de 46 kHz et 43 kHz (voir figure 3.15 (a) et (b)). La fréquence de répétition des impulsions sur la polarisation verticale est inférieure de 43 kHz à celle du train polarisé horizontalement en raison de la différence de longueur du trajet optique dans le cristal biréfringent.

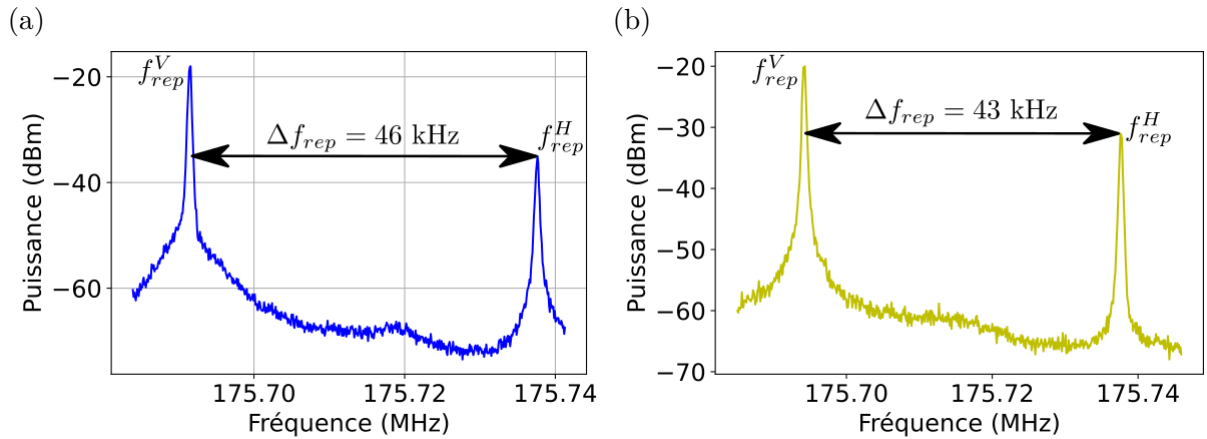


FIGURE 3.15 – Accordabilité mécanique en utilisant un milieu actif de 6 mm (RBW = 300 Hz). (a) $\Delta f_{rep} = 46$ kHz. (b) $\Delta f_{rep} = 43$ kHz.

Toutefois, nous noterons qu'il existe également des limitations inhérentes à cette technique d'accordabilité mécanique. Les limitations expérimentales que nous avons rencontrées sont les suivantes : Le contrôle manuel du cristal biréfringent par rotation mécanique

peut manquer de précision fine, ce qui limite la capacité à ajuster de manière très précise la différence entre les taux de répétitions des deux peignes. Par exemple, lorsque la rotation atteint une certaine limite, la plage d'accordabilité de Δf_{rep} est aussi restreinte. De plus, lorsqu'on tourne le cristal dans un sens puis ensuite en revenant à la position initiale, cette nouvelle position n'est pas forcément la même qu'avant. Ceci crée donc des difficultés si on veut reproduire exactement les mêmes résultats lorsqu'on répète plusieurs fois les expériences⁹. De plus, à long terme, la rotation répétée du cristal entraîne une usure du support mécanique qui le soutient.

Compte tenu de toutes ces limitations, l'intégration d'une solution électro-optique pourrait offrir une solution beaucoup plus précise, rapide et stable sans avoir à y faire face aux contraintes mécaniques inhérentes à l'ajustement manuel.

3.4 Accordabilité en tension du double peigne

L'insertion d'un cristal électro-optique dans un laser bifréquence a déjà fait l'objet d'études approfondies au sein de notre laboratoire [48, 143, 257-260]. Au cours de ces recherches, l'application d'une tension sur un cristal de tantalate de lithium a permis d'accorder la fréquence de battement du laser sur une plage allant de 0 à 1000 MHz. Grâce à une double boucle à verrouillage de phase, une stabilisation de la fréquence de battement avec une précision exceptionnelle a été obtenue, offrant des résultats remarquables en régime continu. Toutefois, une question demeure : cette technique pourrait-elle être transposée au régime impulsionnel et par la suite au double peigne de fréquences ? Dans cette section, nous explorerons les possibilités d'application de cette technique dans un tel régime, en évaluant ses potentialités et ses limitations.

9. Au moins une centaine

3.4.1 Propriétés du LiTaO_3

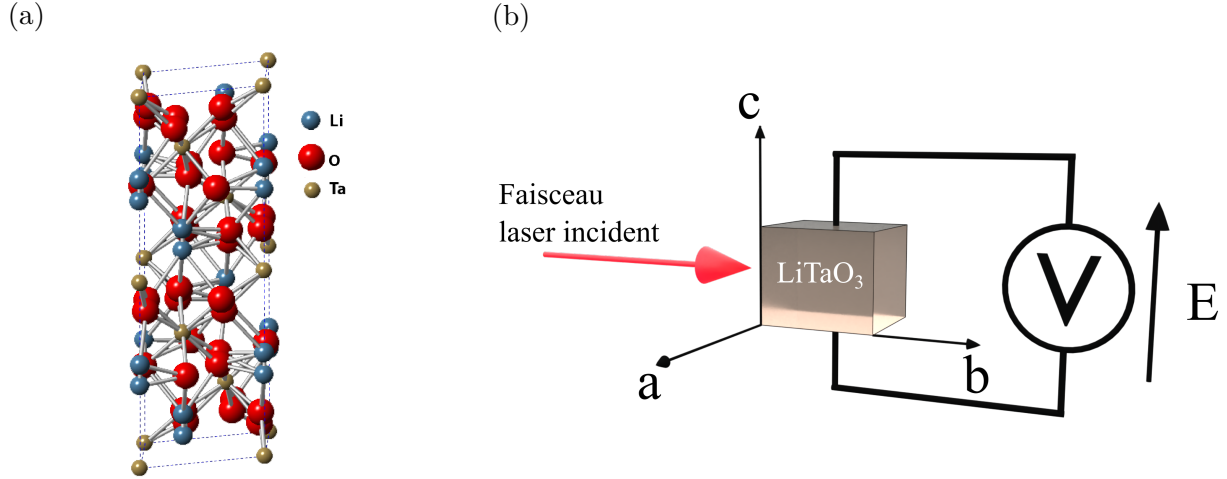


FIGURE 3.16 – Illustration du cristal de tantalate de lithium LiTaO_3 . (a) Structure cristalline [261]. (b) Schéma d'application du champ électrique sur le cristal LiTaO_3 . Dimensions du cristal : (2 mm \times 3,5 mm \times 1 mm) ; longueur du cristal = 3,5 mm ; distance entre les électrodes = 1 mm.

Découvert dans les années 1940, le tantalate de Lithium est un cristal ferroélectrique¹⁰ dont la structure cristalline est rhomboédrique. Il appartient au groupe d'espace $R3c$ et fait partie de la classe trigonale $3m$ [262, 263]. En fonction des concentrations relatives de lithium et de tantalate, la température de Curie¹¹ du LiTaO_3 varie entre 540°C et 660°C [264]. La croissance des cristaux de LiTaO_3 sous forme de monocristaux se fait par la méthode de Czochralski permettant de produire des cristaux de grande pureté [265]. De plus, le LiTaO_3 est un cristal uniaxial positif. Étant donné qu'il est non centro-symétrique, il est piézoélectrique et électrooptique.

3.4.2 Effet électrooptique

Généralités

L'effet électrooptique dans un matériau désigne un phénomène physique dans lequel les propriétés optiques d'un cristal, tel que l'indice de réfraction, sont modifiées par l'application d'un champ électrique continu. Il existe deux types d'effets électrooptiques : l'effet Pockels (ou effet électrooptique linéaire) et l'effet Kerr (ou effet électrooptique qua-

10. Ce qui signifie qu'il a une polarisation électrique spontanée réversible sous l'effet d'un champ électrique externe.

11. C'est la température qui correspond au point au delà duquel le cristal ne possède plus de polarisation spontanée (il est alors paraélectrique)

dratique). Sur les vingt uns groupes non-centrosymétriques (qui n'ont pas de centre de symétrie cristalline), vingt sont piézoélectriques¹² et peuvent montrer un effet électrooptique linéaire. Ce dernier se manifeste lorsque l'indice de réfraction change linéairement sous l'application d'un champ électrique. Contrairement à l'effet Pockels, l'effet Kerr se produit dans tous les matériaux sauf que l'indice de réfraction change proportionnellement avec le carré du champ électrique. Étant donné que les caractéristiques de la propagation d'un faisceau laser dans un cristal électrooptique sont données par l'ellipsoïde des indices, nous allons faire quelques rappel sur les propriétés de cet ellipsoïde.

3.4.3 Ellipsoïde des indices

L'ellipsoïde des indices qui permet de décrire les caractéristiques de propagation d'un faisceau lumineux dans un matériau est donnée par :

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (3.4.1)$$

où x_1, x_2, x_3 correspondent aux axes propres de l'ellipsoïde et n_1, n_2, n_3 les indices de réfraction principaux associés à ces axes. Si $n_1 \neq n_2 \neq n_3$, le cristal est dit biaxe. Les matériaux ayant une symétrie hexagonale, tétragonale ou trigonale sont uniaxes et dans ce cas l'ellipsoïde des indices devient :

$$\frac{x_1^2}{n_o^2} + \frac{x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1 \quad (3.4.2)$$

où n_o et n_e sont les indices ordinaire et extraordinaire respectivement. Dans ce cas particulier, les axes x_1 et x_2 sont identiques et on a une symétrie de révolution autour de l'axe x_3 . Lorsque le matériau est soumis à une perturbation extérieure comme un champ électrique, l'ellipsoïde des indices est modifiée et prend donc la forme dans le cas des tenseurs symétriques :

$$\sum_{i,j}^3 \left[\left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} + \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{i,j} \right] x_i x_j = 1 \quad (3.4.3)$$

12. Le groupe 432 est la seule exception

Sous l'action d'un champ électrique, le comportement électrooptique d'un matériau s'exprime par :

$$\frac{1}{n_E^2} = \frac{1}{n^2} + rE + RE^2 + \dots \quad (3.4.4)$$

où n_E et n sont les indices avec et sans champ électrique appliqué, r et R étant les coefficients électrooptiques linéaires et quadratiques correspondant respectivement à l'effet Pockels et à l'effet Kerr. Dans les conditions normales d'application du champ électrique sur les cristaux non-centrosymétriques, l'effet Pockels domine largement sur l'effet Kerr. Nous n'allons donc pas tenir compte de ce dernier effet dans nos études concernant le tantalate de lithium.

3.4.4 Effet électrooptique linéaire

L'annexe D.1 permet de montrer que :

$$\begin{cases} n'_o = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E \\ n'_e = n_e - \frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E \end{cases} \quad (3.4.5)$$

avec $E = U/d$, d la distance entre les électrodes et U la tension électrique. Soit :

$$\Delta n_o = n'_o - n_o = -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E \quad (3.4.6)$$

$$\Delta n_e = n'_e - n_e = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E \quad (3.4.7)$$

où Δn_o (respectivement Δn_e) représente la variation d'indice par effet électrooptique suivant l'axe ordinaire (respectivement extraordinaire), r_{13} le coefficient électrooptique suivant l'axe ordinaire et r_{33} le coefficient électrooptique suivant l'axe extraordinaire. D'une part, on a un effet électrooptique transverse lorsque le champ électrique est appliqué perpendiculairement au chemin optique. La variation d'indice dans ce cas dépend de la longueur du matériau et de la distance entre les électrodes. Dans cette configuration, c'est le coefficient le plus élevé r_{33} qui entre en jeu. D'autre part, lorsque le champ électrique est parallèle au chemin optique, on a un effet électrooptique longitudinal qui ne dépend pas de la taille du cristal. Expérimentalement, nous avons choisi d'appliquer le champ électrique

perpendiculairement au chemin optique pour la simple raison d'éviter de réaliser des électrodes transparentes sur les faces d'entrée et de sortie du cristal (voir figure 3.16).

3.4.5 Effet thermo-optique

Le cristal LiTaO_3 pourrait également subir une modification de sa longueur optique par effet thermique. L'origine de cette modification provient de deux facteurs : un changement de la longueur du cristal par dilatation thermique et un changement de l'indice dû à la variation de température. La variation de longueur optique Δl due à la variation de température ΔT est donnée par la relation [147, 266]

$$\Delta l = n_e l \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial T} + \alpha_e \right) \Delta T \quad (3.4.8)$$

avec α_e le coefficient d'expansion thermique et $\frac{\partial n_e}{\partial T}$ le coefficient thermo-optique. $\alpha_e = 5,7 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ et $\frac{\partial n_e}{\partial T} = 24 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [147].

3.4.6 Effet piézoélectrique direct

L'effet piézoélectrique direct est un phénomène physique dans lequel un cristal génère une polarisation électrique due à l'application d'une contrainte mécanique sur le matériau entraînant une déformation non symétrique de la maille cristalline. En notation matricielle, l'effet piézoélectrique direct s'exprime par :

$$P_i = d_{ij} \sigma_j \quad (3.4.9)$$

avec $i = \{1, 2, 3\}$, $j = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$, P_i la polarisation créée par la contrainte σ_j et d_{ij} le coefficient piézoélectrique.

3.4.7 Effet piézoélectrique inverse

Contrairement à l'effet piézoélectrique direct, où une contrainte mécanique appliquée sur un cristal non-centro-symétrique produit une différence de potentiel électrique, l'effet piézoélectrique inverse (ou effet Lippman) consiste à appliquer une tension électrique pour

provoquer une déformation de la maille cristalline. Cet effet s'exprime par l'équation :

$$\varepsilon_j = d_{ij}E_i \quad (3.4.10)$$

avec $i = \{1, 2, 3\}$, $j = \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$, d_{ij} les coefficients piézoélectriques (en C/N), E_i le champ électrique appliqué (en V/m) et la déformation ε_j sans dimension. Le tenseur piézoélectrique du LiTaO₃ est représenté par une matrice de 3×6 éléments contenant 4 coefficients piézoélectriques distincts [267].

d_{15}	d_{22}	d_{31}	d_{33}
$2,6 \times 10^{-11}$ C/N	$0,85 \times 10^{-11}$ C/N	$-0,3 \times 10^{-11}$ C/N	$0,92 \times 10^{-11}$ C/N

TABLE 3.3 – Coefficients piézoélectriques du LiTaO₃.

La matrice a pour expression :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -2d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.4.11)$$

Expérimentalement, étant donné que nous appliquons le électrique parallèlement à l'axe c du cristal, ce dernier subit en effet une déformation piézoélectrique dont l'expression est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -d_{22} & d_{31} \\ 0 & d_{22} & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ -d_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{bmatrix} \quad (3.4.12)$$

En calculant, l'équation (3.4.12), nous obtenons $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = d_{31}E$ (< 0 car $d_{31} < 0$) et $\varepsilon_3 = d_{33}E$ (> 0 car $d_{33} > 0$). Il y aura donc une compression suivant les axes cristallographiques a et b et une extension de longueur suivant l'axe c . A titre d'exemple, pour un cristal de dimensions (2 mm \times 3,5 mm \times 1 mm) correspondant aux axes (a, b, c), nous obtenons des variations de l'ordre du nanomètre pour une tension $U = 1000$ V appliquée sachant que la distance entre les électrodes est de $d = 1$ mm.

$l_a = 2 \text{ mm}$	$l_b = 3,5 \text{ mm}$	$l_c = 1 \text{ mm}$
$d_{31} \times \frac{U}{d} \times l_a$	$d_{31} \times \frac{U}{d} \times l_b$	$d_{33} \times \frac{U}{d} \times l_c$
-6 nm	-10,5 nm	9,2 nm

TABLE 3.4 – Variations de longueur pour une tension de 1000 V appliquée.

L'effet piézoélectrique inverse modifie très peu la forme du cristal. Ainsi, l'effet piézoélectrique peut être négligé.

3.4.8 Effet d'électrostriction

L'effet d'électrostriction est un effet électromécanique non linéaire présent dans tous les cristaux ferroélectriques. Lorsqu'on applique un champ électrique sur un cristal, celui-ci subit une déformation mécanique qui est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique. Contrairement à l'effet piézoélectrique qui est uniquement présent dans les cristaux non-centrosymétriques, l'électrostriction se manifeste dans tous les matériaux diélectriques, qu'ils soient centro-symétriques ou non. La déformation induite par le champ électrique peut s'écrire comme suit :

$$S = g_p P(E) + Q P^2(E) + \dots \quad (3.4.13)$$

où le premier terme représente les déformations piézoélectriques et le deuxième terme les déformations dues à l'électrostriction. $P(E)$ est la polarisation induite par le champ électrique, g_p le coefficient de tension piézoélectrique et Q le coefficient d'électrostriction. Les contraintes liées aux ordres élevés de P ont été ignorées dans l'équation (3.4.13) [268]. Sur la base de la théorie phénoménologique [269], l'équation (3.4.13) peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} S &= Q P^2(E) \\ S &\approx Q \varepsilon_p^2 E^2 \end{aligned} \quad (3.4.14)$$

Lorsqu'on applique le champ électrique sur le cristal de tantalate de lithium, les cations (Li^+ , Ta^{5+}) et les anions (O^{2-}) de la structure cristalline se déplacent dans des directions opposées. Ce déplacement est responsable de la polarisation électrique, de la permittivité diélectrique et de la déformation électrostrictive. En utilisant un modèle atomistique simple, Newman et al [268, 270, 271] ont proposé une relation entre les propriétés diélec-

triques et les propriétés électrostrictives qui s'écrit sous la forme :

$$Q \sim \frac{1}{\varepsilon_p} \quad (3.4.15)$$

où ε_p est la permittivité diélectrique exprimée en Farad/m.

3.4.9 Effet photoélastique ou élastooptique

Lorsqu'un cristal piézoélectrique est soumis à une déformation, son indice de réfraction change. Cette variation d'indice due à la contrainte introduite par effet piézoélectrique inverse est appelée effet élastooptique. Elle s'exprime en notation matricielle par

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \pi_{ij} \sigma_j \quad (3.4.16)$$

où $i, j \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$; σ_j la pression appliquée en N/m² et π_{ij} les coefficients piezoop-
tiques en m²/N. L'effet élastooptique peut aussi s'exprimer en fonction de la déformation,
par l'intermediaire de la formule d'élasticité :

$$\sigma_{ij} = c_{jk} \varepsilon_k \quad (3.4.17)$$

où les coefficients de rigidité élastique c_{jk} s'expriment en N/m² et les déformations ε_k sont
sans dimensions. L'équation (3.4.16) devient

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = p_{ik} \varepsilon_k \quad (3.4.18)$$

où $i, k \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$ et les p_{ik} sont les coefficients élastooptiques sans dimensions. La
relation entre les coefficients élastooptiques et piézooptriques peut s'écrire

$$\begin{cases} p_{ik} = \pi_{ij} c_{jk} \\ \pi_{ij} = p_{ik} s_{kj} \end{cases} \quad (3.4.19)$$

où c_{jk} sont les coefficients de rigidité élastique et s_{kj} les coefficients d'élasticité.

Effet élasto-optique sur le LiTaO₃

Le LiTaO₃ étant trigonale, sa matrice (6 × 6) élasto-optique simplifiée qui prend en compte la symétrie cristalline contient 8 coefficients distincts parmi les 36. Elle est donnée par [272]

$$[p_{ik}] = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \end{bmatrix} \quad (3.4.20)$$

Les valeurs numériques des coefficients élasto-optiques pour une longueur d'onde de 0,64μm sont données dans le tableau 3.5 [273]

Coefficients élasto-optiques			
$p_{11} = 0,0804$	$p_{13} = 0,094$	$p_{31} = 0,086$	$p_{41} = 0,024$
$p_{12} = 0,0804$	$p_{14} = 0,031$	$p_{33} = 0,15$	$p_{44} = 0,022$

TABLE 3.5 – Coefficients élasto-optiques du LiTaO₃.

La déformation induisant la variation d'indice par effet élasto-optique étant créée par un champ électrique parallèle à l'axe cristallographique c , on peut écrire :

$$\begin{cases} \varepsilon_k = d_{jk}E_j & \text{déformation provoquée par l'effet piezoélectrique inverse} \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = p_{ik}\varepsilon_k = p_{ik}d_{jk}E_j & \text{effet élasto-optique} \end{cases} \quad (3.4.21)$$

avec $j \in \{1, 2, 3\}$ et $k \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$. Le calcul des variations d'indices donne :

$$\begin{bmatrix} \Delta(1/n^2)_1 \\ \Delta(1/n^2)_2 \\ \Delta(1/n^2)_3 \\ \Delta(1/n^2)_4 \\ \Delta(1/n^2)_5 \\ \Delta(1/n^2)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E [d_{31}(p_{11} + p_{12}) + d_{33}p_{13}] \\ E [d_{31}(p_{11} + p_{12}) + d_{33}p_{13}] \\ E [2d_{31}p_{31} + d_{33}p_{33}] \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.4.22)$$

Le nouvel ellipsoïde des indices en présence du champ électrique est exprimé sous la forme :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_1\right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + \Delta \left(\frac{1}{n^2}\right)_3\right) z^2 = 1 \quad (3.4.23)$$

Les nouvelles valeurs des indices ordinaire (n'_o) et extraordinaire (n'_e) sont donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} n'_o = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + E [d_{31} (p_{11} + p_{12}) + d_{33} p_{13}]}} \\ n'_e = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_e^2} + E [2d_{31} p_{31} + d_{33} p_{33}]}} \end{array} \right. \quad (3.4.24)$$

Le développement limité à l'ordre 1 de l'équation (3.4.24) donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} n'_o \approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 E [d_{31} (p_{11} + p_{12}) + d_{33} p_{13}] \\ n'_e \approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 E [2d_{31} p_{31} + d_{33} p_{33}] \end{array} \right. \quad (3.4.25)$$

soit

$$\Delta n_o = n'_o - n_o \approx -\frac{1}{2} n_o^3 E [d_{31} (p_{11} + p_{12}) + d_{33} p_{13}] \quad (3.4.26)$$

$$\Delta n_e = n'_e - n_e \approx -\frac{1}{2} n_e^3 E [2d_{31} p_{31} + d_{33} p_{33}] \quad (3.4.27)$$

3.4.10 Résultats expérimentaux

Le cristal électrooptique est dans un premier temps inséré entre des électrodes en cuivre soutenu par une monture mécanique, le tout relié à une alimentation¹³ nous permettant d'appliquer une tension dessus entre 0 et 1000 V (voir figure 3.17 (a)). L'ensemble est ensuite monté entre les lentilles L₁ et L₂ (voir figure 3.17 (b)). Le cristal biréfringent YVO₄ est toujours maintenue dans la cavité.

13. Référent fabricant P198, marque Physik instrumente

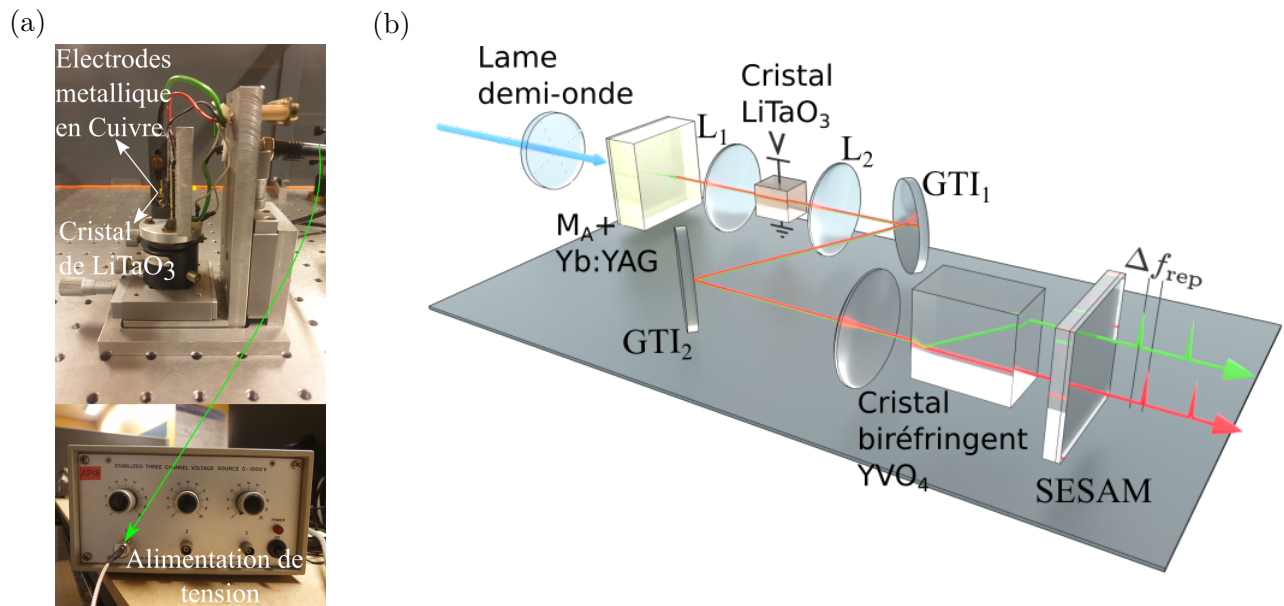


FIGURE 3.17 – Dispositif expérimental contenant le cristal électrooptique LiTaO_3 . (a) Cristal LiTaO_3 dans sa monture avec son système d'alimentation. (b) Insertion du cristal dans la cavité.

En appliquant de la tension sur le cristal électrooptique LiTaO_3 par pas de 50 V, nous observons un décalage vers les hautes fréquences de l'harmonique fondamentale du peigne sur la polarisation verticale comme le montre la figure 3.18.

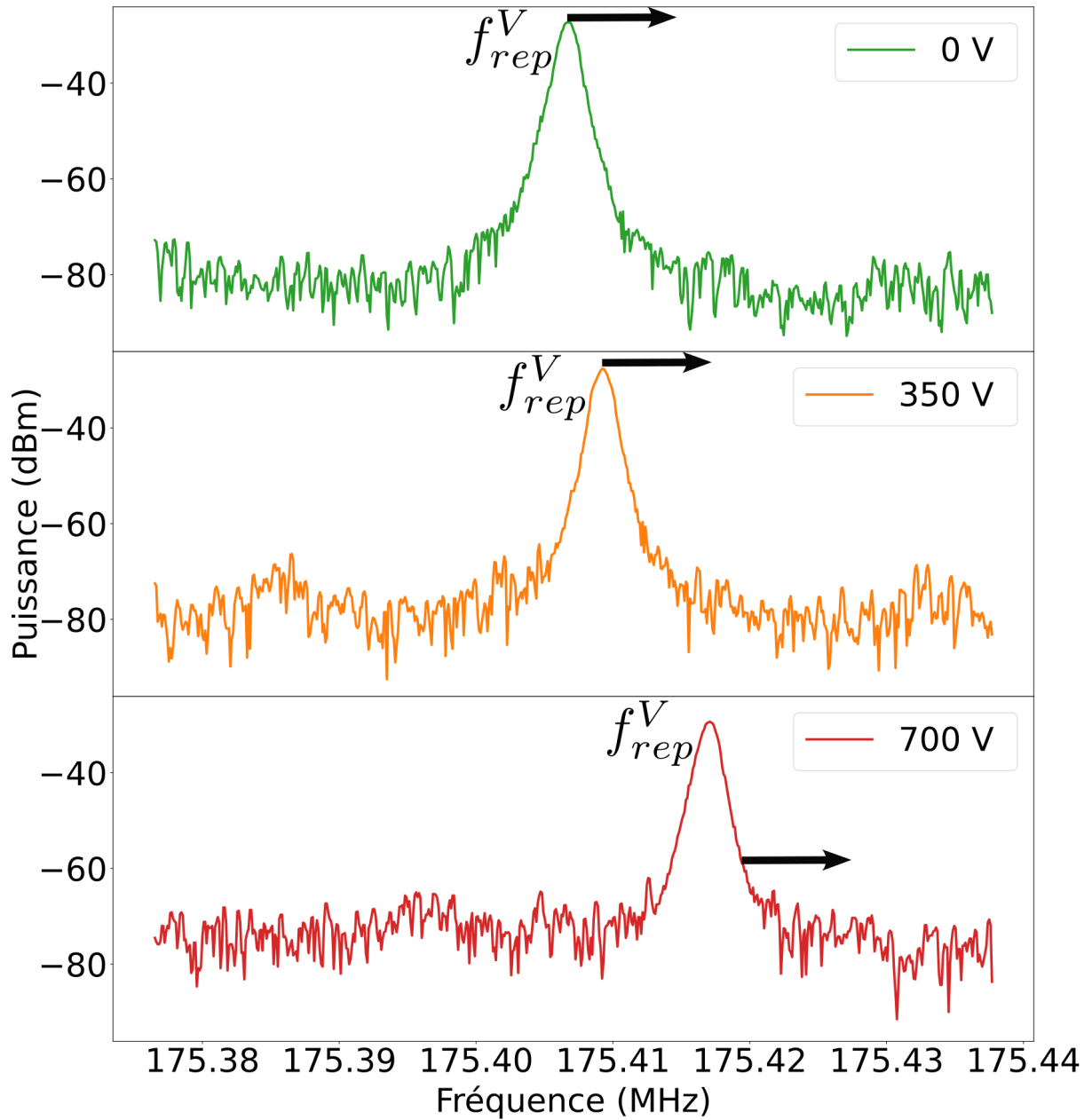


FIGURE 3.18 – Accordabilité en tension de la fréquence de répétition du peigne sur la polarisation verticale.

Le décalage de la fréquence de répétition est linéaire entre 0 et 300 V et devient quadratique entre 300 et 700 V (voir figure (3.19)).

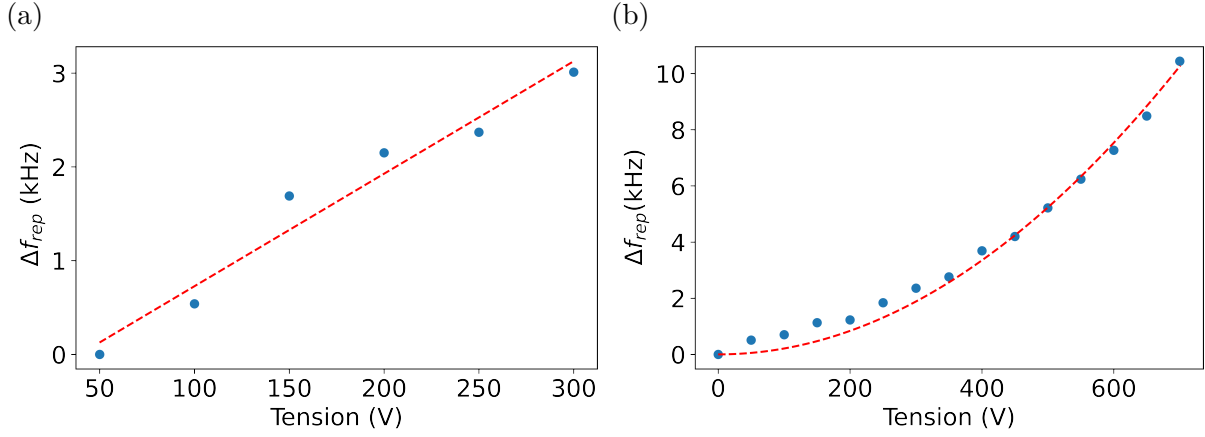


FIGURE 3.19 – Accordabilité du peigne suivant la polarisation verticale par application d’une tension sur le cristal LiTaO_3 entre 0 V et 700 V. Les points (respectivement, les courbes pleines) représentent les résultats expérimentaux (respectivement, théoriques). (a) Comportement linéaire (l’ajustement $\Delta f_{rep} = aU$ donne $a = 12 \text{ Hz/V}$). (b) Comportement quadratique (l’ajustement $\Delta f_{rep} = aU^2$ donne $a = 0,02 \text{ Hz/V}^2$).

3.4.11 Interprétation des résultats expérimentaux

Étant donné qu’expérimentalement, nous observons tantôt un comportement linéaire et un comportement quadratique, nous avons combiné dans une seule équation l’effet électrooptique, l’effet thermo-optique et l’effet d’électrostriction. Nous avons apporté une hypothèse supplémentaire à l’équation (3.4.15) selon laquelle le coefficient d’électrostriction est inversement proportionnel à la permittivité diélectrique ε_p à un facteur ϑ près. Soit,

$$Q \sim \frac{\vartheta}{\varepsilon_p} \quad (3.4.28)$$

où ϑ est une constante¹⁴. En remplaçant l’équation (3.4.28) dans l’équation (3.4.14) et en utilisant $E = U/d$, on obtient :

$$S \approx \vartheta \varepsilon_p \frac{U^2}{d^2} \quad (3.4.29)$$

En s’inspirant de la loi de Hooke qui stipule que la contrainte S est le produit du module d’élasticité transversal du cristal M par la déformation et en supposant que le cristal

14. En anglais *Elastic compliance*

LiTaO₃ se comporte de manière élastique, c'est à dire qu'il revient à sa forme initiale une fois que la tension est relâchée, on peut écrire :

$$S = M \times \frac{d_x}{l} \quad (3.4.30)$$

où l est la longueur initial du cristal et d_x son allongement relatif. Δf_{rep} peut alors être décrite par la formule suivante :

$$\frac{\Delta f_{rep}}{f_{rep}} = \underbrace{-\frac{n_e^3 r_{33} l}{2dL} U}_{\text{Effet électrooptique}} + \underbrace{\frac{n_e \vartheta \varepsilon_p l}{d^2 M \times L} U^2}_{\text{Effet d'électrostriction}} + \underbrace{\frac{1}{L} n_e l \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial T} + \alpha_e \right) \Delta T}_{\text{Effet Thermo-optique}} \quad (3.4.31)$$

où r_{33} est le coefficient électrooptique suivant l'axe extraordinaire, d la distance entre les électrodes ; n_e l'indice de réfraction suivant l'axe extraordinaire ; L la longueur de la cavité ; α_e le coefficient d'expansion thermique suivant l'axe extraordinaire ; ΔT la variation de température et U la tension appliquée. Compte tenu des valeurs numériques des paramètres, on peut calculer la contribution du coefficient électrooptique qui est de 0,12 Hz/V, la contribution du coefficient thermo-optique qui est de 26 Hz/K et la contribution du coefficient d'électrostriction qui est de 400 Hz/V² (en prenant $\vartheta = 1$). Nous noterons donc qu'il y a un désaccord entre les ajustements issus des résultats expérimentaux de la figure 3.19 et les prédictions théoriques de l'équation (3.4.31). Ceci reste donc une question ouverte à explorer et à approfondir.

3.5 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons montré expérimentalement et méthodiquement la génération d'un double peigne de fréquences asynchrones dans une seule cavité sans séparation spatiale dans le milieu à gain, mais en utilisant la polarisation de la pompe [144]. L'insertion d'un cristal biréfringent de vanadate d'yttrium (YVO₄) taillé à 45° devant le SESAM introduit une différence de longueur optique vue par les deux états propres de polarisation dans la cavité. L'utilisation d'un SESAM nous permet de provoquer le verrouillage en phase des modes longitudinaux au sein de chaque état propre du laser. Les deux peignes asynchrones obtenus fonctionnent simultanément autour de 1030 nm avec une durée des impulsions de 2 ps. De plus, en ajustant la longueur de la cavité, nous générons des peignes dont les taux de répétitions varient entre 163 MHz et 175 MHz.

En utilisant la technique de l'accordabilité mécanique, c'est à dire en tournant légèrement le cristal biréfringent devant le SESAM, nous arrivons à accorder de façon continue la différence de fréquence entre les deux taux de répétitions de 110 kHz à 43 kHz. Toutefois, nous avons remarqué expérimentalement que cette technique d'accordabilité présente des limitations en particulier la plage d'accordabilité de Δf_{rep} est restreinte.

Dans la deuxième partie, nous avons exploré l'accordabilité électro-optique. Pour ce faire, nous avons inséré dans la cavité un cristal ferroélectrique de tantalate de lithium (LiTaO_3). Lorsqu'on applique une tension sur le cristal, les résultats expérimentaux montrent tantôt un comportement linéaire et tantôt un comportement quadratique. Parmi les six effets électro-optiques que nous avons décrits en (3.4.2), il n'y a que deux effets qui dominent à savoir l'effet électro-optique linéaire et l'effet d'électrostriction.

Même si les résultats ne sont pas parfaitement reproductibles, l'approche électro-optique ouvre de nouvelles pistes d'investigations.

CONCLUSION GÉNÉRALES ET PERSPECTIVES

L'objectif de cette thèse était de comprendre et d'approfondir les mécanismes d'émission de double peigne de fréquences synchrones ou asynchrones dans une seule cavité laser, en particulier dans les lasers à solides dopés ytterbium. Les travaux que nous avons effectués s'inscrivent dans un vaste domaine de la recherche sur les peignes de fréquences, dont les applications vont de la spectroscopie à double peigne à la métrologie de précision. Nous partions du constat que, dans le cas de la génération de doubles peignes de fréquences asynchrones dans une seule cavité, le partage d'un même milieu à gain par les deux trains d'impulsions limite à la fois la stabilité de la cavité et l'accordabilité des deux taux de répétition. Pour remédier à ce problème, nous avons proposé d'utiliser une pompe polarisée afin de créer un dichroïsme de gain, ce qui permet d'équilibrer les deux états propres de polarisation. Afin d'explorer cette solution, notre étude a été structurée en trois grandes parties.

Dans un premier temps, nous avons montré que l'orientation de la polarisation de la pompe est un moyen efficace de contrôle des puissances relatives dans les lasers ytterbium bipolarisation. Pour cela, nos travaux ont d'abord été effectués sur la matrice de YAG dopée aux ions Yb^{3+} avant d'être étendus à trois autres matrices telles que le LuAG, le Na:CNGG et le CaF_2 dont les propriétés diffèrent du YAG. À cet effet, nous avons construit deux types de cavité pour faire les expériences, à savoir une cavité plan-plan et une plan-concave. Étant donné que le pompage optique de ces deux cavités est toujours accompagné d'un dépôt de chaleur à l'intérieur des milieux actifs, l'effet de la lentille thermique a été pris en compte dans les simulations pour effectuer proprement leurs designs. Nous remarquons expérimentalement que le laser oscille suivant deux états propres de polarisations linéaires et orthogonaux dans chacun des quatre lasers. Pour modéliser ces derniers avec un nombre minimal de paramètres, nous avons écrit un modèle d'équations de populations à deux modes caractérisés par les intensités I_x et I_y interagissant avec deux réservoirs d'inversion de population n_x et n_y . En confrontant les résultats expérimentaux au modèle et en tenant compte de l'anisotropie de pompage ε ainsi que de la saturation

croisée β , celui ci reproduit nos observations expérimentales. Ces deux paramètres ε et β sont liés, au niveau microscopique, à la symétrie locale des ions Yb^{3+} dans les matrices du Yb:LuYAG , Yb:Na:CNGG et Yb:CaF_2 . Par conséquent la sensibilité à l'orientation de la pompe dépend fortement de la structure de la matrice hôte. En particulier pour le Yb:Na:CNGG et surtout le Yb:CaF_2 , il est difficile, voire impossible, de récupérer une oscillation bipolarisation si une légère anisotropie de pertes fait basculer la cavité sur une polarisation ou une autre. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Optics Letters* [144].

Nous avons ensuite démontré expérimentalement un laser Yb:YAG bipolarisation en régime pulsé basé sur un miroir semi-conducteur à absorbant saturable (SESAM). L'insertion de deux lames quart d'ondes dans la cavité permet aux deux peignes de fréquences de parcourir des longueurs optiques légèrement différentes. Malgré cette différence de chemin optique, les deux peignes de fréquences ayant des polarisations orthogonales sont émis de manière synchrone par les deux états propres de polarisation. Cette synchronisation est due au SESAM qui compense par une rapide variation de son indice la différence des vitesses de groupe des deux peignes. Les deux lames quart d'ondes nous offre aussi une accordabilité de l'écart fréquentiel entre les deux peignes. Dans ces travaux, les deux peignes dont les trains d'impulsions sont synchrones partagent la même fréquence de répétition tandis que leurs fréquences optiques sont décalées de $\Delta\nu$. De plus, l'analyse des états propres de polarisation par les matrices de Jones nous a permis de décrire totalement la dynamique des lasers solides dopés ytterbium. Lorsque la fréquence de battement entre les deux peignes des états propres est égale à la moitié du taux de répétition, nous observons un verrouillage de phase entre les deux peignes. Ici aussi, le rôle de la polarisation de la pompe a été utilisé pour optimiser le régime d'accrochage lorsque $\Delta\nu = f_{rep}/2$.

Afin d'obtenir deux peignes asynchrones, en vue par exemple d'application à la spectroscopie "dual-comb", nous introduisons dans la cavité un cristal de YVO_4 à double réfraction d'épaisseur 5 mm. Ainsi, en séparant spatialement de 0,5 mm sur le SESAM les deux faisceaux polarisés orthogonalement, les deux peignes oscillent simultanément autour de 1030 nm avec une durée des impulsions de 2 ps mais ont des fréquences de répétition différentes. Les fréquences de répétition sont alors voisines de 175 MHz avec un décalage de 43 kHz. De plus, nous vérifions que ce décalage est continûment ajustable jusqu'à 110 kHz par une légère rotation du cristal biréfringent. Nous notons également ici aussi que les puissances relatives des deux peignes peuvent être équilibrées en choisissant la direction de polarisation de la pompe [144]. Toutefois, nous avons remarqué expérimentalement

talement que cette technique d'accordabilité présente des limitations, en particulier que la plage d'accordabilité de Δf_{rep} est restreinte.

Cette limitation, nous a donc poussé à explorer une autre approche qui est l'accordabilité électro-optique. Pour ce faire, nous avons inséré dans la cavité un cristal ferroélectrique de tantalate de lithium (LiTaO_3). En appliquant une tension sur ce dernier, nous obtenons des résultats non parfaitement reproductibles montrant tantôt un comportement linéaire et tantôt un comportement quadratique. Ainsi, cette approche électro-optique ouvre de nouvelles pistes d'investigations.

Nous estimons que la poursuite de nos travaux pourrait être effectuée dans les directions suivantes.

Par exemple, il serait pertinent de mettre en place un système de refroidissement sur les cristaux dans les deux types de cavité plan-plan et plan concave. L'exploration d'autres cristaux dopés ytterbium, avec différents taux de dopage, pourrait offrir de nouveaux résultats sur l'estimation des valeurs du coefficient de saturation croisée et le paramètre d'anisotropie de gain induit par la pompe. De plus, il serait intéressant d'explorer numériquement le modèle bimodal lorsque les pertes sur les deux états propres de polarisation ne sont pas les mêmes et ensuite le confronté aux résultats expérimentaux. D'autre part, il serait pertinent d'étendre l'étude du régime d'accrochage à d'autres cristaux lasers dopés Yb non étudiés jusqu'à présent dans la littérature. Il serait également important d'investiguer en détail le régime à $f_{rep}/5$ observé dans le Yb:Lu:YAG. Par ailleurs, la conception d'une cavité sans lentilles pourrait être utile pour la réduction des pertes intracavité, dans ce cas, on pourrait par exemple placer le milieu actif au centre de la cavité et non sur le miroir d'entrée. Cette configuration de cavité pourrait être idéale pour la génération des impulsions femtosecondes. Aussi, pour éviter la dégradation du SESAM, il serait important de le soumettre à un contrôle de température. Concernant le système dual-comb, la fiabilisation du contrôle de la différence entre les taux de répétitions des deux peignes de fréquences constitue un enjeu majeur pour améliorer la précision et la reproductibilité des mesures expérimentales. Dans le cas de l'accordabilité mécanique, une piste à explorer serait de motoriser la rotation du cristal biréfringent devant le SESAM en utilisant des moteurs pas à pas. Par ailleurs, il est crucial de creuser en détail l'accordabilité électrooptique et ensuite d'étendre les études à d'autres matériaux ferroélectriques tel que le $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ par exemple. Étant donné que nous n'avons pas eu le temps de tester notre double peigne de fréquences pour effectuer l'analyse de divers gaz atmosphériques et industriels, il serait donc intéressant de le faire dans l'avenir. De plus, la mise en place

de systèmes adaptés à une conversion de fréquence non linéaire efficace du double peigne pourrait permettre d'explorer de nouvelles gammes de longueurs d'onde intéressantes pour la spectroscopie, notamment dans l'infrarouge moyen, le térahertz ou encore l'ultraviolet. Enfin, tous les travaux présentés dans cette thèse pourraient être étendus à d'autres cristaux lasers dopés avec différentes terres rares telles que le néodyme, l'erbium, le thulium et l'holmium par exemple, ainsi qu'aux lasers à semi-conducteurs et aux lasers à fibres.

Enfin, nous espérons avoir su convaincre le lecteur de la pertinence de nos travaux dans la génération des doubles peignes de fréquences synchrones et asynchrones exploitant les états de polarisation de la lumière.

ANNEXES

MODÈLE DU LASER : OSCILLATION DES DEUX MODES

A.1 Équation d'évolutions des intensités $I_{x,y}$ et des inversions de population $n_{x,y}$

Le système d'équations suivant est associé aux deux états propres d'un laser à solide bipolarisation.

$$\frac{dI_x}{dt} = \kappa (n_x + \beta n_y) I_x - \Gamma_x I_x \quad (\text{A.1.1})$$

$$\frac{dI_y}{dt} = \kappa (n_y + \beta n_x) I_y - \Gamma_y I_y \quad (\text{A.1.2})$$

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_x + \beta I_y)] n_x \quad (\text{A.1.3})$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel} + \zeta (I_y + \beta I_x)] n_y \quad (\text{A.1.4})$$

Sous le seuil : $I_x = I_y = 0$, les équations (A.1.3) et (A.1.4) donnent :

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel}] n_x = 0 \Rightarrow n_x = P_x \quad (\text{A.1.5})$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel}] n_y = 0 \Rightarrow n_y = P_y \quad (\text{A.1.6})$$

Au dessus du seuil : En état stationnaire $\frac{dI_x}{dt} = \frac{dI_y}{dt} = \frac{dn_x}{dt} = \frac{dn_y}{dt} = 0$, les équations (A.1.1), (A.1.2), (A.1.3) et (A.1.4) deviennent respectivement :

$$\begin{cases} n_x + \beta n_y \\ n_y + \beta n_x \\ \gamma_{\parallel} (P_x - n_x) - \zeta (I_x + \beta I_y) n_x = 0 \\ \gamma_{\parallel} (P_y - n_y) - \zeta (I_y + \beta I_x) n_y = 0 \end{cases} = \frac{\Gamma_x}{\kappa} = \frac{\Gamma_y}{\kappa} \Rightarrow \begin{cases} n_x (1 - \beta^2) = \frac{\Gamma_x - \beta \Gamma_y}{\kappa} \\ n_y (1 - \beta^2) = \frac{\Gamma_y - \beta \Gamma_x}{\kappa} \\ I_x + \beta I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left(\frac{P_x}{n_x} - 1 \right) \\ I_y + \beta I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left(\frac{P_y}{n_y} - 1 \right) \end{cases} \Rightarrow \quad (\text{A.1.7})$$

$$\begin{cases} n_x \\ n_y \\ I_x (1 - \beta^2) \\ I_y (1 - \beta^2) \end{cases} = \begin{cases} \frac{\Gamma_x - \beta \Gamma_y}{\kappa (1 - \beta^2)} \\ \frac{\Gamma_y - \beta \Gamma_x}{\kappa (1 - \beta^2)} \\ \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\left(\frac{P_x}{n_x} - 1 \right) - \beta \left(\frac{P_y}{n_y} - 1 \right) \right] \\ \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\left(\frac{P_y}{n_y} - 1 \right) - \beta \left(\frac{P_x}{n_x} - 1 \right) \right] \end{cases} \quad (\text{A.1.8})$$

En remplaçant n_x et n_y dans les expressions de I_x et I_y , on obtient :

$$I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\kappa \left(\frac{P_x}{\Gamma_x - \beta \Gamma_y} - \beta \frac{P_y}{\Gamma_y - \beta \Gamma_x} \right) - \frac{1}{1 + \beta} \right] \quad (\text{A.1.9})$$

$$I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\kappa \left(\frac{P_y}{\Gamma_y - \beta \Gamma_x} - \beta \frac{P_x}{\Gamma_x - \beta \Gamma_y} \right) - \frac{1}{1 + \beta} \right] \quad (\text{A.1.10})$$

En faisant les hypothèses suivantes :

$$\Gamma_x \approx \Gamma_y \approx \Gamma \quad (\text{A.1.11})$$

$$\Gamma_x - \beta \Gamma_y = (1 - \beta) \Gamma \quad (\text{A.1.12})$$

$$\Gamma_y - \beta \Gamma_x = (1 - \beta) \Gamma \quad (\text{A.1.13})$$

En introduisant les équations (A.1.12) et (A.1.13) dans les équations (A.1.9) et (A.1.10), on obtient :

$$I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{\kappa}{\Gamma} \frac{1+\beta}{1-\beta} (P_x - \beta P_y) - 1 \right] \quad (\text{A.1.14})$$

$$I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{\kappa}{\Gamma} \frac{1+\beta}{1-\beta} (P_y - \beta P_x) - 1 \right] \quad (\text{A.1.15})$$

Pour $\beta = 0$, (A.1.14) et (A.1.15) deviennent respectivement,

$$I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\frac{\kappa}{\Gamma} P_x - 1 \right] \quad (\text{A.1.16})$$

$$I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left[\frac{\kappa}{\Gamma} P_y - 1 \right] \quad (\text{A.1.17})$$

Ainsi, nous noterons donc $P_{th} = \frac{\Gamma}{\kappa}$ la puissance de pompage au seuil et $h = \frac{1-\beta}{1+\beta} = \frac{f_L}{f_R}$.

Les équations (A.1.14) et (A.1.15) redeviennent :

$$I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{P_x - \beta P_y}{h P_{th}} - 1 \right] \quad (\text{A.1.18})$$

$$I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{P_y - \beta P_x}{h P_{th}} - 1 \right] \quad (\text{A.1.19})$$

Modélisation de $P_x(\alpha_p)$ et de $P_y(\alpha_p)$

- x et y sont les états propres du laser
- α_p représente l'orientation de la pompe

Si on suppose dans un premier temps que :

$$\begin{cases} P_x = \cos^2(\alpha_p) P \\ P_y = \sin^2(\alpha_p) P \end{cases} \quad \text{on obtient} \quad \begin{cases} I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{P}{h P_{th}} (\cos^2(\alpha_p) - \beta \sin^2(\alpha_p)) - 1 \right] \\ I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta(1+\beta)} \left[\frac{P}{h P_{th}} (\sin^2(\alpha_p) - \beta \cos^2(\alpha_p)) - 1 \right] \end{cases} \quad (\text{A.1.20})$$

On se rend donc que pour $\alpha_p = 0, I_y < 0$, ce qui signifie que I_y ne pourra pas passer le seuil. Mais cette dernière est en contradiction avec l'expérience. Par conséquent, ce modèle n'est pas utilisable. Nous utilisons donc le modèle de Chartier [164] dans l'approximation des champs moyens :

$$\begin{cases} P_x &= P(1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p)) \\ P_y &= P(1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p)) \\ P_x + P_y &= 2P \end{cases}, \begin{cases} \alpha_p &= 0 \\ P_x &= P(1 + \varepsilon) \\ P_y &= P(1 - \varepsilon) \end{cases}, \begin{cases} \alpha_p &= 45^\circ \\ P_x &= P(1 + 0) \\ P_y &= P(1 - 0) \end{cases}, \quad (\text{A.1.21})$$

$$\begin{cases} \alpha_p &= 90^\circ \\ P_x &= P(1 - \varepsilon) \\ P_y &= P(1 + \varepsilon) \end{cases} \quad (\text{A.1.22})$$

où ε est le paramètre d'anisotropie de la pompe.

$$\varepsilon = 0 \quad \text{Isotrope} \quad (\text{A.1.23})$$

$$\varepsilon = 1 \quad \text{Anisotropie totale} \quad (\text{A.1.24})$$

Expressions des solutions stationnaires en utilisant les équations de (A.1.22) : En substituant les équations (A.1.22) dans les (A.1.18) et (A.1.19), on a :

$$I_x = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left\{ \frac{P}{P_{th}} \left[1 + \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \varepsilon \cos(2\alpha_p) \right] - \frac{1}{1 + \beta} \right\} \quad (\text{A.1.25})$$

$$I_y = \frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta} \left\{ \frac{P}{P_{th}} \left[1 - \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \varepsilon \cos(2\alpha_p) \right] - \frac{1}{1 + \beta} \right\} \quad (\text{A.1.26})$$

Nous pouvons normaliser les intensités à $\frac{\gamma_{\parallel}}{\zeta}$, soit $\hat{I}_x = \frac{I_x}{\gamma_{\parallel}/\zeta}$ et $\eta = \frac{P}{P_{th}}$. Etant donné que nous nous intéressons à l'anisotropie ε et aussi au ratio entre l'intensité pour un seul mode pour $\alpha_p = 0$ et $\alpha_p = 90^\circ$, au ratio entre $I_x(\alpha_p = 0^\circ)$ et $I_y(\alpha_p = 90^\circ)$, nous pouvons

réécrire les équations (A.1.25) et (A.1.26) comme suit :

$$\begin{cases} \hat{I}_x &= \eta \left[1 + \frac{\varepsilon}{h} \cos(2\alpha_p) \right] - \frac{1}{1+\beta} \\ \hat{I}_y &= \eta \left[1 - \frac{\varepsilon}{h} \cos(2\alpha_p) \right] - \frac{1}{1+\beta} \end{cases}, \begin{cases} \hat{I}_x^{\alpha_p=0} &= \eta \left[1 + \frac{\varepsilon}{h} \right] - \frac{1}{1+\beta} \\ \hat{I}_y^{\alpha_p=0} &= \eta \left[1 - \frac{\varepsilon}{h} \right] - \frac{1}{1+\beta} \end{cases}, \quad (\text{A.1.27})$$

$$\begin{cases} (1+\beta) \hat{I}_x^{\alpha_p=0} &= (1+\beta) \eta - 1 + (1+\beta) \eta \frac{\varepsilon}{h} \\ (1+\beta) \hat{I}_y^{\alpha_p=0} &= (1+\beta) \eta - 1 - (1+\beta) \eta \frac{\varepsilon}{h} \end{cases} \quad (\text{A.1.28})$$

Le rapport de $\hat{I}_y^{\alpha_p=0}$ par $\hat{I}_x^{\alpha_p=0}$ conduit à :

$$\frac{\hat{I}_y^{\alpha_p=0}}{\hat{I}_x^{\alpha_p=0}} = \frac{(1+\beta) \eta - 1 - (1+\beta) \eta \frac{\varepsilon}{h}}{(1+\beta) \eta - 1 + (1+\beta) \eta \frac{\varepsilon}{h}} = \frac{1 - \varepsilon'}{1 + \varepsilon'} \quad \text{avec} \quad \varepsilon' = \frac{(1+\beta) \frac{\eta}{h} \varepsilon}{(1+\beta) \eta - 1} \quad (\text{A.1.29})$$

ε' et ε pourrait donc se mettre sous la forme :

$$\varepsilon' = \frac{1 - \frac{\hat{I}_y^{\alpha_p=0}}{\hat{I}_x^{\alpha_p=0}}}{1 + \frac{\hat{I}_y^{\alpha_p=0}}{\hat{I}_x^{\alpha_p=0}}} \quad \text{et} \quad \varepsilon = \frac{(1+\beta) \eta - 1}{(1+\beta) \frac{\eta}{h}} \varepsilon' \quad (\text{A.1.30})$$

A.2 Cas d'oscillation d'un seul mode, $I_x \neq 0$ et $I_y = 0$

$$\frac{dI_x}{dt} = \kappa (n_x + \beta n_y) I_x - \Gamma_x I_x \quad (\text{A.2.1})$$

$$\frac{dn_x}{dt} = \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel} + \zeta(I_x)] n_x \quad (\text{A.2.2})$$

$$\frac{dn_y}{dt} = \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel} + \zeta(\beta I_x)] n_y \quad (\text{A.2.3})$$

Les solutions stationnaires sont : $\frac{dI_x}{dt} = \frac{dn_x}{dt} = \frac{dn_y}{dt} = 0$

$$\begin{cases} \kappa(n_x + \beta n_y) I_x - \Gamma_x I_x = 0 \\ \gamma_{\parallel} P_x - [\gamma_{\parallel} + \zeta(I_x)] n_x = 0 \\ \gamma_{\parallel} P_y - [\gamma_{\parallel} + \zeta(\beta I_x)] n_y = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} n_x + \beta n_y = \frac{\Gamma}{\kappa} = P_{th} \\ \gamma_{\parallel} (P_x - n_x) = \zeta I_x n_x \\ \gamma_{\parallel} (P_y - n_y) = \beta \zeta I_x n_y \end{cases} \Rightarrow \quad (\text{A.2.4})$$

$$\begin{cases} n_x + \beta n_y = \frac{\Gamma}{\kappa} = P_{th} \\ P_x - n_x = \hat{I}_x n_x \\ P_y - n_y = \beta \hat{I}_x n_y \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} n_x + \beta n_y = P_{th} \\ n_x = \frac{P_x}{1 + \hat{I}_x} \\ n_y = \frac{P_y}{1 + \beta \hat{I}_x} \end{cases} \quad (\text{A.2.5})$$

En remplaçant n_x et n_y dans l'équation (A.2.5), on obtient :

$$\frac{P_x}{1 + \hat{I}_x} + \beta \frac{P_y}{1 + \beta \hat{I}_x} = P_{th} \quad (\text{A.2.6})$$

En posant : $\hat{P}_x = \frac{P_x}{P_{th}}$ et $\hat{P}_y = \frac{P_y}{P_{th}}$, nous obtenons une équation du second degré en \hat{I}_x

$$\beta \hat{I}_x^2 + [(1 + \beta) - \beta (\hat{P}_x + \hat{P}_y)] \hat{I}_x + [1 - (\hat{P}_x + \beta \hat{P}_y)] = 0 \quad (\text{A.2.7})$$

Nous noterons que :

$$\hat{P}_x + \hat{P}_y = \frac{P_x + P_y}{P_{th}} = \frac{P(1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p)) + P(1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p))}{P_{th}} \quad (\text{A.2.8})$$

$$= 2 \frac{P}{P_{th}} = 2\eta \quad (\text{A.2.9})$$

$$\hat{P}_x + \beta \hat{P}_y = \frac{P(1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p)) + \beta P(1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p))}{P_{th}} \quad (\text{A.2.10})$$

$$= P \frac{1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p) + \beta(1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p))}{P_{th}} \quad (\text{A.2.11})$$

$$\hat{P}_x + \beta \hat{P}_y = \eta [1 + \varepsilon \cos(2\alpha_p) + \beta(1 - \varepsilon \cos(2\alpha_p))] \quad (\text{A.2.12})$$

$$= \eta [(1 + \beta) + \varepsilon(1 - \beta) \cos(2\alpha_p)] \quad (\text{A.2.13})$$

Ainsi en substituant les équations (A.2.9) et (A.2.13) dans (A.2.7), on obtient :

$$\beta \hat{I}_x^2 + [(1 + \beta) - \beta (2\eta)] \hat{I}_x + \{1 - \eta[(1 + \beta) + \varepsilon (1 - \beta) \cos (2\alpha_p)]\} = 0 \quad (\text{A.2.14})$$

Le discriminant a donc pour expression :

$$\Delta = (1 - \beta) [1 - \beta + 4\beta\eta\varepsilon \cos (2\alpha_p)] + 4\beta^2\eta^2 \quad (\text{A.2.15})$$

Soit :

$$\hat{I}_x = \hat{I}_{x_2} = \frac{2\beta\eta - (1 + \beta) + \sqrt{(1 - \beta) [1 - \beta + 4\beta\eta\varepsilon \cos (2\alpha_p)] + 4\beta^2\eta^2}}{2\beta} \quad (\text{A.2.16})$$

Nous calculons d'abord l'équation (A.2.16) pour $\varepsilon = 0,1$; $\beta = 0,7$ et $\eta = 3$.

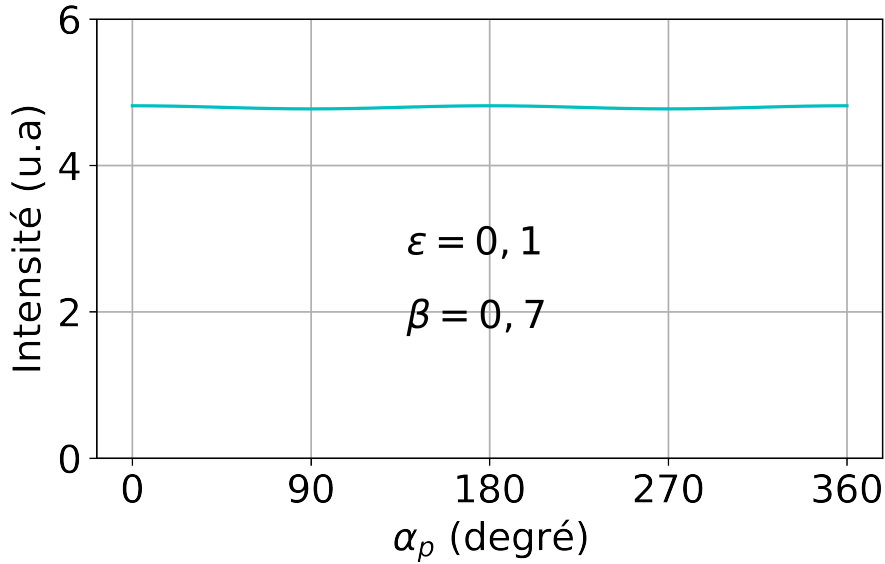


FIGURE A.1 – Oscillation d'un seul mode : Intensités théoriques à $\eta = 3$ pour des valeurs de $\varepsilon = 0,1$ et $\beta = 0,7$.

Nous calculons ensuite l'équation (A.2.16) pour différentes valeurs de β et ε pour une valeur fixe de $\eta = 3$.

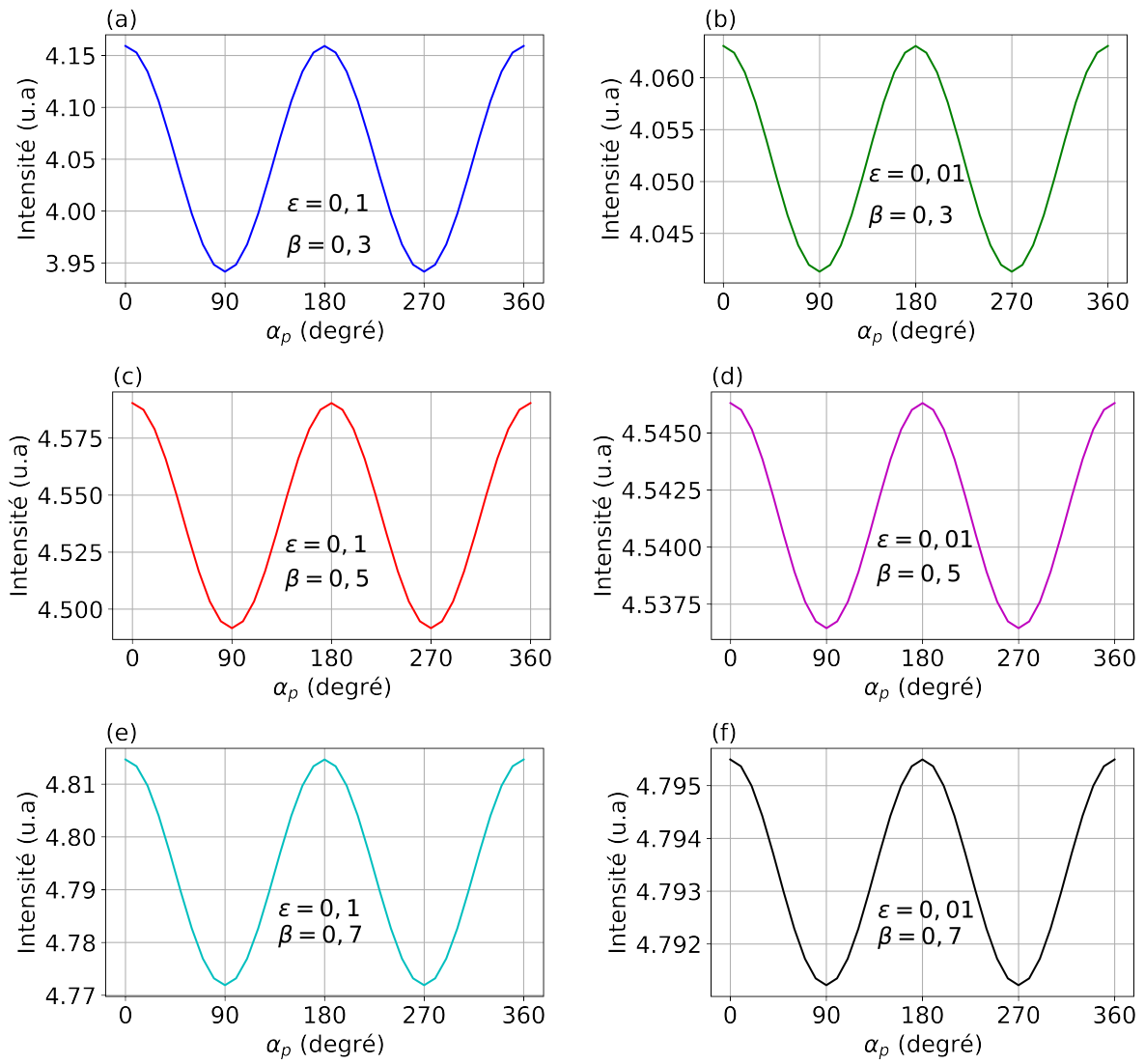


FIGURE A.2 – Oscillation d'un seul mode : Intensités théoriques à $\eta = 3$ pour différentes valeurs de ε et β .

A.3 Valeur de α_p permettant le passage de l'oscillation d'un seul mode au deux modes

Cette valeur pourrait être déterminée en résolvant l'équation (A.1.28)=(A.2.16) selon laquelle :

$$\eta \left[1 + \frac{\varepsilon}{h} \cos(2\alpha_p) \right] - \frac{1}{1+\beta} = \frac{2\beta\eta - (1+\beta) + \sqrt{(1-\beta)[1-\beta+4\beta\eta\varepsilon\cos(2\alpha_p)] + 4\beta^2\eta^2}}{2\beta} \quad (\text{A.3.1})$$

A.4 Différentes pertes sur les deux états propres $\Gamma_x \neq \Gamma_y$

Les solutions stationnaires des équations de populations à deux modes dans le cas où les pertes ne sont pas les mêmes sont données par :

$$I_x = \frac{P \cdot (1 + \varepsilon \cdot \cos(2\alpha_p))}{P_{thx} - \beta \cdot P_{thy}} - \frac{\beta \cdot P \cdot (1 - \varepsilon \cdot \cos(2\alpha_p))}{P_{thy} - \beta \cdot P_{thx}} - \frac{1}{1+\beta} \quad (\text{A.4.1})$$

$$I_y = \frac{P \cdot (1 - \varepsilon \cdot \cos(2\alpha_p))}{P_{thy} - \beta \cdot P_{thx}} - \frac{\beta \cdot P \cdot (1 + \varepsilon \cdot \cos(2\alpha_p))}{P_{thx} - \beta \cdot P_{thy}} - \frac{1}{1+\beta} \quad (\text{A.4.2})$$

LIEN ENTRE LA BIRÉFRINGENCE ET LA DIFFÉRENCE DES TAUX DE RÉPÉTITION

B.1 Différence des taux de répétition

Nous calculons théoriquement la différence entre les taux de répétitions des deux états propres de polarisations X et Y . Nous supposons que les deux états parcourent des longueurs optiques différents L_X et L_Y .

$$\Delta f_{rep} = \frac{c}{2L_X} - \frac{c}{2L_Y} \quad (\text{B.1.1})$$

$$= \frac{c}{2L_X} - \frac{c}{2(L_X + \delta l)} \quad (\text{B.1.2})$$

$$= \frac{c}{2L_X} - \frac{c}{2L_X} \times \frac{1}{1 + \frac{\delta l}{L_X}} \quad (\text{B.1.3})$$

$$= \frac{c}{2L_X} - \frac{c}{2L_X} \left(1 - \frac{\delta l}{L_X} \right) \text{ DL 1 er ordre} \quad (\text{B.1.4})$$

$$= \frac{c}{2L_X} - \frac{c}{2L_X} + \frac{c}{2L_X} \times \frac{\delta l}{L_X} \quad (\text{B.1.5})$$

$$\Delta f_{rep} = \frac{c}{2L_X^2} \times \delta l \quad (\text{B.1.6})$$

B.2 Fréquence de battement pour un déphasage $\Delta\varphi$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n \times l \quad (\text{B.2.1})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}(n_X - n_Y)l \quad (\text{B.2.2})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}(n_X l - n_Y l) \quad (\text{B.2.3})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda}(L_X - L_Y) \quad (\text{B.2.4})$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta l \quad (\text{B.2.5})$$

La fréquence de battement entre les deux peignes suivant les deux états propres X et Y est donnée par¹ :

$$\Delta\nu_{XY} = \frac{c}{2L_X} \frac{\Delta\varphi}{\pi} \quad (\text{B.2.6})$$

$$= \frac{c}{2L_X} \times \frac{1}{\pi} \times \frac{2\pi}{\lambda}\delta l \quad (\text{B.2.7})$$

$$\Delta\nu_{XY} = \frac{c}{L_X} \times \frac{\delta l}{\lambda} \quad (\text{B.2.8})$$

En combinant les équations (B.2.8) et (B.1.6), on obtient

$$\Delta f_{rep} = \frac{c}{2L_X^2} \times \frac{\lambda L_X}{c} \times \Delta\nu_{XY} \quad (\text{B.2.9})$$

$$\Delta f_{rep} = \frac{\lambda}{2L_X} \times \Delta\nu_{XY} \quad (\text{B.2.10})$$

Cette relation montre que la différence des taux de répétition et la fréquence de battement sont dans un rapport $(\lambda/2L)$. Ainsi, le déphasage induit par les lames quart d'onde va provoquer une fréquence de battement macroscopique ($\Delta\nu_{XY}^{max} = c/4L$) mais une différence de taux de répétition très faible.

1. Calculable à partir des valeurs propres dans le formalisme de Jones

B.2.1 Application numérique

$$\Delta f_{rep} = \frac{1030 \times 10^{-9}}{2 \times 91,4 \times 10^{-2}} \times 5,5 \times 10^6 \quad (\text{B.2.11})$$

$$\Delta f_{rep} = 3 \text{ Hz} \quad (\text{B.2.12})$$

Nous en déduisons que la différence entre les taux de répétition des deux peignes est de 3 Hz environ (voir 2.4.2, correspondant à la fréquence de battement mesurée expérimentalement).

B.3 Différence des périodes

$$\Delta T = T_X - T_Y \quad (\text{B.3.1})$$

$$\Delta T = \frac{\Delta f_{rep}}{f_{rep}^2} \quad (\text{B.3.2})$$

$\Delta \nu_{XY}$ (MHz)	5,5	41
Δf_{rep} (Hz)	3	23
ΔT_{rep} (fs)	0,1	0,8

Lorsque $\Delta \nu_{XY} = c/4L$ par exemple, la différence des périodes des deux trains d'impulsions est de 0,8 fs; ce qui est très faible. Pour pouvoir augmenter cette valeur, une solution potentielle consisterait à utiliser des lames quart d'ondes présentant une biréfringence beaucoup plus épaisse et un milieu actif comme le Yb:Na:CNGG dont le spectre est bien large. L'effet des lames quart d'ondes serait d'autant encore plus visible, si la durée des impulsions est de l'ordre de la femtoseconde.

B.4 Évaluation de la biréfringence

A partir de l'équation (B.2.2), nous pouvons réécrire la biréfringence résiduelle du cristal suivant :

$$\Delta n = \frac{\Delta\varphi \times \lambda}{2\pi \times L} \quad (\text{B.4.1})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \delta l \times \frac{\lambda}{2\pi \times L} \quad (\text{B.4.2})$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \times \frac{\lambda L_X}{c} \times \Delta\nu_{XY} \times \frac{\lambda}{2\pi \times L} \quad (\text{B.4.3})$$

$$\Delta n = \Delta\nu_{XY} \times \frac{\lambda}{c} \quad (\text{B.4.4})$$

Application numérique

$$\Delta n = 5,5 \times 10^6 \times \frac{1030 \times 10^{-9}}{3 \times 10^8} \quad (\text{B.4.5})$$

$$\Delta n = 1,88 \times 10^{-8} \quad (\text{B.4.6})$$

YTTERBIUM

C.1 Ytterbium

Découverte	1878
Symbole	Yb
Nom latin	Ytterbium
Numéro atomique	70
Période	6
Famille chimique	Métaux de transition profonde
Masse atomique relative	173,04
Groupe	III.B
Électronégativité	1,1
Nombre d'oxydation	2,3
Masse volumique [g/cm ³]	6,97
État physique	Solide
Point de fusion [°C]	819
Point d'ébullition [°C]	1194
Rayon atomique [pm]	222
Conductivité thermique [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	34,9
Capacité calorifique [J · K ⁻¹ · g ⁻¹]	0,155
Dureté Vickers [MPa]	206
Dureté Brinell [MPa]	343
Module d'élasticité [GPa]	24
Conductivité électrique [S · m ⁻¹]	3,6 × 10 ⁶
Module de cisaillement [GPa]	9,9
1ère Énergie d'ionisation [eV]	6,2542
2ème Énergie d'ionisation [eV]	12,188
3ème Énergie d'ionisation [eV]	25,03

EFFET ÉLECTROOPTIQUE LINÉAIRE

D.1 Effet électrooptique linéaire

La variation d'indice par effet électrooptique linéaire est décrite par :

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (\text{D.1.1})$$

où $j \in \{1, 2, 3\}$; E_j est la $j^{\text{ième}}$ composante du champ électrique appliqué; r_{ij} les éléments du tenseur électrooptique linéaire d'ordre 3 comportant 18 composantes en m/V; $i \in \{1, 2, 3, 4, 5, 6\}$; $x = 1, y = 2, z = 3$. En appliquant la contraction sur l'indice i , la forme matricielle de l'équation (D.1.1) s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_1 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_2 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_3 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_4 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_5 \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (\text{D.1.2})$$

Cas du LiTaO₃

Dans le cas du LiTaO₃, le tenseur possède quatre coefficients électrooptiques positifs. Il est donné par [274]

$$[r_{ij}] = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{D.1.3})$$

avec [275]

$$\begin{cases} r_{33} = 33 \cdot 10^{-12} \text{ (m} \cdot \text{V}^{-1}\text{)} \\ r_{13} = 8 \cdot 10^{-12} \text{ (m} \cdot \text{V}^{-1}\text{)} \\ r_{51} = 20 \cdot 10^{-12} \text{ (m} \cdot \text{V}^{-1}\text{)} \\ r_{22} = 1 \cdot 10^{-12} \text{ (m} \cdot \text{V}^{-1}\text{)} \end{cases} \quad (\text{D.1.4})$$

Le champ appliqué étant parallèle à l'axe c du cristal, la variation d'indice est donnée par

$$\begin{cases} \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_1 = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_2 = r_{13}E \\ \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_3 = r_{33}E \end{cases} \quad \text{avec} \quad E = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E \end{bmatrix} \quad (\text{D.1.5})$$

L'ellipsoïde des indices se déforme sous l'influence du champ électrique et prend donc la forme

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E \right) (x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E \right) z^2 = 1 \quad (\text{D.1.6})$$

Les indices du matériau étant modifiés sous l'action du champ électrique, les nouvelles valeurs des indices ordinaire (n'_o) et extraordinaire (n'_e) sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} n'_o = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E}} \\ n'_e = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E}} \end{array} \right. \quad (\text{D.1.7})$$

En faisant le développement limité à l'ordre 1 de l'équation (D.1.7), nous obtenons

$$\left\{ \begin{array}{l} n'_o = n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{13}E \\ n'_e = n_e - \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E \end{array} \right. \quad (\text{D.1.8})$$

avec $E = U/d$, d la distance entre les électrodes et U la tension électrique.

PROPRIÉTÉS OPTIQUES, MÉCANIQUES, THERMIQUES ET CHIMIQUES

E.1 Cristal de LiTaO_3

Indice de réfraction ordinaire	$n_o = 2,1363$ [147]
Indice de réfraction extraordinaire	$n_e = 2,1403$ [147]
Structure cristalline	Rhomboédrique R3c
Groupe ponctuel	3m
Composition congruente de fusion	48,5% Li_2O
Paramètre du réseau (25°) a	5,1538 Å
Paramètre du réseau (25°) c	13,1538 Å
Poids moléculaire	235,89
Densité	7,45 g/cm ³
Température de fusion	1650°C
Température de Curie	610°C
Coefficient d'expansion thermique α_a	$16,1 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$
Coefficient d'expansion thermique α_c	$4,1 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$
Dureté (Mohs)	5,8
Résistivité (20°C)	$10^{13}\Omega \cdot \text{cm}$
Constante diélectrique χ_{11}^T	53,6
Constante diélectrique χ_{13}^T	43,4

TABLE E.1 – Propriétés physiques et thermiques du LiTaO_3 .

E.2 Cristal de YVO_4

Indice de réfraction ordinaire	$n_o = 1,9 @ 1 \mu\text{m}$
Indice de réfraction extraordinaire	$n_e = 2,1 @ 1 \mu\text{m}$
Nombre d'Abbe (V_d), Extraordinaire	18,10
Nombre d'Abbe (V_d), Ordinaire	20,29
Plage de transmission	488 nm à $3,4\mu\text{m}$
Densité	$4,23 \text{ g/cm}^3$
Dureté Knoop	480 kg/mm^2
Module de Young	133 GPa
Coefficient de dilatation thermique (Parallèle)	$11 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$
Coefficient de dilatation thermique (Perpendiculaire)	$4,4 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$
Point de fusion	$1750 - 1940^\circ\text{C}$
Variation de l'indice de réfraction avec la température (@ 632,8 nm, parallèle)	$2,9 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$
Variation de l'indice de réfraction avec la température (@ 632,8 nm, perpendiculaire)	$8,5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$

TABLE E.2 – Propriétés physiques et thermiques du YVO_4 [276].

E.3 Substrat N-BK7

Le N-BK7 est un verre borosilicate utilisé dans la fabrication de lentilles et d'autres éléments optiques.

Propriétés optiques	
Indice de réfraction ordinaire	$n_o = 1,5168 @ 587,6 \text{ nm}$
Nombre d'Abbe	64,17
Plage de transmission	350 – 2000 nm
Propriétés mécaniques	
Densité	2,5 g/cm ³
Dureté Knoop	610 kg/mm ²
Module de Young	82 GPa
Limite élastique	25 MPa
Coefficient de Poisson	0,206 MPa
Propriétés thermiques	
Coefficient de dilatation thermique (Parallèle)	$7,1 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ entre 20°C et 300°C
Température de transition vitreuse	557°C
Point de fusion	1400°C

TABLE E.3 – Propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques du N-BK7 [277]

E.4 Substrat UVFS

L'UVFS (silice fondue à ultra-violet) est un verre spécial constitué principalement de dioxyde de silicium (SiO_2) hautement pur. Il est couramment employé dans les applications optiques, notamment celles nécessitant une haute transparence pour des longueurs d'onde allant de l'ultraviolet (UV) au proche infrarouge (IR).

Propriétés optiques [278, 279]	
Indice de réfraction ordinaire	1,4585 à 500 nm
Nombre d'Abbe	67,82
Plage de transmission	180 nm - 2,5 µm
Propriétés mécaniques [280]	
Densité	2,2 g/cm ³
Dureté Knoop	7 Mohs
Module d'élasticité	0,17
Module de Poisson	0,17
Résistance à la traction	50 MPa
Résistance à la compression	1,1 GPa
Propriétés thermiques [281]	
Coefficient de dilatation thermique	$0,52 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ entre 20°C et 320°C
Conductivité thermique	1,38 W/m · K
Capacité calorifique	703 J/Kg · K
Température de fusion	1715°C
Point de déformation	1120°C
Propriétés chimiques [282, 283]	
Résistance chimique	Très élevée, quasiment insoluble
Résistance à l'eau	1,38 W/m · K
Résistance aux solvants organiques	Très bonne
Résistance aux bases	Moyenne (peut être attaqué par les bases fortes à haute température)

TABLE E.4 – Propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques du substrat UVFS

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Albert EINSTEIN, « Zur quantentheorie der strahlung », in : *Phys Zeit* 18 (1917), p. 121.
- [2] AL SCHAWLOW et CH TOWNES, « Infrared and optical masers », in : *SPIE milestone series 173* (2002), p. 24-33.
- [3] N.G. BASOV, in : *Radio Tek.I. Elektron 3* (1958), p. 297-298.
- [4] AM PROKHOROV, « Molecular amplifier and generator for submillimeter waves », in : *SPIE milestone series 173* (2002), p. 23-23.
- [5] Theodore H MAIMAN et al., « Stimulated optical radiation in ruby », in : (1960).
- [6] Ali JAVAN, William R BENNETT JR et Donald R HERRIOTT, « Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture », in : *Physical Review Letters* 6.3 (1961), p. 106.
- [7] William R. BENNETT, « EXCITATION AND INVERSION MECHANISMS IN GAS LASERS * », in : *Annals of the New York Academy of Sciences* 122 (1965).
- [8] Jeff HECHT, « History of Gas Lasers, Part 1 - Continuous Wave Gas Lasers », in : *Optics & Photonics News* 21 (2010), p. 16-23.
- [9] Arnold L. BLOOM, « Gas lasers. », in : *Applied optics* 5 10 (1968), p. 1500-14.
- [10] W. R. BENNETT, « Gaseous Optical Masers », in : *Applied Optics* 1 (1962), p. 24-61.
- [11] William R. BENNETT, « Background of an inversion : the first gas laser », in : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6 (2000), p. 869-875.
- [12] Russell D. DUPUIS, « An introduction to the development of the semiconductor laser », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 23 (1987), p. 651-657.
- [13] Zhores I ALFEROV, « The history of heterostructure lasers », in : *Nano-Optoelectronics : Concepts, Physics and Devices*, Springer, 2002, p. 3-22.

-
- [14] James J COLEMAN, « The development of the semiconductor laser diode after the first demonstration in 1962 », in : *Semiconductor Science and Technology* 27.9 (2012), p. 090207.
- [15] N HOLONYAK, « The semiconductor laser : A thirty-five-year perspective », in : *Proceedings of the IEEE* 85.11 (1997), p. 1678-1693.
- [16] Nick HOLONYAK, « From transistors to lasers and light-emitting diodes », in : *MRS bulletin* 30.7 (2005), p. 509-515.
- [17] Govind P AGRAWAL et Niloy K DUTTA, *Long-wavelength semiconductor lasers*, t. 1, Springer, 1986.
- [18] FK REINHART, « Witnessing the early semiconductor laser development at Bell Telephone Laboratories, Inc. », in : *Semiconductor Science and Technology* 27.9 (2012), p. 090206.
- [19] Hans ZAPPE et Hans ZAPPE, « Semiconductors for Lasers », in : *Laser Diode Microsystems* (2004), p. 63-114.
- [20] William F KRUPKE, « Ytterbium solid-state lasers. The first decade », in : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000), p. 1287-1296.
- [21] Peter F MOULTON, « Tunable solid-state lasers », in : *Proceedings of the IEEE* 80.3 (1992), p. 348-364.
- [22] Kenneth L. SCHEPLER, « trends in solid-state lasers », in : *Optics & Photonics News* 8 (1997), p. 38-41.
- [23] Guenter HUBER, Christian KRÄNKEL et Klaus PETERMANN, « Solid-state lasers : status and future [Invited] », in : *Journal of The Optical Society of America B-optical Physics* 27 (2010).
- [24] Richard SCHEPS, « Solid State Lasers », in : *Optical Engineering* (1999).
- [25] Hans P. JENSSEN et George DUBÉ, « Advanced solid-state lasers », in : 1991.
- [26] Romain GAUME, « A crystal chemistry approach for high-power ytterbium doped solid-state lasers. Diffusion-bonded crystals and new crystalline hosts. », Theses, Chimie ParisTech, déc. 2002, URL : <https://pastel.hal.science/pastel-00001100>.
- [27] Sébastien CHENAIS et al., « Diode-pumped Yb : GGG laser : comparison with Yb : YAG », in : *Optical Materials* 22.2 (2003), p. 99-106.

-
- [28] Sébastien CHENAIS, « Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques. », thèse de doct., Université Paris Sud-Paris XI, 2002.
- [29] C HÖNNINGER et al., « Femtosecond Yb :YAG laser using semiconductor saturable absorbers », in : *Optics Letters* 20.23 (1995), p. 2402-2404.
- [30] B. WILLENBERG et al., « Femtosecond dual-comb Yb :CaF₂ laser from a single free-running polarization-multiplexed cavity for optical sampling applications », in : *Opt. Express* 28.20 (2020), p. 30275-30288.
- [31] N. MODSCHING et al., « High-power dual-comb thin-disk laser oscillator for fast high-resolution spectroscopy », in : *Opt. Express* 29.10 (2021), p. 15104-15113.
- [32] Paul-Henri HAUMESSER et al., « Czochralski growth of six Yb-doped double borate and silicate laser materials », in : *Journal of crystal growth* 233.1-2 (2001), p. 233-242.
- [33] Elena CASTELLANO-HERNANDEZ et al., « Na modification of lanthanide doped Ca₃Nb_{1.5}Ga_{3.5}O₁₂-type laser garnets : Czochralski crystal growth and characterization », in : *Crystal Growth & Design* 16.3 (2016), p. 1480-1491.
- [34] Lauren GUILLEMOT, « Etude de la transition 3H₄-> 3H₅ de l'ion Tm³⁺ pour une émission laser moyen infrarouge (entre 2 et 3μm) », thèse de doct., Normandie Université, 2021.
- [35] Jumpei UEDA, « Analysis of optoelectronic properties and development of new persistent phosphor in Ce³⁺-doped garnet ceramics », in : *Journal of the Ceramic Society of Japan* 123.1444 (2015), p. 1059-1064.
- [36] Willis E LAMB JR, « Theory of an optical maser », in : *Physical review* 134.6A (1964), A1429.
- [37] Hendrik DE LANG, « Polarization properties of optical resonators passive and active », in : *Utrecht : Rijksuniversitaet* (1920).
- [38] Howard GREENSTEIN, « Some properties of a Zeeman laser with anisotropic mirrors », in : *Physical Review* 178.2 (1969), p. 585.
- [39] Albert LE FLOCH et Roger LE NAOUR, « Polarization Effects in Zeeman Lasers with x- y-Type Loss Anisotropies », in : *Physical Review A* 4.1 (1971), p. 290.

-
- [40] Albert LE FLOCH, « Théorie spatiale vectorielle des lasers anisotropes. Vérification expérimentale pour un laser Zeeman et par spectroscopie de polarisation du milieu actif. Quelques applications », thèse de doct., Éditeur inconnu, 1977.
- [41] R CLARK JONES, « A new calculus for the treatment of optical systems. IV. », in : *Journal of the Optical Society of America* 32.8 (1942), p. 486-493.
- [42] Marc BRUNEL et al., « Modal analysis of polarization self-modulated lasers », in : *Physical Review A* 55.2 (1997), p. 1391.
- [43] Marc VALLET et al., « Theoretical and experimental study of eigenstate locking in polarization self-modulated lasers », in : *Physical Review A* 56.6 (1997), p. 5121.
- [44] Viktor EVTUHOV et Anthony E SIEGMAN, « A “twisted-mode” technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity », in : *Applied Optics* 4.1 (1965), p. 142-143.
- [45] Adelbert OWYOUNG et Peter ESHERICK, « Stress-induced tuning of a diode-laser-excited monolithic Nd : YAG laser », in : *Optics letters* 12.12 (1987), p. 999-1001.
- [46] GW BAXTER et al., « Dual-polarization frequency-modulated laser source », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 8.8 (1996), p. 1015-1017.
- [47] Marc BRUNEL, Fabien BRETENAKER et Albert LE FLOCH, « Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates », in : *Optics Letters* 22.6 (1997), p. 384-386.
- [48] Medhi ALOUINI et al., « Offset phase locking of Er, Yb : glass laser eigenstates for RF photonics applications », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 13.4 (2001), p. 367-369.
- [49] Fabien BRETENAKER et al., « Mean-field laser magnetometry », in : *Physical review letters* 69.6 (1992), p. 909.
- [50] Jean-Charles COTTEVERTE et al., « Laser magnetometer measurement of the natural remanent magnetization of rocks », in : *Applied physics letters* 70.23 (1997), p. 3075-3077.
- [51] D JACOB et al., « Quasi-critical coupling between spatially resolved laser eigenstates : a novel approach to the measurement of intracavity absorption », in : *JOSA B* 12.10 (1995), p. 1843-1849.

-
- [52] D JACOB et al., « Measurement of the carbon isotopic composition of methane using helicoidal laser eigenstates », in : *Journal de Physique I* 6.6 (1996), p. 771-781.
- [53] Marc VALLET et al., « Ring-laser gyro with spatially resolved eigenstates », in : *Optics letters* 19.16 (1994), p. 1219-1221.
- [54] Ngoc Diep LAI, Fabien BRETENAKER et Michel BRUNEL, « Coherence of pulsed microwave signals carried by two-frequency solid-state lasers », in : *Journal of Lightwave Technology* 21 (2003), p. 3037-3042.
- [55] Loic MORVAN et al., « Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar : a preliminary study. », in : *Applied optics* 41 27 (2002), p. 5702-12.
- [56] Jérémie THÉVENIN, Marc VALLET et Marc BRUNEL, « Dual-polarization mode-locked Nd : YAG laser », in : *Optics Letters* 37.14 (2012), p. 2859-2861.
- [57] Theodor W. HÄNSCH, « Passion for Precision (Nobel Lecture) », in : *ChemPhysChem* 7 (2006), p. 1170-1187.
- [58] John L. HALL, « Nobel Lecture : Defining and measuring optical frequencies », in : *Reviews of Modern Physics* 78 (2006), p. 1279-1295.
- [59] Theodor W. HÄNSCH et Nathalie PICQUÉ, « Laser Spectroscopy and Frequency Combs », in : *Journal of Physics : Conference Series* 467 (2013), p. 012001.
- [60] Tara M. FORTIER et Esther BAUMANN, « 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications », in : *Communications Physics* 2 (2019).
- [61] Michele GIUNTA et al., « 20 Years and 20 Decimal Digits : A Journey With Optical Frequency Combs », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 31 (2019), p. 1898-1901.
- [62] Joerg REICHERT et al., « Measuring the frequency of light with mode-locked lasers », in : *Optics communications* 172.1-6 (1999), p. 59-68.
- [63] Th UDEM et al., « Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser », in : *Optics letters* 24.13 (1999), p. 881-883.
- [64] PF CURLEY et AI FERGUSON, « Actively mode-locked Ti : sapphire laser producing transform-limited pulses of 150-fs duration », in : *Optics letters* 16.13 (1991), p. 1016-1018.

-
- [65] James D KAFKA, Michael L WATTS et J-WJ PIETERSE, « Picosecond and femto-second pulse generation in a regeneratively mode-locked Ti : sapphire laser », in : *IEEE journal of quantum electronics* 28.10 (1992), p. 2151-2162.
- [66] U KELLER et al., « 53 ps pulses at 1.32 μ m from a harmonic mode-locked Nd : YAG laser », in : *IEEE journal of quantum electronics* 24.2 (1988), p. 427-430.
- [67] Timothy J CARRIG et al., « Mode-locked Cr 2+ : ZnSe laser », in : *Optics Letters* 25.3 (2000), p. 168-170.
- [68] GT MAKER et AI FERGUSON, « Frequency-modulation mode locking of a diode-pumped Nd : YAG laser », in : *Optics letters* 14.15 (1989), p. 788-790.
- [69] LR BROVELLI et al., « Antiresonant Fabry-Perot quantum-well modulator to actively modelock and synchronise solid-state lasers », in : *Electronics Letters* 31.5 (1995), p. 381-382.
- [70] Ursula KELLER, « Semiconductor nonlinearities for solid-state laser modelocking and Q-switching », in : *Semiconductors and Semimetals*, t. 59, Elsevier, 1998, p. 211-286.
- [71] GHC NEW, « Mode-locking of quasi-continuous lasers », in : *Optics Communications* 6.2 (1972), p. 188-192.
- [72] Hermann HAUS, « Theory of mode locking with a slow saturable absorber », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 11.9 (1975), p. 736-746.
- [73] Hermann A HAUS, « Theory of mode locking with a fast saturable absorber », in : *Journal of Applied Physics* 46.7 (1975), p. 3049-3058.
- [74] R PASCHOTTA et U KELLER, « Passive mode locking with slow saturable absorbers », in : *Applied Physics B* 73 (2001), p. 653-662.
- [75] ID JUNG et al., « Experimental verification of soliton mode locking using only a slow saturable absorber », in : *Optics letters* 20.18 (1995), p. 1892-1894.
- [76] David E SPENCE, P Np KEAN et Wilson SIBBETT, « 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti : sapphire laser », in : *Optics letters* 16.1 (1991), p. 42-44.
- [77] U KELLER et al., « Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti : sapphire laser », in : *Optics letters* 16.13 (1991), p. 1022-1024.

-
- [78] Daniel K NEGUS et al., « Sub-100 femtosecond pulse generation by Kerr lens mode-locking in Ti : Al₂O₃ », in : *Advanced Solid State Lasers*, Optica Publishing Group, 1991, SPL7.
- [79] Francois SALIN, Jeff SQUIER et Michel PICHE, « Mode locking of Ti : Al₂O₃ lasers and self-focusing : a Gaussian approximation », in : *Optics letters* 16.21 (1991), p. 1674-1676.
- [80] U KELLER, « Ultrafast solid-state laser oscillators : a success story for the last 20 years with no end in sight », in : *Applied Physics B* 100 (2010), p. 15-28.
- [81] U KELLER et al., « Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd : YLF lasers : an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber », in : *Optics letters* 17.7 (1992), p. 505-507.
- [82] LR BROVELLI et al., « Self-starting soliton modelocked Ti-sapphire laser using a thin semiconductor saturable absorber », in : *Electronics Letters* 31.4 (1995), p. 287-289.
- [83] ID JUNG et al., « Scaling of the antiresonant Fabry–Perot saturable absorber design toward a thin saturable absorber », in : *Optics letters* 20.14 (1995), p. 1559-1561.
- [84] Pascal DEL’HAYE et al., « Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator », in : *Nature* 450 (2007), p. 1214-1217.
- [85] Guoping LIN, Aurélien COILLET et Yanne Kouomou CHEMBO, « Nonlinear photonics with high-Q whispering-gallery-mode resonators », in : *Advances in Optics and Photonics* 9 (2017), p. 828-890.
- [86] Alessia PASQUAZI et al., « Micro-combs : A novel generation of optical sources », in : *Physics Reports* 729 (2017), p. 1-81.
- [87] Tobias J. KIPPENBERG et al., « Dissipative Kerr solitons in optical microresonators », in : *Science* 361 (2018).
- [88] Alexandre PARRIAUX, Kamal HAMMANI et Guy MILLOT, « Electro-optic frequency combs », in : *Adv. Opt. Photon.* 12.1 (mars 2020), p. 223-287, DOI : [10.1364/AOP.382052](https://doi.org/10.1364/AOP.382052), URL : <https://opg.optica.org/aop/abstract.cfm?URI=aop-12-1-223>.
- [89] Pascal DEL’HAYE et al., « Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator », in : *Nature* 450.7173 (2007), p. 1214-1217.

-
- [90] Samuel CHOI et al., « Supercontinuum Comb Generation Using Optical Pulse Synthesizer and Highly Nonlinear Dispersion-Shifted Fiber », in : *Japanese Journal of Applied Physics* 48 (2009), 09LF01.
- [91] Hongzhi YANG et al., « Pulse doublets generated by a frequency-shifting loop containing an electro-optic amplitude modulator », in : *Opt. Express* 27.13 (juin 2019), p. 18766-18775, DOI : [10.1364/OE.27.018766](https://doi.org/10.1364/OE.27.018766), URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?URI=oe-27-13-18766>.
- [92] Vicente DURÁN, Côme SCHNÉBELIN et Hugues Guillet de CHATELLUS, « Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs. », in : *Optics express* 26 11 (2018), p. 13800-13809.
- [93] Tao CHEN et al., « Frequency-stepped pulse train generation in an amplified frequency-shifted loop for oxygen A-band spectroscopy », in : *Optics Express* 26.26 (2018), p. 34753-34762.
- [94] Md Imrul KAYES et Martin ROCHETTE, « Optical frequency comb generation with ultra-narrow spectral lines. », in : *Optics letters* 42 14 (2017), p. 2718-2721.
- [95] Hiroshi MURATA et al., « Optical pulse generation by electrooptic-modulation method and its application to integrated ultrashort pulse generators », in : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000), p. 1325-1331.
- [96] Evgeny MYSLIVETS et al., « Generation of wideband frequency combs by continuous-wave seeding of multistage mixers with synthesized dispersion. », in : *Optics express* 20 3 (2012), p. 3331-44.
- [97] A. ANTIKAINEN et Govind P. AGRAWAL, « Dual-pump frequency comb generation in normally dispersive optical fibers », in : *Journal of The Optical Society of America B-optical Physics* 32 (2015), p. 1705-1711.
- [98] Maciej KOWALCZYK et al., « Dual-comb femtosecond solid-state laser with inherent polarization-multiplexing », in : *Laser & Photonics Reviews* 15.8 (2021), p. 2000441.
- [99] Jacob NÜRNBERG et al., « Dual-comb ranging with frequency combs from single cavity free-running laser oscillators », in : *Optics Express* 29.16 (2021), p. 24910-24918.

-
- [100] Ruoyu LIAO et al., « Dual-comb generation from a single laser source : principles and spectroscopic applications towards mid-IR—A review », in : *Journal of Physics : Photonics* 2.4 (2020), p. 042006.
- [101] Justinas PUPEIKIS et al., « Spatially multiplexed single-cavity dual-comb laser », in : *Optica* 9.7 (2022), p. 713-716.
- [102] Carolin Patrizia BAUER et al., « Dual-comb optical parametric oscillator in the mid-infrared based on a single free-running cavity », in : *Optics Express* 30.11 (2022), p. 19904-19921.
- [103] Ian CODDINGTON, Nathan NEWBURY et William SWANN, « Dual-comb spectroscopy », in : *Optica* 3.4 (2016), p. 414-426.
- [104] Fritz KEILMANN, Christoph GOHLE et Ronald HOLZWARTH, « Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer », in : *Optics letters* 29.13 (2004), p. 1542-1544.
- [105] Vladislav GERGINOV et al., « High-resolution spectroscopy with a femtosecond laser frequency comb », in : *Optics Letters* 30.13 (2005), p. 1734-1736.
- [106] Julien MANDON, Guy GUELACHVILI et Nathalie PICQUÉ, « Fourier transform spectroscopy with a laser frequency comb », in : *Nature Photonics* 3.2 (2009), p. 99-102.
- [107] Ruoyu LIAO et al., « Dual-comb generation from a single laser source : principles and spectroscopic applications towards mid-IR—A review », in : *Journal of Physics : Photonics* 2 (2020).
- [108] Maciej KOWALCZYK et al., « Dual-comb Generation from a Simple Single-cavity Mode-locked Bulk Laser », in : *Advanced Solid State Lasers*, Optica Publishing Group, 2020, AF1A-4.
- [109] Chenghong ZHANG et al., « Recent Advances and Outlook in Single-Cavity Dual Comb Lasers », in : *Photonics* (2023), URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:257071147>.
- [110] Nathalie PICQUÉ et Theodor W HÄNSCH, « Frequency comb spectroscopy », in : *Nature Photonics* 13.3 (2019), p. 146-157.
- [111] Albert SCHLIESSER et al., « Frequency-comb infrared spectrometer for rapid, remote chemical sensing », in : *Optics express* 13.22 (2005), p. 9029-9038.

-
- [112] S SCHILLER, « Spectrometry with frequency combs », in : *Optics letters* 27.9 (2002), p. 766-768.
- [113] Ian CODDINGTON, William C SWANN et Nathan R NEWBURY, « Coherent multi-heterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs », in : *Physical Review Letters* 100.1 (2008), p. 013902.
- [114] Birgitta BERNHARDT et al., « Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy », in : *Nature photonics* 4.1 (2010), p. 55-57.
- [115] Ursula KELLER, « Dual comb modelocking with spectroscopy and lidar applications », in : *Frontiers in Ultrafast Optics : Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XXI*, t. 11676, SPIE, 2021, p. 1167603.
- [116] Xin ZHAO, Yasui TAKESHI et Zheng ZHENG, « Dual frequency comb metrology with one fiber laser », in : *Real-time Photonic Measurements, Data Management, and Processing II*, t. 10026, SPIE, 2016, p. 49-54.
- [117] Anthony KLEE et al., « Dual-comb metrology for semiconductor optical frequency comb characterization », in : *CLEO : Science and Innovations*, Optica Publishing Group, 2013, CTu2I-2.
- [118] Eiji HASE et al., « Scan-less confocal phase imaging based on dual-comb microscopy », in : *Optica* 5.5 (2018), p. 634-643.
- [119] Chao WANG et al., « Line-scan spectrum-encoded imaging by dual-comb interferometry », in : *Optics Letters* 43.7 (2018), p. 1606-1609.
- [120] Takahiko MIZUNO et al., « Computationally image-corrected dual-comb microscopy with a free-running single-cavity dual-comb fiber laser », in : *Optics Express* 29.4 (2021), p. 5018-5032.
- [121] Albrecht BARTELS et al., « Ultrafast time-domain spectroscopy based on high-speed asynchronous optical sampling », in : *Review of Scientific Instruments* 78.3 (2007).
- [122] Hao HU et Leif K OXENLØWE, « Chip-based optical frequency combs for high-capacity optical communications », in : *Nanophotonics* 10.5 (2021), p. 1367-1385.
- [123] Justin K ALEXANDER et al., « Integrated dual optical frequency comb source », in : *Optics Express* 28.11 (2020), p. 16900-16906.

-
- [124] Pedro MARTÍN-MATEOS et al., « Optical Communication Components Characterization using Electro-Optic Dual-Combs », in : *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Optica Publishing Group, 2016, AM2J.5, DOI : [10.1364/CLEO_AT.2016.AM2J.5](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2016.AM2J.5), URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=CLEO_AT-2016-AM2J.5.
- [125] Borja JEREZ et al., « Dual optical frequency comb architecture with capabilities from visible to mid-infrared », in : *Optics Express* 24.13 (2016), p. 14986-14994.
- [126] Vicente DURÁN, Peter A ANDREKSON et al., « Electro-optic dual-comb interferometry over 40 nm bandwidth », in : *Optics Letters* 41.18 (2016), p. 4190-4193.
- [127] T NISHIKAWA et al., « Broadband Dual-comb Spectroscopy with Cascaded-electro-optic-modulator-based Frequency Combs », in : *CLEO : Science and Innovations*, Optica Publishing Group, 2015, SW3G-2.
- [128] Dmitriy L AYBATOV, Oleg G MOROZOV et Tagir S SADEEV, « Dual port MZM based optical comb generator for all-optical microwave photonic devices », in : *Optical Technologies for Telecommunications 2010*, t. 7992, SPIE, 2011, p. 11-18.
- [129] Joohyung LEE et al., « Absolute distance measurement by dual-comb interferometry with adjustable synthetic wavelength », in : *Measurement Science and Technology* 24.4 (2013), p. 045201.
- [130] Zebin ZHU et al., « Synthetic-wavelength-based dual-comb interferometry for fast and precise absolute distance measurement », in : *Optics express* 26.5 (2018), p. 5747-5757.
- [131] Tze-An LIU, Nathan R NEWBURY et Ian CODDINGTON, « Sub-micron absolute distance measurements in sub-millisecond times with dual free-running femtosecond Er fiber-lasers », in : *Optics Express* 19.19 (2011), p. 18501-18509.
- [132] RK JAIN et JP HERITAGE, « Generation of synchronized cw trains of picosecond pulses at two independently tunable wavelengths », in : *Applied Physics Letters* 32.1 (1978), p. 41-44.
- [133] Paul A ELZINGA et al., « Pump/probe method for fast analysis of visible spectral signatures utilizing asynchronous optical sampling », in : *Applied optics* 26.19 (1987), p. 4303-4309.
- [134] JM EVANS et al., « Dual-wavelength self-mode-locked Ti : sapphire laser », in : *Optics letters* 18.13 (1993), p. 1074-1076.

-
- [135] A LEITENSTORFER, C FÜRST et A LAUBEREAU, « Widely tunable two-color mode-locked Ti : sapphire laser with pulse jitter of less than 2 fs », in : *Optics letters* 20.8 (1995), p. 916-918.
- [136] Harald R TELLE et al., « Carrier-envelope offset phase control : A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation », in : *Applied Physics B* 69 (1999), p. 327-332.
- [137] A APOLONSKI et al., « Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses », in : *Physical Review Letters* 85.4 (2000), p. 740.
- [138] David J JONES et al., « Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis », in : *Science* 288.5466 (2000), p. 635-639.
- [139] Sandro M LINK et al., « Dual-comb modelocked laser », in : *Optics Express* 23.5 (2015), p. 5521-5531.
- [140] Sandro M LINK, Alexander KLENNER et Ursula KELLER, « Dual-comb modelocked lasers : semiconductor saturable absorber mirror decouples noise stabilization », in : *Optics Express* 24.3 (2016), p. 1889-1902.
- [141] Sandro M LINK et al., « Dual-comb spectroscopy of water vapor with a free-running semiconductor disk laser », in : *Science* 356.6343 (2017), p. 1164-1168.
- [142] Jacob NÜRNBERG et al., « An unstabilized femtosecond semiconductor laser for dual-comb spectroscopy of acetylene », in : *Optics express* 27.3 (2019), p. 3190-3199.
- [143] Marc BRUNEL et al., « High-spectral purity RF beat note generated by a two-frequency solid-state laser in a dual thermo-optic and electro-optic phase-locked loop », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 16.3 (2004), p. 870-872.
- [144] Herman AKAGLA et al., « Control of the bipolarization emission of an Yb : YAG laser by the orientation of the pump polarization », in : *Optics Letters* 48.3 (2023), p. 700-703.
- [145] P LACOVARA et al., « Room-temperature diode-pumped Yb : YAG laser », in : *Optics letters* 16.14 (1991), p. 1089-1091.
- [146] JT LIN et MY YAO, « Polarization control of diode-pumped Nd : YAG by external fields at various pumping wavelengths », in : *High Power and Solid State Lasers II*, t. 1040, SPIE, 1989, p. 103-108.

-
- [147] M. BERGEON, thèse de doct., Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 1996.
- [148] R DALGLIESH, AD MAY et G STEPHAN, « Polarization states of a single-mode (microchip) Nd/sup 3+ : YAG laser. I. Theory », in : *IEEE journal of quantum electronics* 34.8 (1998), p. 1485-1492.
- [149] Nikolai V KRAVTSOV, Evgenii Grigorevich LARIONTSEV et Nikolai I NAUMKIN, « Dependence of polarisation of radiation of a linear Nd : YAG laser on the pump radiation polarisation », in : *Quantum Electronics* 34.9 (2004), p. 839.
- [150] Géraud BOUWMANS, Bernard SÉGARD et Pierre GLORIEUX, « Polarisation dynamics of monomode Nd³⁺ :YAG lasers with Cr⁴⁺ saturable absorber : influence of the pump polarisation », in : *Optics Communications* 196.1-6 (2001), p. 257-268.
- [151] G. VERSCHAFFELT et al., « Delayed polarization dynamics in Nd³⁺-doped yttrium-aluminum-garnet lasers », in : *Phys. Rev. A* 77.6 (2008), p. 063801.
- [152] Kenju OTSUKA et Takayuki OHTOMO, « Polarization properties of laser-diode-pumped micro-grained Nd : YAG ceramic lasers », in : *Laser Physics Letters* 5.9 (2008), p. 659-663.
- [153] Kenju OTSUKA, « Polarization-dependent intensity noise in a microchip solid-state laser with spatially coherent polarization vector fields », in : *Optics Letters* 37.20 (2012), p. 4287-4289.
- [154] Kenju OTSUKA et Shu-Chun CHU, « Microchip solid-state cylindrical vector lasers with orthogonally polarized dual laser-diode end pumping », in : *Optics Letters* 38.9 (2013), p. 1434-1436.
- [155] Shaohui ZHANG, Yidong TAN et Shulian ZHANG, « Effect of gain and loss anisotropy on polarization dynamics in Nd : YAG microchip lasers », in : *Journal of Optics* 17.4 (2015), p. 045703.
- [156] Hao CHEN, Shulian ZHANG et Yidong TAN, « Effect of pump polarization direction on power characteristics in monolithic microchip Nd : YAG dual-frequency laser », in : *Applied Optics* 55.11 (2016), p. 2858-2862.
- [157] Jin Tong LIN et William A GAMBLING, « Polarisation effects in fibre lasers : phenomena, theory and applications », in : *Proceedings of SPIE* 1373 (1990), p. 42-53.

-
- [158] S. BIELAWSKI, D. DEROZIER et P. GLORIEUX, « Antiphase dynamics and polarization effects in the Nd-doped fiber laser », in : *Physical Review A* 46.5 (1992), p. 2811.
- [159] R. LENEERS, PL. FRANÇOIS et G. STEPHAN, « Simultaneous effects of gain and loss anisotropies on the thresholds of a bipolarization fiber laser », in : *Optics Letters* 19.4 (1994), p. 275-277.
- [160] Pavel A KHANDOKHIN et al., « Low-frequency dynamics of a class B laser with two elliptically polarised modes », in : *Quantum Electronics* 28.6 (1998), p. 502.
- [161] Jian MA et Jun DONG, in : *Advances in Optical Materials*, Optica Publishing Group, 2011, ATuB27, DOI : [10.1364/ASSP.2011.ATuB27](https://doi.org/10.1364/ASSP.2011.ATuB27), URL : <http://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ASSP-2011-ATuB27>.
- [162] E. LACOT, F. STOECKEL et M. CHENEVIER, « Dynamics of an erbium-doped fiber laser », in : *Physical Review A* 49.5 (1994), p. 3997.
- [163] Marc BRUNEL et al., « Experimental and theoretical study of longitudinally monomode vectorial solid-state lasers », in : *Physical Review A* 59.1 (1999), p. 831.
- [164] T. CHARTIER, F. SANCHEZ et G. STÉPHAN, « General model for a multimode Nd-doped fiber laser. I : Construction of the model », in : *Appl. Phys. B* 70.1 (2000), p. 23-31.
- [165] Syamsundar DE et al., « Theoretical and experimental analysis of intensity noise correlations in an optically pumped, dual-frequency Nd :YAG laser », in : *Journal of the Optical Society of America B* 30.11 (2013), p. 2830-2839.
- [166] Vincent PETIT et al., « Spectroscopy of Yb 3+ : CaF 2 : From isolated centers to clusters », in : *Physical Review B* 78.8 (2008), p. 085131.
- [167] ML FALIN et al., « EPR and optical spectroscopy of Yb3+ ions in CaF2 and SrF2 », in : *Journal of luminescence* 102 (2003), p. 239-242.
- [168] VV BALASHOV et al., « Comparative study of LuxY1-xAG (x= 0.. 1) laser ceramics doped with 5% Yb3+ », in : *Ceramics International* 48.5 (2022), p. 6294-6301.
- [169] Angela PIRRI et al., « High efficiency laser action in mildly doped Yb : LuYAG ceramics », in : *Optical Materials* 73 (2017), p. 312-318.
- [170] Shuhui LV et al., « Diode-pumped continuous-wave dual-wavelength and Q-switched Yb : LuYAG lasers », in : *Optics Communications* 478 (2021), p. 126356.

-
- [171] Duward F SHRIVER et Mr Peter William ATKINS, *Chimie inorganique*, De Boeck Supérieur, 2001.
- [172] Alexander A KAMINSKII, *Laser crystals : their physics and properties*, t. 14, Springer, 2013.
- [173] TY FAN, « Quasi-three-level lasers », in : *Solid State Lasers : New Developments and Applications*, Springer, 1993, p. 189-203.
- [174] Laura D DELOACH et al., « Evaluation of absorption and emission properties of Yb/sup 3+/doped crystals for laser applications », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.4 (1993), p. 1179-1191.
- [175] Huaijin ZHANG et al., « Spectroscopic properties and continuous-wave laser operation of a new disordered crystal : Yb-doped CNGG », in : *Optics Express* 15.15 (2007), p. 9464-9469.
- [176] Andreas SCHMIDT et al., « Passive mode-locking of the Yb : CNGG laser », in : *Optics communications* 283.4 (2010), p. 567-569.
- [177] Łukasz DOBRZYCKI et al., « Structure of YAG crystals doped/substituted with erbium and ytterbium », in : *Inorganic chemistry* 43.24 (2004), p. 7656-7664.
- [178] Mikayel ARZAKANTSYAN, « Yb : YAG laser crystals with controlled doping distribution », thèse de doct., Ecole Polytechnique X, 2013.
- [179] Romain GAUMÉ et al., « A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals », in : *Applied physics letters* 83.7 (2003), p. 1355-1357.
- [180] Sami SLIMI et al., « Growth, Structure, Spectroscopy, and Laser Operation of a “Mixed” Yb:(Y, Lu) $3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ Garnet Crystal », in : *Crystals* 13.11 (2023), p. 1588.
- [181] Ferdinand EULER et Jane A BRUCE, « Oxygen coordinates of compounds with garnet structure », in : *Acta Crystallographica* 19.6 (1965), p. 971-978.
- [182] KL OVANESYAN et al., « Optical dispersion and thermal expansion of garnets Lu $3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, Er $3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, Y $3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ », in : *Izv. Akad. Nauk SSSR, Neorg. Mater* 17.3 (1981), p. 459-462.
- [183] Glen A SLACK et DW OLIVER, « Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions », in : *Physical Review B* 4.2 (1971), p. 592.

-
- [184] AG PETROSYAN, « Crystal growth of laser oxides in the vertical Bridgman configuration », in : *Journal of crystal growth* 139.3-4 (1994), p. 372-392.
- [185] Sami SLIMI et al., « Cryogenic laser operation of a “mixed” Yb : LuYAG garnet crystal », in : *Applied Physics B* 129.4 (2023), p. 57.
- [186] AA KAMINSKII et al., « Crystal structure and spectral luminescence properties of the cation-deficient garnet Ca₃(Nb, Ga)₂Ga₃O₁₂-Nd³⁺ », in : *Inorganic Materials* 22.7 (1986), p. 927-936.
- [187] Kiyoshi SHIMAMURA et al., « Growth and characterization of calcium niobium gallium garnet (CNGG) single crystals for laser applications », in : *Journal of crystal growth* 128.1-4 (1993), p. 1021-1024.
- [188] Kenta NAITO et al., « Efficient laser-diode-pumped neodymium-doped calcium–niobium–gallium–garnet laser », in : *Applied optics* 32.36 (1993), p. 7387-7390.
- [189] Yuangeng ZHANG et al., « Diode-pumped SESAM mode-locked Yb : CLNGG laser », in : *Optics & Laser Technology* 69 (2015), p. 144-147.
- [190] Jie MA et al., « Generation of sub-50fs soliton pulses from a mode-locked Yb, Na : CNGG disordered crystal laser », in : *Optics Express* 25.13 (2017), p. 14968-14973.
- [191] Yicheng WANG et al., « 78-fs pulses from a SWCNTs mode-locked Tm : CLNGG disordered garnet crystal laser », in : *2018 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*, IEEE, 2018, p. 1-2.
- [192] Yicheng WANG et al., « 73-fs SESAM mode-locked Tm, Ho : CNGG laser at 2061 nm », in : *Solid State Lasers XXIX : Technology and Devices*, t. 11259, SPIE, 2020, p. 426-431.
- [193] Wikimedia COMMONS, *File :Fluorite Structure.jpg* — *Wikimedia Commons, the free media repository*, [Online ; accessed 5-April-2024], 2022, URL : https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Fluorite_Structure.jpg&oldid=645647068%7D.
- [194] RC DUNCAN et ZJ KISS, « Continuously operating CaF₂ : Tm²⁺ optical maser », in : *Applied Physics Letters* 3.2 (1963), p. 23-24.
- [195] RJ KEYES et TM QUIST, « Injection luminescent pumping of CaF₂ : U³⁺ with GaAs diode lasers », in : *Applied Physics Letters* 4.3 (1964), p. 50-52.

-
- [196] Stéphanie RENARD, « Synthèse, spectroscopie sélective et fonctionnement laser de CaF₂ : Tm³⁺ sous forme massive et en couches minces », thèse de doct., Caen, 2005.
- [197] Alexandra PEÑA et al., « Yb : CaF₂ grown by liquid phase epitaxy », in : *Optical Materials* 33.11 (2011), p. 1616-1620.
- [198] LE BAUSA et al., « CaF₂ : Er³⁺ molecular beam epitaxial layers as optical waveguides », in : *Applied physics letters* 68.23 (1996), p. 3242-3244.
- [199] A HOLLEMAN, E WIBERG et N WIBERG, « Inorganic Chemistry (Translated by Eagleson, M, Brewer, W) », in : (2001).
- [200] Norman Neill GREENWOOD et Alan EARNSHAW, *Chemistry of the Elements*, Elsevier, 2012.
- [201] Irving H MALITSON, « A redetermination of some optical properties of calcium fluoride », in : *Applied Optics* 2.11 (1963), p. 1103-1107.
- [202] Glen A SLACK, « Thermal conductivity of Ca F₂, Mn F₂, Co F₂, and Zn F₂ crystals », in : *Physical Review* 122.5 (1961), p. 1451.
- [203] W HAYES, *Crystals with the Fluorite Structure : Electronic, Vibrational, and Defect Properties*, Clarendon, 1974.
- [204] CRA CATLOW et al., « Direct observations of the dopant environment in fluorites using EXAFS », in : *Nature* 312.5995 (1984), p. 601-604.
- [205] G LENIEC, SM KACZMAREK et G BOULON, « EPR and optical properties of CaF₂ : Yb single crystals », in : *Lasers and Applications*, t. 5958, SPIE, 2005, p. 531-540.
- [206] Masahiko ITO et al., « Crystal growth, Yb³⁺ spectroscopy, concentration quenching analysis and potentiality of laser emission in Ca_{1-x}Yb_xF₂ », in : *Journal of Physics : Condensed Matter* 16.8 (2004), p. 1501.
- [207] Pavel LOIKO et al., « Ytterbium calcium fluoride waveguide laser », in : *Optics Express* 27.9 (2019), p. 12647-12658.
- [208] WA CLARKSON, « Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers », in : *Journal of Physics D : Applied Physics* 34.16 (2001), p. 2381.
- [209] Yet-ful TSAY, Bernard BENDOW et Shashanka S MITRA, « Theory of the temperature derivative of the refractive index in transparent crystals », in : *Physical Review B* 8.6 (1973), p. 2688.

-
- [210] J SHANKER, GG AGRAWAL et N DUTT, « Electronic polarizabilities and photoelastic behaviour of ionic crystals », in : *physica status solidi (b)* 138.1 (1986), p. 9-30.
- [211] Howard COKER, « The electronic strain polarizability constants of the alkali halides », in : *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 40.12 (1979), p. 1079-1088.
- [212] Bruce W WOODS et al., « Thermomechanical and thermo-optical properties of the LiCaAlF₆ : Cr³⁺ laser material », in : *JOSA B* 8.5 (1991), p. 970-977.
- [213] ME INNOCENZI et al., « Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers », in : *Applied Physics Letters* 56.19 (1990), p. 1831-1833.
- [214] M. BRUNEL, A. AMON et M. VALLET, « Dual-polarization microchip laser at 1.53 μm », in : *Opt. Lett.* 30.18 (2005), p. 2418-2420.
- [215] A DEL CORNO et al., « Active-passive mode-locked Nd : YAG laser with passive negative feedback », in : *Optics letters* 15.13 (1990), p. 734-736.
- [216] Antoniangelo AGNESI et al., « High-power diode-pumped picosecond Nd³⁺ : YVO₄ laser », in : *Optics Letters* 22.21 (1997), p. 1645-1647.
- [217] Herman A HAUS, « Mode-locking of lasers », in : *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 6.6 (2000), p. 1173-1185.
- [218] Shu NAMIKI et al., « Energy rate equations for mode-locked lasers », in : *Journal of the Optical Society of America B* 14.8 (1997), p. 2099-2111.
- [219] WH LOH, Y OZEKI et Chung L TANG, « High-frequency polarization self-modulation and chaotic phenomena in external cavity semiconductor lasers », in : *Applied Physics Letters* 56.26 (1990), p. 2613-2615.
- [220] Steven CUNDIFF, B COLLINGS et Wayne KNOX, « Polarization locking in an isotropic, modelocked soliton Er/Yb fiber laser », in : *Optics Express* 1.1 (1997), p. 12-21.
- [221] Govind P AGRAWAL, « Nonlinear fiber optics », in : *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, Springer, 2000, p. 195-211.
- [222] LM ZHAO et al., « Coexistence of polarization-locked and polarization-rotating vector solitons in a fiber laser with SESAM », in : *Optics Letters* 34.20 (2009), p. 3059-3061.

-
- [223] Steven T CUNDIFF, Brandon C COLLINGS et Keren BERGMAN, « Polarization locked vector solitons and axis instability in optical fiber », in : *Chaos : An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science* 10.3 (2000), p. 613-624.
- [224] Klaus HARTINGER et Randy A BARTELS, « Pulse polarization splitting in a transient wave plate », in : *Optics letters* 31.23 (2006), p. 3526-3528.
- [225] Arthur L SMIRL, X CHEN et O BUCCAFUSCA, « Ultrafast time-resolved quantum beats in the polarization state of coherent emission from quantum wells », in : *Optics letters* 23.14 (1998), p. 1120-1122.
- [226] Kunihito HOKI, Masahiro YAMAKI et Yuichi FUJIMURA, « Chiral molecular motors driven by a nonhelical laser pulse », in : *Angewandte Chemie International Edition* 42.26 (2003), p. 2976-2978.
- [227] Masahiro YAMAKI et al., « Quantum control of a chiral molecular motor driven by femtosecond laser pulses : Mechanisms of regular and reverse rotations », in : *Chemical Physics* 347.1-3 (2008), p. 272-278.
- [228] R Clark JONES, « A new calculus for the treatment of optical systems. i. description and discussion of the calculus », in : *Josa* 31.7 (1941), p. 488-493.
- [229] R Clark JONES, « A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-matrices », in : *Journal of the Optical Society of America* 38.8 (1948), p. 671-685.
- [230] R Clark JONES, « New calculus for the treatment of optical systems. VIII. Electromagnetic theory », in : *Journal of the Optical Society of America* 46.2 (1956), p. 126-131.
- [231] Alfred KASTLER, « Champ lumineux stationnaire à structure hélicoïdale dans une cavité laser. possibilité d'imprimer cette structure hélicoïdale à un milieu matériel », in : *Compte-rendu de l'Académie des Sciences B* 271 (1970), p. 999.
- [232] Albert LE FLOCH et Guy STEPHAN, « La condition de résonance dans les lasers anisotropes contenant des lames biréfringentes », in : *CR Acad. Sci. B* 277 (1973), p. 265-268.
- [233] Jérémie THÉVENIN, « Accrochages de fréquences dans les lasers vectoriels à état solide : étude du verrouillage de modes passif et de la réinjection décalée en fréquence », 2012REN1S126, thèse de doct., 2012, 1 vol. (146 p.) URL : <http://www.theses.fr/2012REN1S126>.

-
- [234] Ursula KELLER et al., « Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers », in : *IEEE Journal of selected topics in QUANTUM ELECTRONICS* 2.3 (1996), p. 435-453.
- [235] U. KELLER, « Ultrafast Solid-State Lasers », in : *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe*, Optica Publishing Group, 2000, CMB3, URL : https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=CLEO_Europe-2000-CMB3.
- [236] Ursula KELLER, « Recent developments in compact ultrafast lasers », in : *nature* 424.6950 (2003), p. 831-838.
- [237] Ursula KELLER, « Optical Frequency Comb from Modelocked Lasers », in : *Ultrafast Lasers : A Comprehensive Introduction to Fundamental Principles with Practical Applications*, Springer, 2022, p. 639-702.
- [238] Eric W VAN STRYLAND et al., « Energy band-gap dependence of two-photon absorption », in : *Optics letters* 10.10 (1985), p. 490-492.
- [239] Clemens HÖNNINGER et al., « Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking », in : *JOSA B* 16.1 (1999), p. 46-56.
- [240] TR SCHIBLI et al., « Suppression of Q-switched mode locking and break-up into multiple pulses by inverse saturable absorption », in : *Applied Physics B* 70 (2000), S41-S49.
- [241] R GRANGE et al., « New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers », in : *Applied Physics B* 80 (2005), p. 151-158.
- [242] L KRÄINER et al., « Passively mode-locked Nd : YVO₄ laser with up to 13 GHz repetition rate », in : *Applied Physics B* 69 (1999), p. 245-247.
- [243] L KRÄINER et al., « Passively mode-locked picosecond lasers with up to 59 GHz repetition rate », in : *Applied physics letters* 77.14 (2000), p. 2104-2105.
- [244] Lukas KRÄINER et al., « Compact Nd : YVO₄/sub 4/lasers with pulse repetition rates up to 160 GHz », in : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 38.10 (2002), p. 1331-1338.
- [245] Andreas Ernst Heinz OEHLER et al., « Picosecond diode-pumped 1.5 μm Er, Yb : glass lasers operating at 10–100 GHz repetition rate », in : *Applied Physics B* 99 (2010), p. 53-62.

-
- [246] Guanhao WU et al., « Parameter optimization of a dual-comb ranging system by using a numerical simulation method », in : *Optics Express* 23.25 (2015), p. 32044-32053.
- [247] Marco GAULKE et al., « Gigahertz semiconductor laser at a center wavelength of 2 μm in single and dual-comb operation », in : *Optics Express* 32.1 (2024), p. 26-39.
- [248] Chenghong ZHANG et al., « Multiplexed dual combs in a bidirectional nanotube-mode-locked fiber laser », in : *Optics & Laser Technology* 168 (2024), p. 109865.
- [249] Weiqiang WANG et al., « Self-locked orthogonal polarized dual comb in a microresonator », in : *Photonics Research* 6.5 (2018), p. 363-367.
- [250] KP NAGARJUN et al., « Optical frequency comb based on nonlinear spectral broadening of a phase modulated comb source driven by dual offset locked carriers », in : *Optics Letters* 45.4 (2020), p. 893-896.
- [251] Vicente DURAN, Leo DJEVARHIDJIAN et Hugues Guillet de CHATELLUS, « Bidirectional frequency-shifting loop for dual-comb spectroscopy », in : *Optics letters* 44.15 (2019), p. 3789-3792.
- [252] Vicente DURÁN et al., « Dual electro-optic comb spectroscopy using a single pseudo-randomly driven modulator », in : *Optics Express* 30.14 (2022), p. 25103-25110.
- [253] Daniel KOENEN et al., « Single-cavity dual-comb Yb : CaF₂ laser pumped by a single-mode laser diode », in : *CLEO : Science and Innovations*, Optica Publishing Group, 2021, STu2E-4.
- [254] J OLSON et al., « Bi-directional mode-locked thulium fiber laser as a single-cavity dual-comb source », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 30.20 (2018), p. 1772-1775.
- [255] Zixuan DING et al., « Single-short-cavity dual-comb fiber laser with over 120 000 kHz repetition rate difference based on polarization multiplexing », in : *Opt. Lett.* 48.20 (oct. 2023), p. 5233-5236, DOI : 10.1364/OL.501835, URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-48-20-5233>.
- [256] Zhengru GUO et al., « Self-started dual-wavelength mode-locking with well-controlled repetition rate difference », in : *Journal of Lightwave Technology* 39.11 (2021), p. 3575-3581.

-
- [257] Antoine ROLLAND et al., « Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves : towards a narrow linewidth tunable THz source », in : *Optics express* 19.19 (2011), p. 17944-17950.
- [258] Antoine ROLLAND et al., « Beat note stabilization of a 10–60 GHz dual-polarization microlaser through optical down conversion », in : *Optics Express* 19.5 (2011), p. 4399-4404.
- [259] Antoine ROLLAND et al., « 40-GHz photonic synthesizer using a dual-polarization microlaser », in : *IEEE Photonics Technology Letters* 22.23 (2010), p. 1738-1740.
- [260] Marc VALLET, Marc BRUNEL et Martial OGER, « RF photonic synthesiser », in : *Electronics Letters* 43.25 (2007), p. 1.
- [261] WIKIPEDIA CONTRIBUTORS, *Lithium tantalate* — *Wikipedia, The Free Encyclopedia*, https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Lithium_tantalate&oldid=1223322068, [Online ; accessed 20-August-2024], 2024.
- [262] BT MATTHIAS et JP REMEIKA, « Ferroelectricity in the ilmenite structure », in : *Physical Review* 76.12 (1949), p. 1886.
- [263] IP KAMINOW et EH TURNER, « Electrooptic light modulators », in : *Applied optics* 5.10 (1966), p. 1612-1628.
- [264] Hiroshi IWASAKI et al., « Refractive indices of LiTaO₃ at high temperatures », in : *Japanese Journal of Applied Physics* 7.2 (1968), p. 185.
- [265] Albert A BALLMAN, « Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the Czochralski technique », in : *Journal of the American Ceramic Society* 48.2 (1965), p. 112-113.
- [266] J MANGIN, P STRIMER et L LAHLOU-KASSI, « An interferometric dilatometer for the determination of thermo-optic coefficients of NLO materials », in : *Measurement Science and Technology* 4.8 (1993), p. 826.
- [267] Hiroshi IWASAKI, Hiroo TOYODA et Hideo KUBOTA, « Thermal Expansion of LiTaO₃ Single Crystal », in : *Japanese Journal of Applied Physics* 6.11 (1967), p. 1338.
- [268] Tomoaki YAMADA, « Electromechanical Properties of Oxygen-Octahedra Ferroelectric Crystals », in : *Journal of Applied Physics* 43.2 (1972), p. 328-338.

-
- [269] Malcolm E LINES et Alastair M GLASS, *Principles and applications of ferroelectrics and related materials*, Oxford university press, 2001.
- [270] Robert E NEWNHAM, *Properties of materials : anisotropy, symmetry, structure*, Oxford university press, 2005.
- [271] RE NEWNHAM et al., « Electrostriction : nonlinear electromechanical coupling in solid dielectrics », in : *The Journal of Physical Chemistry B* 101.48 (1997), p. 10141-10150.
- [272] John Frederick NYE, *Physical properties of crystals : their representation by tensors and matrices*, Oxford university press, 1985.
- [273] RW DIXON, « Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners », in : *Journal of Applied Physics* 38.13 (1967), p. 5149-5153.
- [274] Wen-Kai KUO et al., « Two-dimensional electric-field vector measurement by a LiTaO₃ electro-optic probe tip », in : *Applied Optics* 39.27 (2000), p. 4985-4993.
- [275] Joanna L CASSON et al., « Electro-optic coefficients of lithium tantalate at near-infrared wavelengths », in : *JOSA B* 21.11 (2004), p. 1948-1952.
- [276] H-S SHI, G ZHANG et H-Y SHEN, « Measurement of principal refractive indices and the thermal refractive index coefficients of yttrium vanadate », in : *Journal of Synthetic Crystals* 30.1 (2001), p. 85-88.
- [277] AG SCHOTT, *Optical Glass Data Sheets. 2017*.
- [278] Ian H MALITSON, « Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica », in : *Josa* 55.10 (1965), p. 1205-1209.
- [279] Ralf JEDAMZIK, Uwe PETZOLD et Fabian RUPP, « From history to future market requirements of optical glass at SCHOTT », in : *Optifab 2021*, t. 11889, SPIE, 2021, p. 85-95.
- [280] Arun K VARSHNEYA, *Fundamentals of inorganic glasses*, Elsevier, 2013.
- [281] Yo So TOULOUKIAN, « Thermophysical properties of matter », in : *The TPRC data series* 8 (1972).
- [282] Ivan FANDERLIK, *Silica glass and its application*, Elsevier, 2013.
- [283] James E SHELBY, *Introduction to glass science and technology*, Royal society of chemistry, 2020.

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

Article en revue à comité de lecture

Herman Akagla, Nicolas Chapron, Goulc’hen Loas, Marc Vallet, and Marc Brunel, “Control of the bipolarization emission of an Yb:YAG laser by the orientation of the pump polarization,” *Opt. Lett.* 48, 700-703 (2023). <https://doi.org/10.1364/OL.475453>.

Communications orales en conférences internationales (avec actes)

- **H. Akagla**, G. Loas, M. Vallet, and M. Brunel, “Phase-locked dual polarization frequency combs in Yb:YAG,” in Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe 2023) and European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023), Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023).
[DOI:10.1109/CLEO/EUROPE-EQEC57999.2023.10232832](https://doi.org/10.1109/CLEO/EUROPE-EQEC57999.2023.10232832).
- M. Brunel, **H. Akagla**, N. Chapron, P. Lehoux, G. Loas, P. Loiko, A. Benayad, P. Camy and M. Vallet, “Pump-polarization dependence of the bipolarization emission in ytterbium lasers,” in Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe 2023) and European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023), Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2023).
[DOI:10.1109/CLEO/EUROPE-EQEC57999.2023.10231530](https://doi.org/10.1109/CLEO/EUROPE-EQEC57999.2023.10231530).

Communications par affiches en conférences nationales

- **Herman Akagla**, Nicolas Chapron, Anthony Carré, Goulc’Hen Loas, Marc Vallet, et al.. “Contrôle de l’ émission bipolarisation d’un laser Yb:YAG par l’orientation de la polarisation de la pompe”. OPTIQUE Nice 2022, Jul 2022, Nice (FRANCE), France. , 2023.
<https://univ-rennes.hal.science/hal-04197945>.

-
- **Herman Akagla**, Goulc’Hen Loas, Anthony Carré, Ludovic Frein, Steve Bouhier, et al.. “Émission de deux peignes de fréquences, synchrones, ou asynchrones, par un laser Yb:YAG”. OPTIQUE Normandie 2024, Jul 2024, ROUEN, France.
<https://hal.science/hal-04645549>
 - **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 de pompe”. OPTIQUE Normandie 2024, Jul 2024, ROUEN, France.
<https://hal.science/hal-04648504>.

Communications orales (autres)

- **Herman Akagla**, Nicolas Chapron, Goulc’hen Loas, Marc Vallet, Marc Brunel. Control of the bipolarization emission of the Yb:YAG laser by the orientation of the pump polarization. Journée de l’Ecole Doctorale 3M, Rennes, 02 Juin 2022.
<https://jed3m-rennes22.sciencesconf.org/>.
- **Herman Akagla**, Marc Brunel. “Présentation des travaux de recherche à la journée des jeunes chercheurs africains en France”. Du 05 au 06 décembre 2022 (Institut Henri Poincaré).
<http://www.scienceafrique.fr/rjcaf/>
- **H. Akagla**, A. Carré, G. Loas, M. Vallet, M. Brunel. “Polarization diversity frequency combs” . Photonics PhDays (Lannion, January 2023). *Finalist of the best pitch challenge*.
<https://www.photonics-bretagne.com/photonics-phd-days-19-20-janvier-2023/>.

Titre : Peignes de fréquences à diversité de polarisation dans les lasers à solides dopés ytterbium

Mot clés : Ytterbium, laser bi-fréquence, polarisation, double peigne

Résumé : Les lasers ytterbium sont très utilisés pour la génération d'impulsions courtes et en particulier pour la spectroscopie "dual-comb". Dans ces travaux de thèse, nous avons développé expérimentalement des architectures de lasers à solides dopés ytterbium dans différentes matrices cristallines telles que : Yb:YAG, Yb:Lu:YAG, Yb:Na:CNGG et Yb:CaF₂. Dans ces milieux actifs quasi-isotropes, deux états propres de polarisations orthogonales peuvent osciller simultanément et générer deux trains d'impulsions qui peuvent être synchrones ou asynchrones, selon le type d'architecture de cavité. Nous montrons dans un premier temps, que l'orientation de la polarisation de la pompe est un moyen

efficace de contrôle des puissances dans les lasers ytterbium bipolarisation. Les résultats expérimentaux obtenus sont ensuite confrontés à un modèle tenant compte de l'anisotropie de pompage, ainsi que de la saturation croisée dans le milieu actif. Dans un deuxième temps, nous démontrons expérimentalement un double peigne de fréquences dont les trains d'impulsions sont synchrones dans les lasers Yb:YAG et Yb:Lu:YAG bipolarisations à verrouillage de modes passif contenant deux lames quart d'ondes intracavité. Enfin, l'obtention d'un double peigne de fréquences bipolarisations asynchrones dans le laser Yb:YAG ainsi que l'accordabilité des taux de répétition a été démontré.

Title: Polarization diversity frequency combs in ytterbium-doped solid-state lasers

Keywords: Ytterbium, dual-frequency laser, polarization, dual-comb

Abstract: Ytterbium lasers are widely used for short pulse generation, in particular for dual-comb spectroscopy. In this thesis work, we experimentally developed specific laser architectures for ytterbium-doped solid-state lasers, such as: Yb:YAG, Yb:Lu:YAG, Yb:Na:CNGG and Yb:CaF₂. In these quasi-isotropic active media, two eigenstates with orthogonal polarizations can oscillate simultaneously, generating two pulse trains that can be synchronous or asynchronous, depending on the type of cavity architecture. We first show that the orientation of the pump polarization is an effective tool of power control in bipolarized yt-

terbium lasers. The experimental results obtained are then compared with a two-mode rate-equation model taking into account the pump-induced gain anisotropy and the cross-saturation in the active medium. Secondly, we experimentally demonstrate a dual frequency comb with synchronous pulse trains in Yb:YAG and Yb:Lu:YAG bipolarized passive mode-locked lasers containing two intracavity quarter-wave plates. Finally, the achievement of an asynchronous dual-frequency comb in the Yb:YAG laser, as well as the tunability of the repetition rates, has been demonstrated.