HAL
open science

Réseaux d'indice et réseaux de gain dans les milieux lasers solides dopés Nd3+ ou Yb3+ Utilisation pour le mélange à deux ondes et les cavités laser auto-adaptatives

Rémi Soulard

To cite this version:

Rémi Soulard. Réseaux d'indice et réseaux de gain dans les milieux lasers solides dopés Nd3+ ou Yb3+ Utilisation pour le mélange à deux ondes et les cavités laser auto-adaptatives. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Caen, 2011. Français. NNT : . tel-00576567

HAL Id: tel-00576567

https://theses.hal.science/tel-00576567v1

Submitted on 14 Mar 2011

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.

UNIVERSITE DE CAEN BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DES SCIENCES

ECOLE DOCTORALE S.I.M.E.M

THESE

Présentée par

Mr Rémi SOULARD

Et soutenue

Le 4 février 2011

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN

Spécialité : Milieux Dilués et Optique Fondamentale

Arrêté du 07 août 2006

Réseaux d'indice et réseaux de gain dans les milieux lasers solides dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} Utilisation pour le mélange à deux ondes et les cavités laser auto-adaptatives

MEMBRES du JURY

Mme Agnès Desfarges-Berthelemot, Professeur, Université de Limoges (***rapporteur***)
Mr Michel Lefebvre, Chef d'unité, ONERA Palaiseau (***rapporteur***)
Mr Philippe Adam, Ingénieur DGA, Bagneux
Mr François Balembois, Professeur, Institut Optique Palaiseau
Mr Tomaz Catunda, Professeur, Université de Sao-Carlos, Brésil
Mr Jean-Pierre Huignard, Expert scientifique, Thales TRT Palaiseau
Mr Arnaud Brignon, Chef de laboratoire, Thales TRT Palaiseau (***Directeur de thèse***)
Mr Richard Moncorgé, Professeur, Université de Caen (***Directeur de thèse***)

A mes parents

A mesure qu'on est plus éclairé, on a moins de lumière
Prince de Lignée

Remerciements

La DGA et le CNRS

Ce travail a été rendu possible grâce au soutien financier de la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) et du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). Particulièrement, je remercie les membres de la DGA pour avoir suivi mon travail de près ou de loin : Bruno Desruelle, Philippe Adam, Christine Couesnon. Je remercie Maud Cordray de la délégation de Normandie du CNRS pour m'avoir accompagné dans les formalités administratives.

Les membres de mon jury de thèse

Je souhaite remercier Madame Agnès Desfarges-Berthelemot et Monsieur Claude Lefebvre d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail. Je remercie également Monsieur François Balembois de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury. Merci aussi à messieurs Philippe Adam et Tomaz Catunda d'avoir participé à mon jury de thèse. Merci à tous d'avoir consacré votre temps et vos compétences à juger ce travail.

Le CIMAP

Ce travail de thèse a été réalisé pour une partie au Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), à Caen. Je tiens à remercier Monsieur Serge Bouffard, directeur du CIMAP pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Je remercie vivement le Professeur Richard Moncorgé, directeur de cette thèse, pour avoir encadré mon travail réalisé au CIMAP. Je le remercie pour l'autonomie et la confiance qu'il a su m'accorder. Je le remercie aussi pour m'avoir permis d'interagir avec des équipes de recherche russe et biélorusse rendant la mesure de variation d'indice possible assez rapidement. Je lui suis très reconnaissant de

m’avoir mis à disposition tout le matériel qui était nécessaire et d’avoir maintenu ces techniques de mesures opérationnelles tout au long de ma thèse.

Je tiens à remercier l’équipe de l’Est avec qui j’ai pu collaborer : Oleg A, Oleg E, Evgeni et Andrei. Merci d’avoir été aussi chaleureux et merci pour m’avoir épaulé dans ces mesures de variations d’indice.

Je remercie également Jean-Louis Doualan pour son aide et pour toutes les discussions aussi intéressantes les une que les autres que nous avons pu avoir.

Je tiens à remercier Vivien Ménard pour avoir poli tous les cristaux que j’ai pu lui apporter. Merci aussi pour toutes les bricoles que tu as pu faire pendant ma thèse.

Mes remerciements vont aussi à Michaël Fromager pour avoir écrit le code permettant de simuler la diffraction d’une onde gaussienne par un réseau d’indice.

Je veux remercier tous les membres des équipes MIL et LIOA qui ont été présents à mes côtés au cours de ces trois années. Je les remercie pour leur compagnie ainsi que pour la bonne humeur qu’ils ont fait régner au sein du laboratoire. Un grand merci en particulier à Celia pour cette année de colocation ainsi qu’à Thomas, kiki et Bin avec qui j’ai partagé mon bureau pendant la période de rédaction. Je tiens à remercier en particulier Patrice, Mathieu, Alban, Guillaume pour les parties de Squash que nous avons pu faire.

Thales Research and Technology (TRT)

Ce travail de thèse a aussi été réalisé à Thales Research and Technology (TRT), à Palaiseau. Je tiens à en remercier les directeurs successifs, Bertrand Demotes-Mainard et Erick Lansard, pour m’avoir accueilli dans leur établissement. Je remercie également Emmanuel Desurvire et Pascale Nouchi pour leur accueil respectivement dans le Groupe de Physique et dans le laboratoire Onde et Traitement du Signal.

Je tiens à remercier Arnaud Brignon et Jean-Pierre Huignard pour avoir suivi mon travail de thèse au jour le jour.

Arnaud, je te remercie pour tes qualités dont tu fais preuve à savoir ta compétence, ton pragmatisme et ta rigueur. Merci pour tes conseils qui ont toujours été très pertinents. J’ai apprécié la liberté que j’ai eue sous ta direction, ta disponibilité et ta confiance.

Jean-Pierre, je tiens à vous remercier tout d'abord pour avoir répondu à mon appel, il y a 3 ans, alors que je cherchais un sujet de thèse. Grâce à vous j'ai pu travailler sur un sujet passionnant. Je vous remercie pour avoir suivi mon travail tout au long de ma thèse et usé de votre ingéniosité en me soumettant des idées d'amélioration des montages et des voies d'explorations nouvelles.

Je remercie également les membres des équipes OTS et MNP pour tout le matériel qu'ils ont pu me prêter. Je les remercie aussi pour l'ambiance sympathique qu'ils m'ont fait partager. Je remercie notamment Guillaume mon coloc de bureau, plein d'humour et de bonne humeur. Merci aussi à Cindy pour les discussions que nous avons pu avoir et pour ses fameux : « Manger ? »

Merci aussi à l'équipe de joggeurs au rythme infernal donné par Christian, Denis et François. De quoi bien se dépenser !

Mes proches

Je remercie enfin ma famille et mes amis pour leur soutien inconditionnel et permanent..

Table des matières

Introduction.....21

Contexte et problématique.....21

Organisation du mémoire.....27

1 Variations d'indice de réfraction dans les matériaux dopés terres-rares.....29

1.1 Introduction.....29

1.2 Distinction entre différents types de variations d'indice (résonants et non-résonants) et facteur de Henry.....29

1.2.1 Variation d'indice d'origine thermique.....29

1.2.2 Facteur de Henry.....30

1.2.3 Contribution électronique résonante et contribution électronique non-résonante.....32

1.3 Etat de l'art sur les ions de terres rares et les ions de transition du groupe du fer et techniques utilisées.....34

1.4 Méthodes de mesures utilisées : interférométrie et diffractométrie en régime transitoire.....39

1.4.1 Technique interférométrique en régime transitoire.....39

1.4.2 Technique de diffractométrie en régime transitoire.....46

1.4.3 Discrimination entre les effets thermiques et les effets électroniques..55

1.4.3.1 Cas d'un Dirac de chaleur.....55

1.4.3.2 Cas d'une source additionnelle de chaleur en $\exp(-t/t_{élec})$.....61

1.4.3.3 Bilan.....66

1.5 Exposé et analyse des résultats dans les matériaux dopés Nd^{3+}.....67

1.5.1 Caractérisation détaillée des variations d'indice observées dans $Nd:YVO_4$, $Nd:GdVO_4$ et Nd:KGW.....67

1.5.2 Exposé et analyse des résultats dans les autres matériaux dopés Nd^{3+}..75

1.6 Exposé et analyse des résultats dans les matériaux dopés Yb^{3+}.....77

1.7 Origine des variations d'indice observées (confrontation des résultats avec les mesures d'absorption dans l'état excité des ions).....80

1.7.1 Bandes interconfigurationnelles et bandes de transfert de charge dans le cas des ions Nd^{3+} et Yb^{3+}.....80

1.7.1.1 Bandes interconfigurationnelles 80
1.7.1.2 Bandes de transfert de charge 82
1.7.2 Spectroscopie dans l'état excité des ions Nd^{3+} et Yb^{3+} 83
1.7.2.1 Technique de mesure 83
1.7.2.2 Cas de l'ion Nd^{3+} [Margerie 2006] 85
1.7.2.3 Cas de l'ion Yb^{3+} [Moncorgé 2008] 86
1.7.3 Modèles utilisés et variations de polarisabilités associées 90
1.8 Conclusion 92

2 Mélange à deux ondes dans les milieux lasers solides dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} pompés par diodes en présence de reseaux d'indice électronique 95
2.1 Introduction 95
2.2 Théorie du mélange à deux ondes dans les milieux à gain en présence de reseaux d'indice de population 97
2.2.1 Analyse théorique 97
2.2.2 Etude des paramètres γ_0 et γ_1 101
2.2.2.1 Cas d'un réseau d'illumination immobile 101
2.2.2.2 Cas d'un réseau d'illumination mobile 103
2.3 Influence des paramètres clés 106
2.4 Determination théorique du taux de transfert à deux ondes dans les matériaux dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} 110
2.5 Réalisation expérimentale dans une fibre cristalline Nd:YAG 112
2.5.1 Présentation des fibres cristallines 112
2.5.2 Réalisation et caractérisation des amplificateurs à fibres cristallines 113
2.5.3 Expérience de mélange à deux ondes 118
2.6 Application à la vibrométrie auto-adaptative 124
2.6.1 Introduction 124
2.6.2 Théorie de l'interférométrie auto-adaptative en présence de réseaux d'indice de population 125
2.6.3 Réalisation expérimentale dans une fibre cristalline Nd:YAG 127
2.7 Conclusion 133

3 Cavité laser auto-adaptative 135
3.1 Introduction 135
3.2 Configuration de la tête laser 138
3.2.1 Présentation de la géométrie retenue 138
3.2.2 Description du module de pompe réalisé 140
3.2.3 Caractéristiques des diodes lasers de pompe 142
3.3 Mesures du gain g_0L 142
3.3.1 Description des essais réalisés 142
3.3.1 Gain au centre du barreau 145

3.3.2 Cartographie du gain 148
3.3.3 Gain faible signal moyen 150
3.3.4 Comportement temporel 150
3.4 Mesure des effets thermiques 151
3.4.1 Mesure de la lentille thermique et des aberrations d'ordres supérieurs151
3.4.1.1 Description des essais réalisés 151
3.4.1.2 Mesure de la focale de la lentille thermique 152
3.4.1.3 Mesure des aberrations 153
3.4.2 Mesure de la dépolarisation 156
3.4.2.1 Description des essais réalisés 156
3.4.2.2 Mesure de la dépolarisation 157
3.4.3 Conclusion 158
3.5 Dimensionnement du laser auto-adaptatif utilisant la tête réalisee 160
3.5.1 Dimensionnement de la cavité 160
3.5.2 Choix des têtes laser 162
3.5.3 Choix des lentilles L_d et L_c 164
3.6 Performances du laser auto-adaptatif utilisant la tête laser à fort gain 167
3.6.1 Caractéristiques énergétique 167
3.6.2 Caractéristiques spatiales 169
3.6.3 Caractéristiques temporelles 171
3.7 Conclusion et perspectives 172

Conclusion générale et perspectives 173

Annexe A 177

Annexe B 179

Annexe C 181

Annexe D 183

Références bibliographiques 187

Publications et Communications 193

Table des notations

A_j	amplitude du champ électrique de l'onde j
c	vitesse de la lumière dans le vide
C_p	capacité thermique massique
$C_{r,\theta}$	coefficient photo-élastique
E	champ électrique
E_{abs}	énergie absorbée par le matériau laser
$E_{diffraction}$	efficacité de diffraction dans les ordres +1 ou -1
E_{inc}	énergie incidente sur le matériau laser
E_{TWM}	taux d'énergie transféré sur le faisceau signal
f, f_j	focale d'une lentille
f_{ex}	force d'oscillateur d'une transition issue de l'état excité
f_f	force d'oscillateur d'une transition issue de l'état fondamental
F_l	facteur de Lorentz
$g(\lambda_0)$	coefficient de gain petit signal à la longueur d'onde λ_0
G_i	gain de l'amplificateur i
$g_0(\lambda_0=\lambda_c)$	coefficient de gain petit signal à la résonance
g_0L	gain exponentiel faible signal
G_{TWM}	gain par mélange à deux ondes
h	constante de planck
I, I_j	intensité (W/cm^2), intensité de l'onde j
I_{sat}	intensité de saturation
K	vecteur réseau photo-induit
k_0	amplitude du vecteur d'onde dans le vide
l	longueur du milieu laser
N_{gr}	amplitude complexe du réseau de population
n_0	indice de réfraction linéaire

N_0	densité d'ions dans l'état excité
N_{tot}	densité totale d'ions actifs
p	pouvoir discriminant de l'ordre 1 par rapport à l'ordre 0
P	production volumique de chaleur à l'instant t
P_i	puissance diffractée dans l'ordre i
P_{ini}	production volumique de chaleur à t=0
P_{NL}	polarisation non-linéaire
Q	désaccord en vecteur d'onde
r	coordonnée radiale
R_j	rayon de courbure de l'onde j
t	variable temporelle
T	transmission
$t_{élec}, \tau$	durée de vie du niveau métastable laser
T_p	durée de pompage
t_{th}^{dif}	temps de diffusion thermique obtenu par la méthode diffractométrique
t_{th}^{int}	temps de diffusion thermique obtenu par la méthode interférométrique
ν	coefficient de poisson
W_p	taux de pompage
z	axe de propagation

Lettres grecques

α_T	coefficient d'expansion thermique
β	facteur de Henry
β_{NR}	contribution non résonante au facteur de Henry
β_{NR}^0	contribution non résonante au facteur de Henry à la résonance
β_R	contribution résonante au facteur de Henry
γ_0	coefficient de gain non-linéaire
γ_1	coefficient de couplage non-linéaire
δ	décalage normalisé en longueur d'onde par rapport a la résonance de gain laser
$\delta\nu$	décalage en fréquence du faisceau signal par rapport au faisceau pompe

$\chi(A)$	électronégativité de l'espèce A
$\Delta\alpha_j$, $\Delta\alpha_p$, $\Delta\alpha$	variation de polarisabilité non résonante des ions lorsqu'ils passent de l'état fondamental à l'état excité
$\Delta\chi'$	variation de la partie réelle de la susceptibilité diélectrique
$\Delta\chi''$	variation de la partie imaginaire de la susceptibilité diélectrique
$\Delta\chi$	variation de la susceptibilité diélectrique
Δn	variation de l'indice de réfraction
ΔN, N_{ex}	nombre d'ions dans l'état excité par cm^3
$\Delta n_{élec}(r,z,t)$	variation d'indice d'origine électronique en (r,z) à l'instant t
$\Delta n_{max}(0)$	variation d'indice totale à t=0
$\Delta n_{NR}L$	variation d'épaisseur optique non-résonante
$\Delta n_R L$	variation d'épaisseur optique résonante
$\Delta n_{th}(r,z,t)$	variation d'indice d'origine thermique en (r,z) à l'instant t
Δn_{th}^{down}	variation d'indice d'origine thermique issue des relaxations non radiatives $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ dans le Nd^{3+}
Δn_{th}^{up}	variation d'indice d'origine thermique issue de la relaxation non radiative $^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ dans le Nd^{3+}
$\Delta n_{total}(r,z,t)$	variation d'indice total en (r,z) à l'instant t
Δn_{10}	variation d'indice d'origine électronique apparente (modèle Dirac + source lente)
Δn_{20}	variation d'indice d'origine thermique apparente (modèle Dirac + source lente)
$\Delta\varphi$	variation de déphasage induit par pompage optique
$\Delta\varphi_{élec}(r,z,t)$	variation de déphasage d'origine électronique en (r,z) à l'instant t
$\Delta\varphi_{th}(r,z,t)$	variation de déphasage d'origine thermique en (r,z) à l'instant t
$\Delta\varphi_{total}(r,z,t)$	variation de déphasage total en (r,z) à l'instant t
$\Delta\varphi_{10}$	variation de déphasage d'origine électronique apparent (modèle Dirac + source lente)
$\Delta\varphi_{20}$	variation de déphasage d'origine thermique apparent (modèle Dirac + source lente)
ΔT	variation de température
Δu	variation de tension
ε_0	permitivité du vide
κ	conductivité thermique
λ_c	longueur d'onde pour laquelle le maximum de gain est obtenu
λ_0	longueur d'onde dans le vide
Λ	pas du réseau photo-induit

η_e	proportion de la variation d'indice d'origine électronique par rapport à la variation d'indice totale
η_H	fraction de l'énergie absorbée transformée en chaleur
η_{th}	proportion de la variation d'indice d'origine thermique par rapport à la variation d'indice totale
ω_i	rayon du faisceau i
Ω	décalage en pulsation du faisceau signal par rapport au faisceau pompe
Φ	déphasage spatial entre le réseau de population et le réseau d'illumination
Ψ	coefficient thermo-optique
ρ	masse volumique
σ_a, σ_{aef}	section efficace d'absorption dans l'état fondamental
σ_{aee}, σ_{esa}	section efficace d'absorption dans l'état excité
σ_e	section efficace d'émission
σ_e^{max}	section efficace d'émission à la résonance
θ_1	angle entre le faisceau pompe et l'axe z
θ_2	angle entre le faisceau sonde et l'axe z
τ'	temps de réponse du milieu non-linéaire
ν	fréquence optique
ν_f	paramètre de force du réseau

Autres notations

∞	infini
//	parallèle
$\perp$	perpendiculaire
$\overline{A(x,y)}^{z}$	$(\int A(x,y,z)dz)/l$
$\overline{B}^{x,y}$	$\iint F(x,y)\times B(x,y)dx.dy$ avec $\iint \lvert F(x,y)\rvert dxdy = 1$

Table des abréviations

ASE	Amplified Spontaneous Emission
CCD	Charge-Coupled Device
CIMAP	Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique
CW	Continuous Wave
DPCH	Diode Pumped Chamber Homogeneous
FWM	Four Wave Mixing
GBT	Générateur Basse Tension
He-Ne	Hélium-Néon
HR	Traitement diélectrique hautement réfléchissant
HT	Traitement diélectriique anti-réfléchissant
Lidar	Light Detection And Ranging
LMA	Large Mode Area
LMCT	Ligand to Metal Charge Transfer
MIL	Matériaux et Instrumentation Laser
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
NR	Non Resonant
ON	Ouverture Numérique
OPO	Optical Parametric Oscillator
RSB	Rapport Signal à Bruit
TOSA	Thales Optronique S.A.
TRT	Thales Research and Technology
TWM	Two Wave Mixing
UV	Ultraviolet
VUV	Ultraviolet du vide

Introduction

CONTEXTE ET PROBLEMATIQUE

Le domaine des lasers est arrivé aujourd'hui à une grande maturité. Les techniques de pompage par diodes lasers des lasers à solide et à fibres sont connues et de mieux en mieux maîtrisées. En revanche, il existe encore des limitations ou des verrous qui limitent les performances des sources, notamment aux puissances et/ou aux énergies élevées :

- Effets thermiques dans les lasers à état solide : dégradation de la qualité spatiale du faisceau laser (diminution de la luminance, réduction de la portée des instruments)
- Effets non-linéaires parasites (notamment si la source est fine spectralement) et problèmes de tenue au flux dans les fibres lasers monomodes

L'optimisation des résonateurs (cavité à grand mode avec correction de la biréfringence par exemple) ou l'utilisation de fibre quasi-monomode - fibres Large Mode Area (LMA) - permettent d'améliorer les performances des sources. Néanmoins les limites de ces techniques sont déjà perceptibles. Les besoins dans les domaines des sources pour l'optronique, l'aéronautique et le spatial réclament des solutions innovantes dans lesquelles la conception conventionnelle des sources doit être remise en cause. Ces nouvelles solutions doivent permettre un contrôle précis de la phase.

Pour s'affranchir de composants adaptatifs qui nécessitent un pilotage externe, il y a un grand intérêt à concevoir de nouveaux types de sources laser exploitant des effets non-linéaires pour corriger de façon dynamique les aberrations de phase du milieu laser ou de convertir un faisceau multimode en un faisceau monomode limité par diffraction. Dans ce deuxième cas, on réalise une fonction de nettoyage de faisceau autrement appelée « beam clean-up ». La

diffusion Brillouin stimulée exploitée dans une fibre à gradient d'indice est un exemple d'effets non-linéaires permettant de réaliser cette fonction [Lombard 2006, Steinhausser 2007]. Le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif le permet aussi via un hologramme d'indice déphasé par rapport à la figure d'interférence [Lombard 2006].

Le mélange d'onde dans les absorbants saturables ou les milieux amplificateurs saturables a aussi été mis en oeuvre [Ian Mc Michael 1994, Brignon 1996, Soan 1992, Sillard 1998]. Ces derniers sont particulièrement intéressants en raison d'un effet d'amplification subi par toutes les ondes interagissant dans le milieu à gain contrairement aux absorbants saturables. Le milieu laser lui-même est alors utilisé en tant que milieu non linéaire. Cela permet d'envisager des cavités dites « auto-organisées », dans lesquelles le faisceau laser imprime lui-même un miroir dynamique dans un milieu non-linéaire. Ce miroir non-linéaire est par essence adapté à la phase de l'onde qui oscille et constitue un hologramme permettant une correction automatique des aberrations de la cavité par conjugaison de phase et un contrôle spectral de l'émission laser.

Le mélange d'onde dans les milieux lasers présente de nombreux avantages. Le milieu non-linéaire étant identique à celui utilisé pour la génération et l'amplification des faisceaux, le matériau possède automatiquement toutes les caractéristiques spectrales requises. Tous les matériaux lasers peuvent être a priori utilisés comme milieux non-linéaires. Théoriquement, ce mécanisme peut fonctionner quel que soit le régime temporel (régime continu ou impulsionnel). On dispose finalement d'un grand choix de matériaux lasers solides, compacts, fiables, faciles à manipuler et de grande durée de vie.

Ces mêmes matériaux peuvent être utilisés pour réaliser la mise en phase d'une série de lasers à fibre. Le milieu non-linéaire n'est alors plus intégré à l'oscillateur et ce sont N sources laser monomodes qui sont mélangées au sein du milieu laser pour ne former plus qu'un seul faisceau laser monomode. On parle alors de combinaison de faisceaux.

Notons qu'il existe d'autres méthodes pour réaliser de la combinaison de faisceaux [Desfarges-Berthelemot 2006]. Il est en effet possible d'agir de manière active sur la phase des N fibres laser monomode [Demoustier 2008, Bennaï 2007]. Cela suppose de mesurer les pistons de phase des N sources et de réaliser une contre-réaction électronique vers une matrice de modulateurs de phase pour mettre en phase les N faisceaux lasers. Cette technique permet de réaliser de la déflexion de faisceau non mécanique mais elle présente des inconvénients

comme la complexité du système ou la présence de lobes secondaires en champs lointain. D'autres méthodes comme l'utilisation d'une unique cavité à bras multiples peuvent être envisagées [Corcoran 2009, Lucas-Leclin 2008]. La cavité contient alors N miroirs de fond de cavité, N milieux amplificateurs, un combineur de faisceaux et un miroir de sortie. Cette architecture est compatible avec l'utilisation de fortes puissances mais elle créé à nouveau des lobes secondaires pouvant contenir une large part de la puissance totale. Une autre voie consiste à combiner des faisceaux par interférométrie. La configuration la plus simple consiste alors à connecter chacune des deux voies par un coupleur fibré 50 :50 où est réalisée la somme cohérente des champs. Une des voies de sortie du coupleur contient un miroir de sortie et l'autre voie est clivée en angle. On peut alors imaginer de coupler deux par deux N faisceaux laser puis N/2 faisceaux etc… jusqu'à n'obtenir plus qu'un seul faisceau en sortie de fibre. On obtient alors un faisceau de forte puissance et de bonne qualité spatiale. Cependant comme la puissance totale est réunie au bout d'une fibre monomode cette architecture limite une montée en puissance. Les fibres à cœurs multiples permettent de répartir la puissance du laser sur chacun des cœurs. Elles sont donc intéressantes pour réaliser une montée en puissance des procédés de combinaison. Récemment 49 faisceaux provenant d'une fibre multi-cœurs ont été mis en phase [Lhermite 2010].

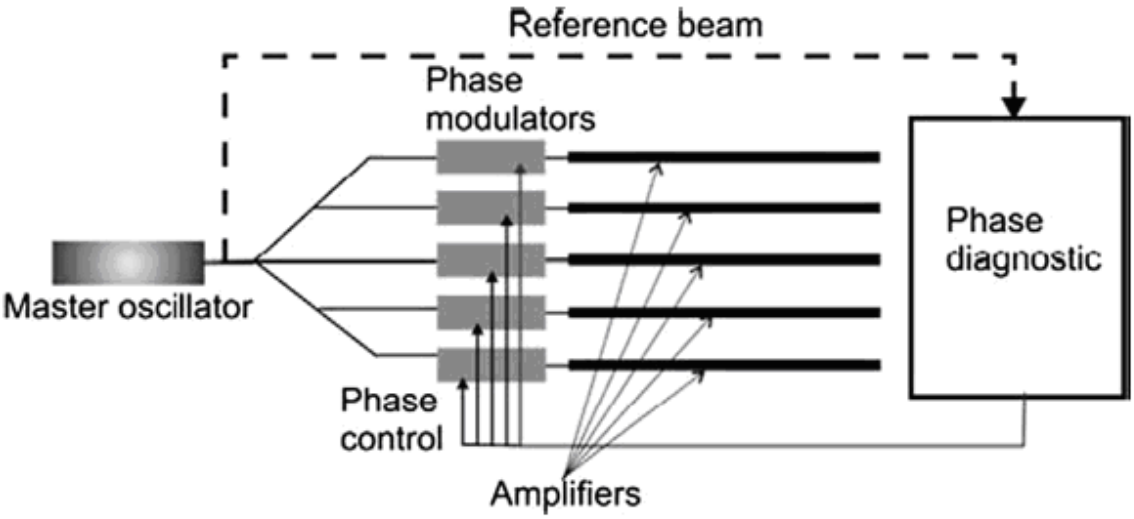


Figure 0.1 : Dispositif permettant de mettre en phase N sources lasers via une boucle de rétroaction électronique [Desfarges-Berthelemot 2006]

La non-linéarité qui peut être mise à profit dans le milieu laser est la saturation du gain. Lorsque deux ondes interfèrent dans un milieu laser, le gain est modulé

en opposition de phase avec la figure d'interférence créant ainsi un réseau d'inversion de population (voir figure ci-après). Le mélange à deux ondes dégénéré dans un cristal de Nd:YAG a déjà été mis en œuvre [Brignon 1993]. Il était montré qu'un faisceau de faible intensité était atténué en présence d'un faisceau de forte intensité parce que les deux ondes en interaction se diffractaient sur un réseau de gain. Il a été montré plus tard qu'en présence d'un réseau d'indice de réfraction additionnel, un transfert d'énergie était possible en utilisant la technique du réseau d'illumination mobile [Antipov 1998]. Ce réseau d'illumination mobile permet en effet le déphasage entre réseau de population et réseau d'illumination nécessaire au transfert d'énergie d'un faisceau vers l'autre. D'un côté, les variations d'indice de réfraction proviennent d'une contribution résonante qui est associée à une transition de gain. Cette contribution est nulle au maximum de gain. D'un autre côté, une contribution non-résonante participe aussi à la variation d'indice de réfraction athermique.

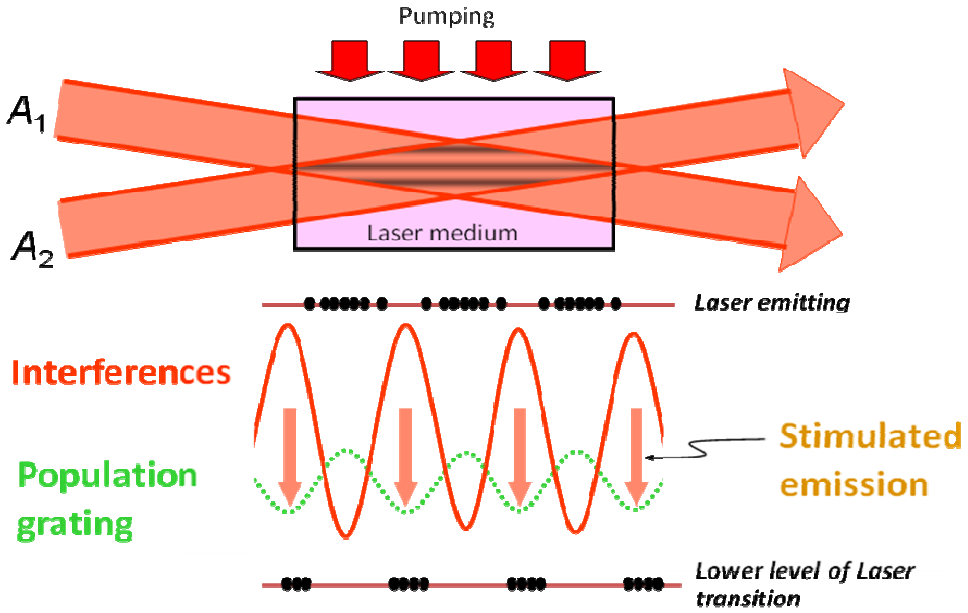


Figure 0.2 : Schéma de principe de l'inscription d'un réseau de population

De fait, l'observation et l'utilisation de ces variations d'indice de réfraction athermique non résonantes dans les matériaux lasers fortement pompés suscitent l'intérêt de plusieurs groupes de recherche dans le monde.

C'est tout d'abord un sujet de recherche fondamental. Il a été montré en effet que ces variations d'indice de réfraction dépendaient à la fois de la nature des ions actifs et de leur matrice hôte. Une étude expérimentale et théorique très poussée à été ainsi réalisée dans le cas du système laser bien connu Nd :YAG [Margerie 2006]. Les résultats montrent que les effets observés suite à un fort

pompage optique peuvent être attribués à une variation de polarisabilité des ions (ions Nd^{3+} dans le cas du Nd :YAG) résultant de l'existence de bandes d'absorption UV très intenses (voir Figure ci-après), et que ces bandes correspondent en majeure partie à des transitions optiques interconfigurationnelles de type 4f→5d (donc permises à l'approximation dipolaire électrique) de forces d'oscillateur d'au moins 3 ordres de grandeur supérieurs aux transitions optiques habituelles (transition laser comprise) entre les niveaux d'énergie des ions concernés (transitions 4f→4f dites dipolaires électriques « forcées »).

Il était mentionné, cependant, que d'autres bandes d'absorption associées cette fois à un mécanisme de transfert de charge ligand vers métal (LMCT) pouvaient aussi contribuer aux effets observés. Les bandes d'absorption UV correspondantes sont en effet elles-aussi très intenses, car permises à l'approximation dipolaire électrique, et peuvent induire des variations d'indices de réfraction résultant de variations de polarisabilité des ions actifs lorsqu'on les porte dans leurs états excités [Moncorgé 2008]. Les effets résultant de ces bandes de transfert de charge seraient prépondérants dans le cas des matériaux dopés par des ions du groupe du fer tels que l'ion Cr^{3+} et dans les matériaux dopés par l'ion Yb^{3+}, l'ion laser quasi-3 niveaux dont il est beaucoup question aujourd'hui pour les chaînes laser futures de très fortes intensités. Ce type de transition de transfert de charge a été invoqué par exemple pour expliquer le fonctionnement laser nanoseconde auto-déclenché du Cr :LiSAF [Passilly 2004], un système bien connu par ailleurs pour avoir fonctionné en régime femtoseconde dans une configuration à la fois extrêmement compacte et efficace.

En définitive, qu'il s'agisse de transitions optiques interconfigurationnelles ou de transfert de charge, une étude approfondie est nécessaire à la fois pour se donner les moyens de distinguer entre les différentes contributions, et pour en déterminer l'impact positif ou négatif, en fonction des ions laser et des matériaux hôtes, pour des applications telles que le fonctionnement laser de très forte puissance ou la « combinaison cohérente » des faisceaux laser.

Ainsi, outre Thales Research and Technology (TRT) à Palaiseau et l'équipe Matériaux et Instrumentation Laser (MIL) du laboratoire CIMAP à Caen, les aspects fondamentaux et applicatifs des variations d'indice d'origine purement électronique dans les milieux lasers intéressent aussi des chercheurs de l'Institute of Applied Physics de Nizhny-Novgorod en Russie (groupe du Dr. O. Antipov), du Stepanov Institute of Physics de Minsk en Biélorussie (groupe du Prof. E. Ivakin),

de l'Instituto de Fisica de Sao-Carlos au Brésil (groupe du Prof. T. Catunda) et de la faculté polytechnique de Mons en Belgique (groupe du Dr. A. Fotiadi).

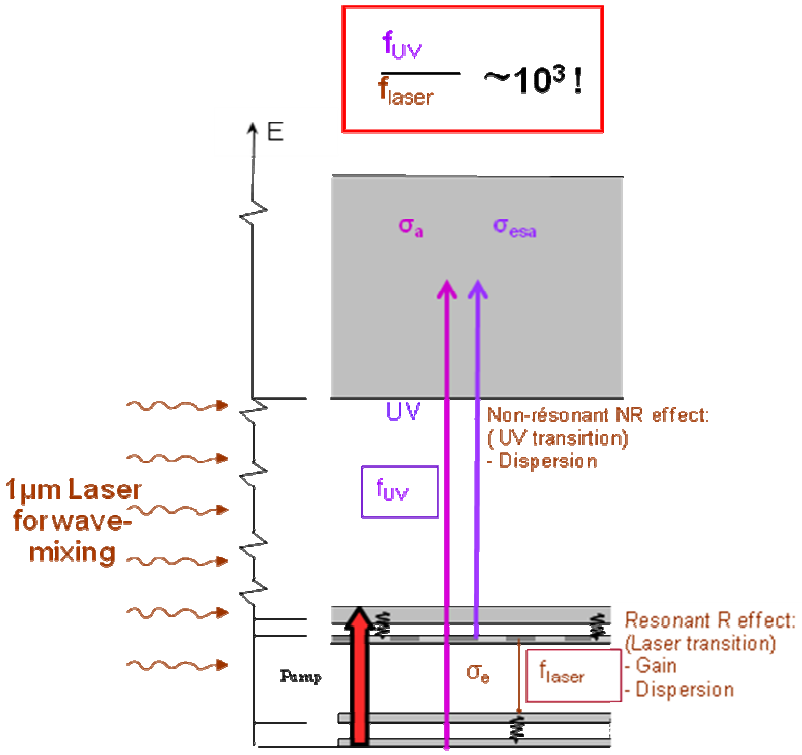


Figure 0.3 : Schéma des niveaux d'énergie impliqués dans l'effet de variation d'indice d'origine électronique.

Ce travail de thèse a été réalisé plus particulièrement en collaboration avec le Stepanov Institute et l'IAP.

Le Stepanov Institute of Physics de Minsk étudie des signaux de diffractométrie transitoire observés à l'aide d'un laser He-Ne lorsque le matériau est éclairé par deux faisceaux qui interfèrent dans un matériau laser et qui sont accordés sur une raie d'absorption du matériau. Cette technique donne des informations sur l'amplitude et la dynamique des variations d'indice de réfraction d'origine électronique et thermique. Elle est également utilisée pour l'étude des niveaux d'impuretés dans les solides tels que le diamant.

L'Institute of Applied Physics travaille non seulement sur des mesures de variation d'indice via une technique interférométrique de type pompe-sonde, mais il étudie surtout l'utilisation du mélange d'ondes obtenus à partir de ces variations d'indice pour des fonctionnements laser dits « auto-organisés ».

Ces techniques ont été montées toutes les deux à Caen car elles s'avèrent en effet très intéressantes mais aussi très complémentaires (dans le cas des ions Nd^{3+} en particulier) pour effectuer des mesures fiables et pour discriminer les contributions thermiques et électroniques dans les signaux observés. En effet, au début de cette thèse, les variations d'indice de réfraction dans les matériaux lasers dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} étaient encore peu étudiées [Powell 1990, Antipov 2003, Antipov 2006, Catunda 2007, Fotiadi 2008].

Notre premier objectif est donc de discriminer la contribution électronique de la contribution thermique à la variation d'indice dans un système laser 3 niveaux et dans un système 4 niveaux, puis d'en extraire les valeurs de variation de polarisabilité non-résonante pour les ions Yb^{3+} et Nd^{3+} dans les principaux cristaux et verres lasers.

Notre deuxième objectif est de comprendre l'origine de ces variations de polarisabilité et d'évaluer les valeurs de variation de polarisabilité à d'autres longueurs d'onde que la longueur d'onde sonde utilisée dans nos expériences.

Un troisième objectif est d'analyser d'un point de vue théorique et expérimental les interactions non-linéaires basées sur le mélange à deux ondes non-dégénéré en présence de variations d'indice de réfraction athermiques dans le milieu laser. Cette étude devrait en effet ouvrir la voie vers des applications telles que la combinaison de faisceau et l'interférométrie auto-adaptative.

L'objectif final est de sélectionner le matériau pour lequel l'effet de variation d'indice d'origine électronique est le plus important pour réaliser ces applications.

ORGANISATION DU MEMOIRE

Dans le Chapitre 1 de ce mémoire, une étude fine des variations d'indice dans les matériaux lasers est réalisée. Nous montrons comment extraire de manière fiable la partie électronique de la variation d'indice mesurée après une impulsion de pompage optique. Nous en déduisons la variation de polarisabilité des ions actifs et nous la comparons à celle qui est calculée à partir des mesures d'absorption dans l'état excité dans l'UV.

Dans le Chapitre 2, nous montrons que les variations d'indice de réfraction ouvrent des possibilités intéressantes pour réaliser une fonction de transfert d'énergie par mélange à deux ondes. En effet, grâce à la présence d'un réseau d'indice de réfraction athermique formé par deux faisceaux cohérents interagissant dans un milieu amplificateur laser, il est possible de réaliser un transfert d'énergie d'un faisceau vers un autre. Cet effet a été observé dans les milieux absorbants avec une faible efficacité mais il n'a jamais été optimisé dans les milieux à gain. Pour démontrer que l'effet de transfert d'énergie a lieu, il est prévu qu'un décalage en fréquence d'un faisceau vers l'autre soit appliqué. Ce phénomène sera étudié théoriquement et expérimentalement dans des fibres cristallines. Ces dernières donnent des gains lasers en continu importants grâce au confinement de la pompe et à la réduction des effets d'émission spontanée amplifiée en raison d'un rapport d'aspect excellent (rapport entre la longueur et le diamètre du milieu à gain). Ainsi le faisceau sonde est amplifié par émission stimulée ainsi que par mélange à deux ondes. Recombiner plusieurs faisceaux lasers cohérents en un seul faisceau est possible. Ceci ouvre la voie vers de nouvelles applications telles que la mise en phase cohérente de plusieurs fibres.

Nous montrons également que les hologrammes de gain et d'indice peuvent être exploités dans les milieux laser pour réaliser de l'interférométrie auto-adaptative, dite aussi interférométrie grand champ. Il s'agit en fait de caractériser une vibration malgré un front d'onde présentant du « speckle ».

Dans le Chapitre 3, nous démontrons le fonctionnement d'un laser auto-adaptatif pompé par diodes laser délivrant une forte énergie par impulsion et fonctionnant jusqu'à une cadence de 100 Hz. Cette architecture de source exploite la possibilité d'enregistrer des hologrammes de population au sein du milieu à gain.

Pour pouvoir atteindre cet objectif, nous avons, en collaboration avec Thales Optronique S.A. (TOSA), développé et caractérisé une tête laser à fort gain pompé par diodes laser. Nous mesurons, en particulier, les paramètres suivants : le gain faible signal, les aberrations de front d'onde d'origine thermique et la dépolarisation induite par effet thermique. Un laser auto-adaptatif comprenant deux têtes laser est ensuite présenté. Ces caractéristiques en terme d'énergie par impulsion, de durée d'impulsion, de M^2, et de rendements de conversion optique/optique et électrique/optique sont donnés.

Chapitre 1

Variation d'indice de réfraction dans les matériaux dopés Terres-rares

1.1 INTRODUCTION

Les faisceaux qui interférent dans le milieu laser forment un hologramme de population qui est à la fois un hologramme de gain et un hologramme d'indice [Powell 1989]. Ce dernier est à tort souvent négligé. A la résonance de gain, un réseau d'indice subsiste en raison de l'existence de bandes UV intenses [Margerie 2006, Moncorgé 2008]. Il est important de mesurer cet effet d'une part d'un point de vue fondamental pour comprendre l'origine des variations d'indice et d'autre part pour prédire le résultat du mélange d'ondes dans le milieu à gain.

Nous avons donc mis en place une technique de mesure de variations d'indice permettant de s'affranchir de la contribution d'origine thermique restant inhérente à la mesure. Nous avons alors mesuré la contribution d'indice d'origine électronique dans les principaux cristaux laser dopés Nd^{3+} et Yb^{3+}.

1.2 DISTINCTION ENTRE DIFFERENTS TYPES DE VARIATIONS D'INDICE (RESONANT ET NON-RESONANT) ET FACTEUR DE HENRY

1.2.1 VARIATION D'INDICE D'ORIGINE THERMIQUE

Lorsque des ions lasers sont portés dans l'état excité, des relaxations non radiatives ont lieu ce qui émet de la chaleur. Il s'ensuit une variation de température qui se traduit par une variation d'indice :

$$\Delta n = \Psi \Delta T = \left(\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1)(1+v)\alpha_T + 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \right) \Delta T \qquad (1.1)$$

Le coefficient thermo-optique Ψ contient trois termes [Koechner, Chénais 2004]:

- dn/dT
- $(n_0-1)(1+v)\alpha_T$
- $2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire du matériau, α_T le coefficient d'expansion thermique, v le coefficient de poisson et $C_{r,\theta}$ le coefficient photo-élastique.
Les deux derniers termes proviennent d'une distribution des contraintes dans le cristal et dépendent de la nature du cristal et de la géométrie de pompage.

1.2.2 Facteur de Henry

En raison de la causalité de la réponse diélectrique à l'excitation électrique, la valeur de la partie réelle (respectivement imaginaire) est fonction du spectre entier de la partie imaginaire (respectivement réelle) de la variation de susceptibilité diélectrique. C'est la raison pour laquelle les propriétés d'émission laser ne suffisent pas à elles seules pour rendre compte des variations d'indice observées à la résonance de gain laser contrairement à ce qui est pourtant généralement admis.

Les hologrammes de population générés dans un matériau laser placé en inversion de population sont à la fois des hologrammes de gain et d'indice d'origine électronique. Pour quantifier la contribution de la partie réelle de la variation de susceptibilité diélectrique, $\Delta\chi'$, par rapport à celle de la partie imaginaire, $\Delta\chi''$, le paramètre $\beta=\Delta\chi'/\Delta\chi''$ a été introduit [Antipov 2003]. Ce rapport quantifie la contribution relative de la variation d'indice électronique par rapport à la contribution de gain des ions actifs dans un matériau laser placé en inversion de population. Ce paramètre β est connu dans les milieux semi-conducteurs comme étant le facteur de Henry [Henry 1982]. Il est alors noté α.

La durée de vie du niveau métastable laser dans les matériaux lasers dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} est prédominante devant celle des autres niveaux d'énergie. Par ailleurs, avec un pompage par diode laser l'absorption des photons de pompe par

les ions dans l'état excité est négligeable. Par conséquent seul le niveau métastable laser est considéré comme étant peuplé.

$\Delta\chi'$ et $\Delta\chi''$ sont alors donnés par les expressions suivantes :

$$\Delta\chi' = 2n_0\Delta n \tag{1.2}$$

$$\Delta\chi'' = 2n_0 n'' = \frac{n_0 g}{k_0} \tag{1.3}$$

où

$$g(\lambda_0) = \sigma_e(\lambda_0)\Delta N \tag{1.4}$$

est le coefficient de gain petit signal, $\sigma_e(\lambda_0)$ est la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser λ_0 et ΔN est la densité d'ions dans l'état excité. La variation de l'indice de réfraction Δn est obtenu grâce à la relation de Kramers Kronig :

$$\Delta n(\lambda_0) = \frac{\Delta N}{2\pi^2} P\int_0^\infty \frac{\Delta\sigma(\lambda')}{\left(\frac{\lambda'}{\lambda_0}\right)^2 - 1} d\lambda' \tag{1.5}$$

où $P\int$ est l'intégrale de Cauchy et $\Delta\sigma$ est donné par l'expression suivante :

$$\Delta\sigma = \sigma_e + \sigma_{aef} - \sigma_{aee} \tag{1.6}$$

où σ_{aef} et σ_{aee} sont les sections efficaces d'absorption dans l'état fondamental et dans l'état excité, respectivement.

D'où le facteur de Henry β donné par :

$$\beta(\lambda_0) = \frac{2}{\pi\sigma_e(\lambda_0)\lambda_0} P\int_0^\infty \frac{\Delta\sigma(\lambda')}{\left(\frac{\lambda'}{\lambda_0}\right)^2 - 1} d\lambda' \tag{1.7}$$

Ce paramètre ne dépend pas de la densité d'ions dans l'état excité ΔN. Il est donc indépendant du taux de pompage et de l'intensité des faisceaux. Le facteur de Henry permet donc de quantifier la contribution de la partie réelle de la

variation de susceptibilité diélectrique par rapport à celle de la partie imaginaire. C'est une caractéristique intrinsèque au matériau.

1.2.3 Contribution electronique resonante et contribution electronique non-resonante

Le rapport β peut être exprimé comme la somme de deux termes.

$$\beta(\lambda_0) = \beta_R(\lambda_0) + \beta_{NR}(\lambda_0) \tag{1.8}$$

β_R et β_{NR} rendent compte des contributions résonantes et non-résonantes de la variation d'indice d'origine électronique, respectivement, c'est à dire aux contributions provenant de la transition laser et de bandes UV, respectivement. Supposons que la forme de raie de la transition laser soit lorentzienne comme indiqué sur la figure 1.1. La section efficace d'émission est alors donnée par :

$$\sigma_e(\lambda_0) = \frac{\sigma_e^{\max}}{1+[\delta(\lambda_0)]^2} \tag{1.9}$$

où σ_e^{max} est la section efficace d'émission à la résonance et δ est le décalage normalisé en longueur d'onde par rapport à la résonance de gain laser.

Le paramètre β_R s'exprime de la façon suivante :

$$\beta_R(\lambda_0) \approx \delta(\lambda_0) \approx 2\frac{1/\lambda_0 - 1/\lambda_c}{\Delta\lambda/\lambda_c^2} \tag{1.10}$$

où λ_c est la longueur d'onde pour laquelle le maximum de gain est obtenu. $\Delta\lambda$ est la largeur à mi-hauteur de la transition laser.

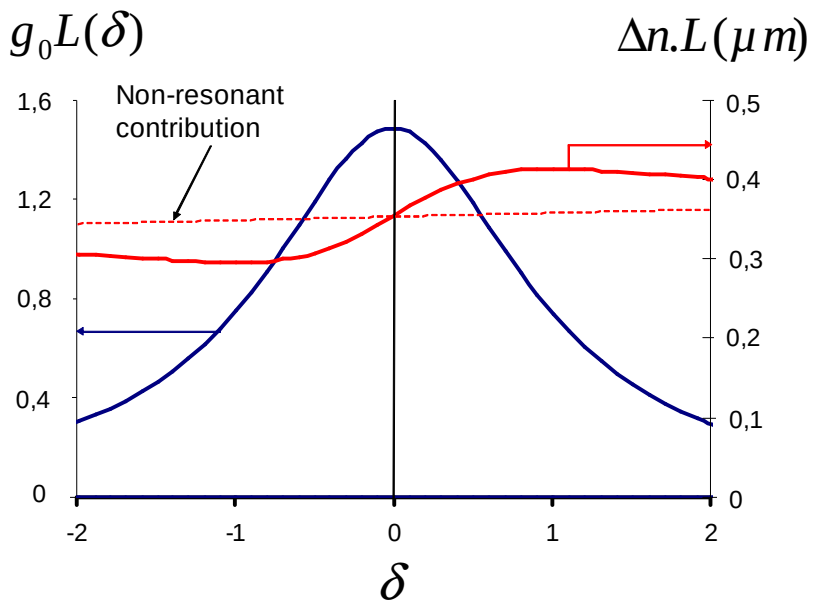


Figure 1.1 : Variations théoriques des quantités g_0L où $g_0 = g(\lambda_c)$ et ΔnL autour de la résonance en fonction du paramètre δ pour $g_0L(\delta=0) = 1,5$ et $\beta_{NR}^0 = 3$ à la résonance de gain.

Dans les matériaux dopés Yb^{3+} et Nd^{3+}, les bandes d'absorption UV ont un impact non résonant au voisinage de la transition laser. Les bandes d'absorption UV peuvent être décrites par une somme de transition de profil lorentzien. La polarisabilité du niveau électronique j à la fréquence ν est alors donnée par [Antipov 2003] :

$$\alpha_j(\nu) = \frac{\lambda_0 n_0}{8\pi^2 F_l^2} \sum_i \frac{\sigma_{ji}\nu\Delta\nu_{ji}(\nu_{ji}^2 - \nu^2)}{(\nu_{ji}^2 - \nu^2)^2 + (\nu\Delta\nu_{ji})^2} \tag{1.11}$$

où i est le niveau d'énergie amenant à une transition UV. σ_{ji} est la section efficace de la transition j→i, ν_{ji} est la fréquence de résonance et $\Delta\nu_{ji}$ est la largeur à mi-hauteur de la transition UV. Lorsque la bande UV est assez éloignée, la variation de polarisabilité non-résonante des ions actifs dans l'état excité peut être mise sous la forme :

$$\Delta\alpha_j(\nu) = \frac{\lambda_0 n_0}{8\pi^2 F_l^2}\left(\sum_i \frac{\sigma_{ji}\nu\Delta\nu_{ji}}{\nu_{ji}^2 - \nu^2} - \sum_i \frac{\sigma_{j=0,i}\nu\Delta\nu_{j=0,i}}{\nu_{j=0,i}^2 - \nu^2}\right) \tag{1.12}$$

Lorsque le niveau métastable j est le seul à être peuplé, $\beta_{NR}(\lambda_0)$ peut être exprimé de la façon suivante [Antipov 1999] :

$$\beta_{NR}(\lambda_0) = \frac{8\pi^2 F_l^{\,2} \Delta\alpha_j(\lambda_0)}{n_0 \lambda_0 \sigma_e(\lambda_0)} \tag{1.13}$$

où $F_L = (n_0^{\,2} + 2)/3$ est le facteur de Lorentz.

La variation de polarisabilité provenant des bandes UV étant un effet purement dispersif, au voisinage de la transition de gain laser, nous avons :

$$\Delta\alpha_j(\lambda_0) \approx \Delta\alpha \tag{1.14}$$

En utilisant l'expression (1.9) et l'expression (1.13), nous obtenons alors la relation suivante:

$$\beta_{NR}(\lambda_0) = \beta_{NR}^0 (1 + [\delta(\lambda_0)]^2) \tag{1.15}$$

où β_{NR}^0 est exprimé par :

$$\beta_{NR}^0 = \frac{8\pi^2 F_l^{\,2} \Delta\alpha_j}{n_0 \lambda_0 \sigma_e^{\max}} \tag{1.16}$$

β_{NR}^0 est donc le facteur de Henry à la résonance δ=0.

1.3 ETAT DE L'ART SUR LES IONS DE TERRES RARES ET LES IONS DE TRANSITION DU GROUPE DU FER ET TECHNIQUES UTILISEES

Les premières mesures de variation d'indice de population ont été effectuées par Baldwin en 1967 [Baldwin 1967] en montrant que les variations d'indice d'origine thermique n'expliquaient pas à elles seules les résultats expérimentaux.

Par la suite, une série de mesures de variations d'indice dans des matériaux laser par mélange à quatre ondes en régime continu a été menée [Powell 1989, Powell 1990]. Cette technique consiste à utiliser deux ondes de pompe pour inscrire un réseau de population et une 3ème onde comme faisceau sonde. Le signal diffracté permet alors d'obtenir l'efficacité de diffraction du réseau de population qui est reliée à la variation de polarisabilité des ions entre l'état fondamental et l'état excité. Le signal dû à la présence d'un réseau thermique est considéré comme étant négligeable compte-tenu des effets de diffusion de la chaleur sur une distance de l'ordre du pas de l'interfrange.

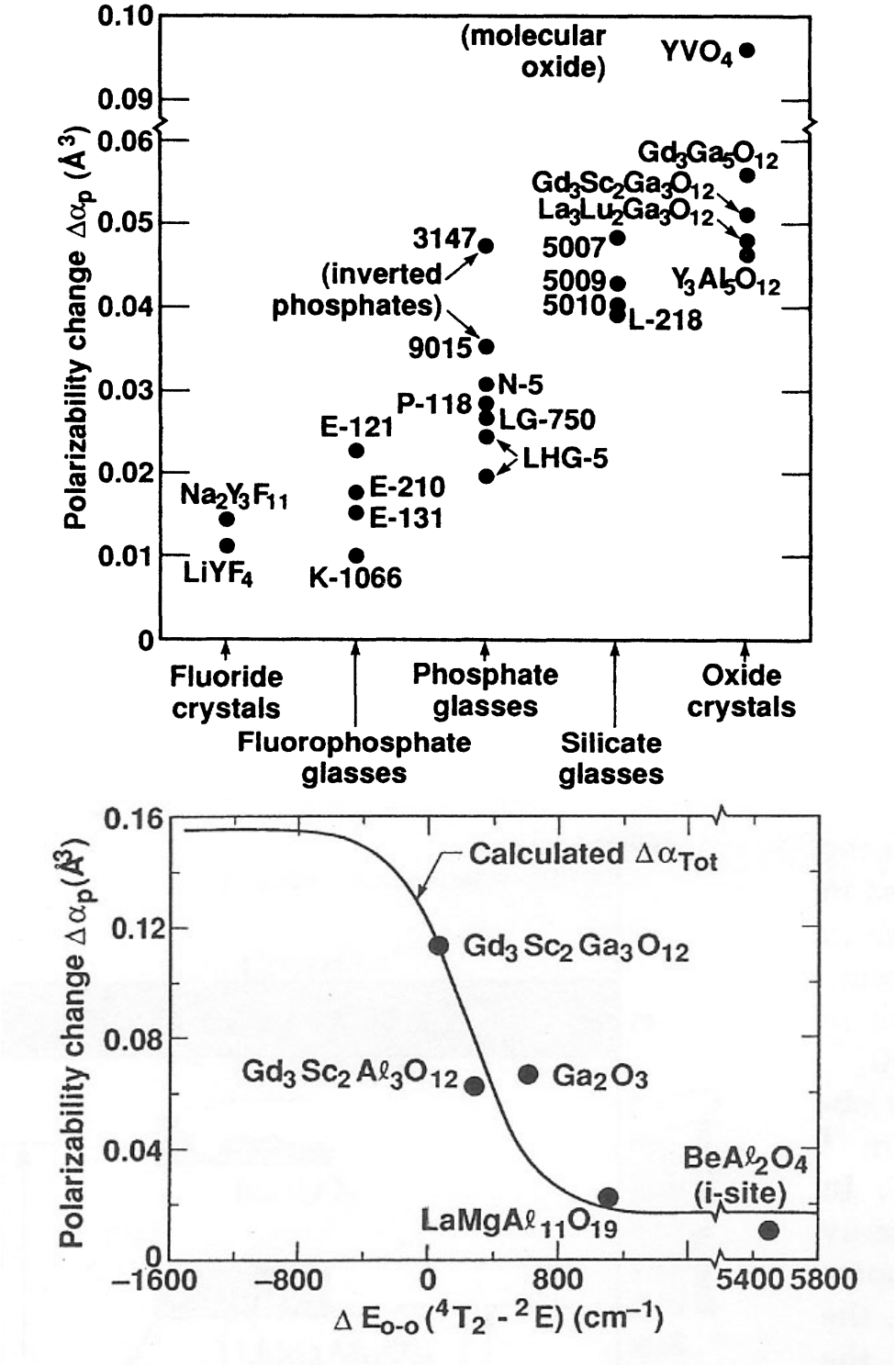


Figure 1.2 : Variations de polarisabilité $\Delta\alpha_p$ (=$\Delta\alpha$) des ions Nd^{3+} et Cr^{3+} mesurées par mélange à 4 ondes dans différentes matrices laser autour de 500nm [Powell 1989; Powell 1990 ; Weaver 1989]].

Ces travaux ont permis de classer et de quantifier les changements de polarisabilité des ions actifs suivant leur nature et celles des réseaux hôtes (Figure 1.2). Les ions de terres rares tels que l'ion Nd^{3+} conduisent à des variations de

polarisabilité plus faibles que les ions de transition du groupe du fer tel que l'ion Cr^{3+}. Par ailleurs, les ions Terres Rares tels que l'ion Nd^{3+} conduisent à des variations de polarisabilité plus faibles dans les fluorures que dans les oxydes.

Ces premiers résultats ont été repris par la suite pour les confronter aux résultats donnés par des techniques telles que la technique « Z-scan ». Cette méthode consiste à induire une lentille de population dans un matériau laser et à mesurer l'effet de la translation de celui-ci sur la transmission d'une onde à travers un diaphragme. Cette technique, simple à mettre en œuvre, permet de mesurer des variations d'indice en résonance avec des raies d'absorption [Catunda 2001, Catunda 2007]. Elle présente également l'avantage de donner le signe de la variation d'indice. En revanche, elle nécessite de s'affranchir des effets de lentille thermique qui ne sont pas toujours faciles à modéliser.

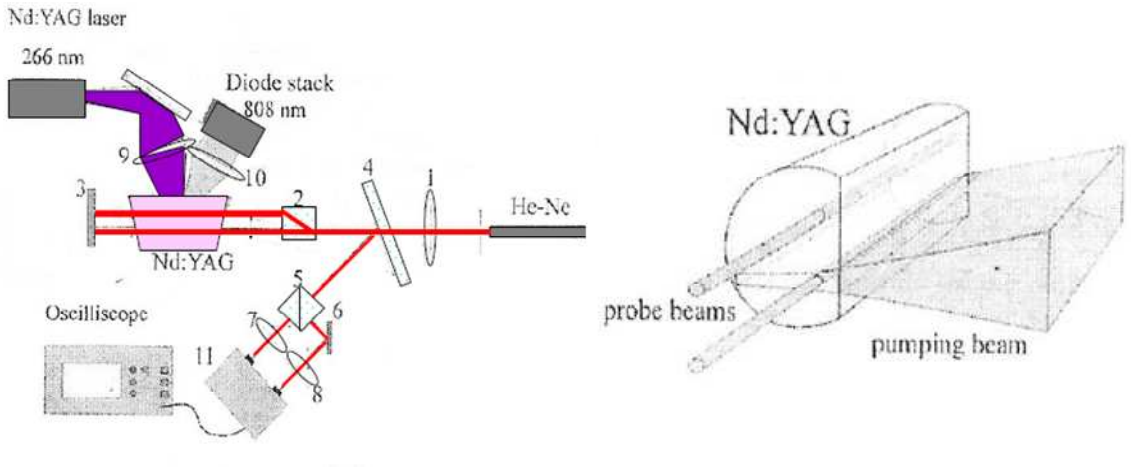


Figure 1.3 : Schéma de l'interféromètre de Jamin-Lebedev (à gauche). Schéma des faisceaux pompe et sonde dans le cristal de Nd^{3+}:YAG (à droite) [Antipov 2003]

Des techniques de mesure en régime transitoire ont alors été imaginées de manière à discriminer les effets thermiques des effets électroniques par l'étude de la dynamique de retour à l'équilibre. Une mesure interférométrique a été ainsi utilisée de manière à mesurer le déphasage et donc la variation d'indice induite dans l'un des bras de l'interféromètre par un pompage impulsionnel [Antipov 1998]. Elle a été effectuée dans le Nd^{3+}:YAG, le pompage optique étant assuré par une diode laser à fonctionnement quasi-continu (impulsion de 200 µs à 808 nm) et la sonde par un laser He-Ne à $\sim$ 633 nm.

La détermination de la population des ions dans l'état $^4F_{3/2}$ et la mesure interférométrique permettent donc d'estimer $\Delta\alpha(633\,nm) \approx 4.10^{-26}\,cm^3$. Après prise en compte de la dispersion, cette valeur devient $\Delta\alpha(1064\,nm) \approx 3{,}2.10^{-26}\,cm^3$ ce qui donne :

$$\beta \approx \frac{8\pi^2 F_l^2 \Delta\alpha_{^4F_{3/2}-^4I_{9/2}}(1064nm)}{n_0 \lambda \sigma_0} \approx 0{,}11$$

si on considère que tous les ions excités sont dans l'état $^4F_{3/2}$. Cette hypothèse est vérifiée lors d'un pompage diode puisqu'il n'y a pas d'absorption dans l'état excité à 808 nm [Guyot 1993, Guyot 1995].

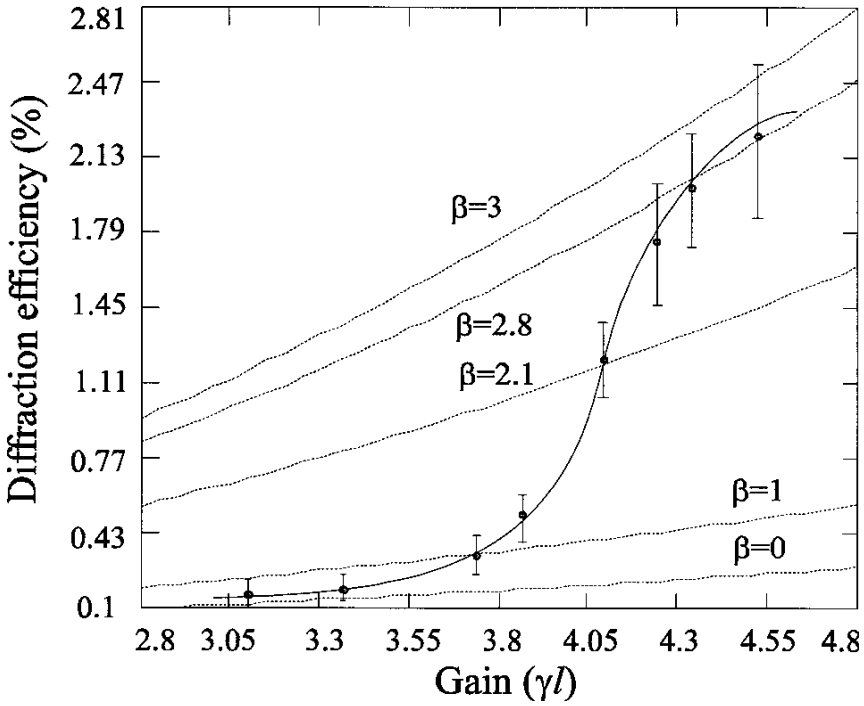


Figure 1.4 : Mesures expérimentales et estimations théoriques de la dépendence de l'efficacité de diffraction dans le mélange à 4 ondes avec le gain d'un amplificateur Nd^{3+}:YAG pompé par des lampes flash. γl est équivalent à g_0L. [Antipov 1999]

Par contre lors d'un pompage flash les niveaux supérieurs sont partiellement peuplés, notamment par absorption dans l'état excité. Comme la variation de polarisabilité associée à ces niveaux d'énergie est plus importante que celle du niveau émetteur laser, la variation d'indice du matériau et donc le paramètre β en est fortement affecté. La figure 1.4 représente l'efficacité de diffraction à 1064 nm de l'onde de lecture dans une expérience de mélange à quatre ondes dans le Nd^{3+}:YAG en fonction du gain logarithmique petit signal g_0L à la résonance

[Antipov 1999 ; Antipov 2003]. Quand celui-ci augmente, c'est-à-dire quand la puissance des lampes flash augmente, le paramètre β augmente de manière non linéaire vers des valeurs supérieures à 1. Ces résultats sont semblables à ceux obtenus par des mesures de mélange à quatre ondes non dégénérées, c'est-à-dire lorsque l'onde de lecture sonde uniquement le réseau dispersif [Antipov 1998]. Ceci indique que le réseau d'indice est prédominant sur le réseau de gain en régime de fort gain.

Antipov et al. ont alors entrepris une expérience de mélange à deux ondes dans un amplificateur Nd:YAG pompé par flash. Ils ont alors constaté en régime transitoire que le faisceau sonde à été plus amplifié en présence du faisceau pompe que ce qu'il aurait été en son absence. Ce gain a été maximisé pour une impulsion pompe de 30 µs en faisant varier le décalage en fréquence Ω d'un faisceau par rapport à l'autre à la résonance de gain mais il serait intéressant de faire varier les paramètres expérimentaux (δ, g_0L, durée de l'interaction, intensité des faisceaux) de manière à dégager les conditions pour lesquelles le mélange est optimisé. C'est l'objet du chapitre 2.

Un pompage flash ne permet cependant pas de connaître avec précision les populations et donc les variations de polarisabilité des niveaux supérieurs au niveau émetteur laser. Par une excitation indirecte à 266 nm, on peut considérer que seul le niveau $^2F(2)_{5/2}$ est peuplé car sa durée de vie est de 3 µs tandis qu'elles sont inférieures à 0,3 µs pour les autres niveaux intermédiaires. La variation de polarisabilité vaut alors $\Delta\alpha_{^2F(2)_{5/2}-^4I_{9/2}} \approx 9{,}8.10^{-26}\,cm^3$ [Margerie 2006]. On montre alors qu'il y a un facteur deux entre les mesures et les simulations théoriques. On peut penser qu'une contribution supplémentaire doit être ajoutée. En effet, il existe des bandes de transfert de charge qui peuvent expliquer ces écarts entre théorie et expérience. Avec l'Yb^{3+} par exemple cette contribution est importante. Elle suffirait à elle seule à rendre compte de la variation de polarisabilité mesurée par des techniques de diffractométrie transitoire et d'interférométrie transitoire dans le Yb:YAG [Moncorgé 2008, Antipov 2006].

Les bandes de transfert de charge permettraient d'expliquer le comportement nanoseconde auto-déclenché récemment observé dans le Cr :LiSAF [Passilly 2004], un matériau qui a été utilisé dans ces dernières années pour réaliser un système laser femtoseconde pompé par diode, compact et à faible seuil [Agate 2002].

Récemment, une mesure de variation de polarisabilité a été effectuée à l'aide d'un dispositif de type Mach-Zhender tout fibré [Fotiadi 2008]. La variation

d'indice suivait alors la dynamique des populations dans l'état excité et une valeur élevée de variation de polarisabilité dans une fibre dopée Yb^{3+} a été mesurée à 1,5 µm ($\Delta\alpha=7{,}5\times10^{-26}$ cm^3).

1.4 METHODES DE MESURES UTILISEES : INTERFEROMETRIE ET DIFFRACTOMETRIE EN REGIME TRANSITOIRE

Nous avons mis en place deux techniques de mesure de variation d'indice. Ces techniques sont de type pompe-sonde. La première est basée sur une technique interférométrique de Jamin-Lebedev [Antipov 2003] et la deuxième sur une technique de diffractométrie [Ivakin 2007]. Dans les deux techniques, présentées respectivement au paragraphe 1.4.1 et 1.4.2, les variations d'indice induites sont analysées par un faisceau dont la longueur d'onde n'est résonnante avec aucune des transitions du matériau étudié. Cela permet de sonder uniquement la contribution non-résonante de la variation d'indice.

La variation d'indice est dans ces deux techniques induite par une impulsion de pompe. L'étude dynamique de retour à l'équilibre du système nous permet alors de séparer la contribution thermique de la contribution électronique. Ceci est l'objet de la partie 1.4.3.

Dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons les notations suivantes :

Notations utilisées :

$$\overline{A(x,y)}^{z} = \left(\int A(x,y,z)dz\right)/l$$

$$\overline{B}^{x,y} = \iint F(x,y)\times B(x,y)dx.dy$$

avec $\iint |F(x,y)|dxdy = 1$

1.4.1 TECHNIQUE INTERFEROMETRIQUE EN REGIME TRANSITOIRE

Dans la technique d'interférométrie transitoire (description détaillée du montage et des appareillages en Annexe A), les deux bras de l'interféromètre sont très proches l'un de l'autre et traversent le cristal à analyser. Ceci permet de s'affranchir des fluctuations thermiques et des effets de vibration. L'un des deux

faisceaux sonde traverse une zone pompée induisant alors un déphasage entre les deux faisceaux. Un cube polariseur permet alors de mesurer le terme d'interférence.

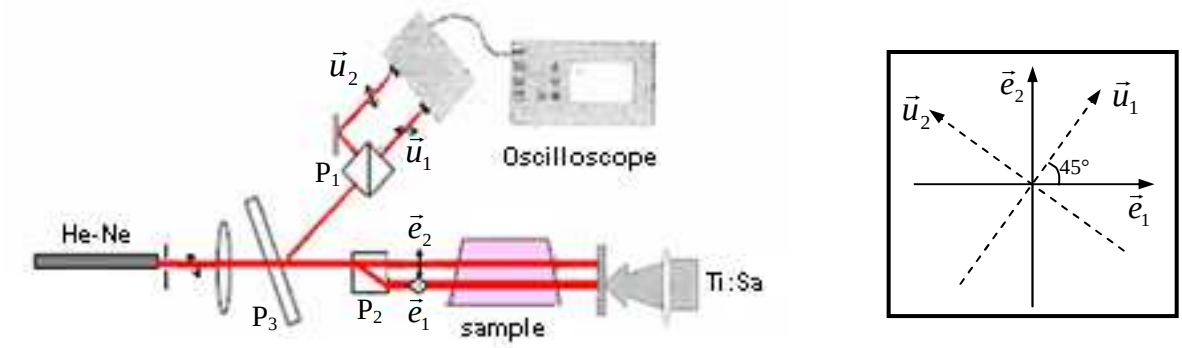


Figure 1.5 : Schéma de principe de l'interféromètre de Jamin-Lebedev (interféromètre en polarisation) utilisé pour mesurer les variations d'indice de réfraction. P_1 est un cube polariseur, P_2 est une lame de Savart et P_3 est une lame séparatrice [Antipov 2006].

Les deux ondes étant de polarisations croisées, on utilise un polariseur pour qu'elles interférent. Les expressions des champs et intensités sur les deux voies de détection sont alors les suivantes :

champ électrique :

sur $\vec{u}_1$: $\sqrt{T_1/2}\left(E_1 e^{i(\Delta\varphi+\Delta\varphi_0)} + E_2\right)$ (1.17)

sur $\vec{u}_2$: $\sqrt{T_2/2}\left(-E_1 e^{i(\Delta\varphi+\Delta\varphi_0)} + E_2\right)$ (1.18)

intensité du champ :

sur $\vec{u}_1$: $T_1/2\left(I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi+\Delta\varphi_0)\right)$ (1.19)

sur $\vec{u}_2$: $T_2/2\left(I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi+\Delta\varphi_0)\right)$ (1.20)

avec $\Delta\varphi$ le déphasage induit par la variation d'indice et $\Delta\varphi_0$ le déphasage initial entre les deux voies. E_1 et E_2 sont les champs électriques sur chacun des deux bras de l'interféromètre. T_1 et T_2 sont les transmissions du cube polariseur pour les voies 1 et 2.

Les signaux mesurés en sortie du cube polariseur sont représentés sur la figure 1.6.

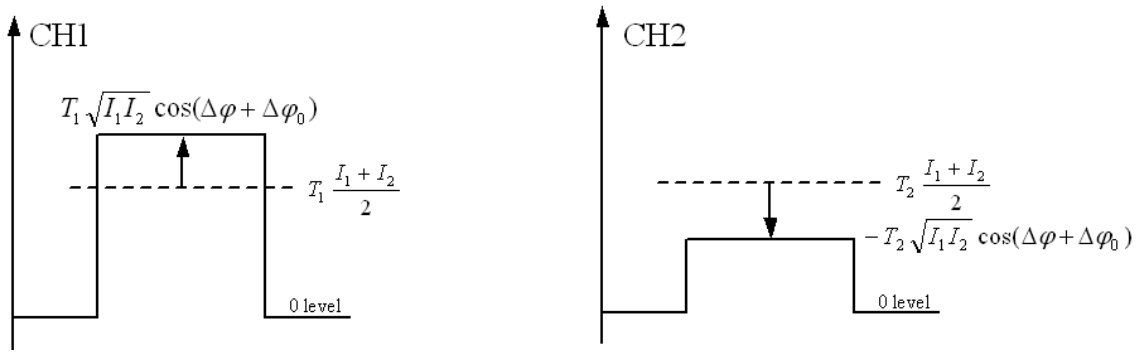


Figure 1.6 : Variations de signal obtenues par rotation de la lame de Savart et visualisés sur les deux voies de l'oscilloscope.

Le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre $\Delta\varphi_0$ peut être ajusté par simple rotation de la lame de Savart. Les deux rayons restent alors parallèles. On est donc en teinte plate. Lorsque $\Delta\varphi_0$ vaut $\pm\pi/2$, la sensibilité de la mesure est maximale.

Le signal contenant l'information qui nous intéresse apparaissant sur chacune des deux voies de mesure, il est judicieux de faire la différence de ces signaux pour doubler le signal ainsi que pour s'affranchir de la composante continue.

L'expression du signal en sortie du polariseur est alors la suivante :

$$\begin{aligned}\Delta I &= (T_1 - T_2)\frac{I_1+I_2}{2} + \frac{T_1+T_2}{2}2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi+\Delta\varphi_0) \\ &= (T_1 - T_2)\frac{I_1+I_2}{2} + \frac{T_1+T_2}{2}2\sqrt{I_1 I_2}\sin(\Delta\varphi) \quad si\,\Delta\varphi_0 = -\pi/2\end{aligned} \tag{1.21}$$

On optimise donc le signal d'interférence si $I_1=I_2=I_0$ et si $T_1=T_2=1$.

Les variations d'intensité dépendent de la coordonnée radiale r. On mesure à l'oscilloscope une variation de tension Δu qui est proportionnelle aux variations d'intensité moyennées sur le profil spatial du faisceau sonde.

$$\Delta u \propto \iint I_0(r)\sin(\Delta\varphi(r))\, rdr \qquad (1.22)$$

Cette variation de tension est maximale lorsqu'on a un déphasage de π/2 entre les deux voies de l'interféromètre. Ceci peut être obtenu par simple rotation de la lame de Savart. Connaissant la variation de tension ΔU_{max}, il est donc possible de déterminer à quelle variation de déphasage correspond la variation de tension Δu (dans le cas de faibles variations) :

$$\Delta u / \Delta U_{\max} \approx \overline{\Delta\varphi}^{x,y} \qquad (1.23)$$

où $\overline{\Delta\varphi}^{x,y}$ est une variation de déphasage effective (vue par la sonde).

Les variations d'indice induites par pompage optique $\overline{\Delta n}^{x,y,z}$ entraînent des variations de déphasage qui peuvent être évaluées à travers l'expression suivante:

$$\overline{\Delta\varphi}^{x,y} = 2\pi\overline{\Delta n}^{x,y,z}(2l)/\lambda_0 \qquad (1.24)$$

où l est l'épaisseur du matériau analysé.

Supposons que les faisceaux pompe et sonde soient des faisceaux gaussiens avec des « beam-waists » (rayons de gorge) ω_{pump} et ω_{probe}. Les variations d'indice de réfraction mesurées $\overline{\Delta n}^{x,y,z}$ résultent du recouvrement entre pompe et sonde à l'intérieur du cristal.

On obtient :

$$\overline{\Delta n}^{x,y,z} = \frac{2\pi\int I_0(r).\overline{\Delta n(r)}^{z} \times r.dr}{2\pi\int I_0(r)\times r.dr} = 2\pi\int In_{probe}(r).\overline{\Delta n(r)}^{z} \times r.dr \qquad (1.25)$$

avec :

$$2\pi\int In_{probe}(r)\times r.dr = 1 \qquad (1.26)$$

La variation d'indice a le même profil spatial que le profil spatial du faisceau pompe. On obtient donc :

$$\overline{\Delta n}^{x,y,z} = \overline{\Delta n(r=0)}^{z} \times 2\pi \int In_{probe}(r).\exp(-\frac{2r^2}{\omega_{pump}^{2}}) \times r.dr \qquad (1.27)$$

$$\overline{\Delta n}^{x,y,z} = \overline{\Delta n(r=0)}^{z} \times 2\pi \int \frac{2}{\pi\omega_{probe}^{2}} \exp(-\frac{2r^2}{\omega_{probe}^{2}}) \exp(-\frac{2r^2}{\omega_{pump}^{2}}) \times r.dr \qquad (1.28)$$

$$\overline{\Delta n}^{x,y,z} = \overline{\Delta n(r=0)}^{z} \times \frac{\omega_{pump}^{2}}{\omega_{pump}^{2} + \omega_{probe}^{2}} \qquad (1.29)$$

La valeur de la variation d'indice $\overline{\Delta n}^{z}(r=0)$ est donc obtenue en divisant $\overline{\Delta n}^{x,y,z}$ par le facteur $\frac{\omega_{pump}^{2}}{\omega_{pump}^{2} + \omega_{probe}^{2}}$.

Les densités d'ions dans l'état excité moyennées suivant z s'expriment de la façon suivante :

$$\overline{\Delta N(r=0)}^{z} = \int_0^l \Delta N(r=0,z)dz \Big/ l \qquad (1.30)$$

où l est l'épaisseur du cristal et z la coordonnée normale à la surface de l'échantillon. Elles ont été évaluées en supposant que le faisceau de pompe était gaussien et en connaissant l'énergie absorbée de la pompe dans le cristal après un pic de Dirac d'excitation (cf Annexe C):

$$\overline{\Delta N(r=0)}^{z} = \frac{2}{\pi\omega_{pump}^{2}} \frac{1}{l} \frac{E_{abs}}{h\nu_p} \qquad (1.31)$$

où E_{abs} est l'énergie absorbée par le matériau laser, h est la constante de Planck et ν_p est la fréquence de l'onde pompe.

Si on parvient à déterminer la proportion de variation d'indice électronique par rapport à la variation d'indice totale (cf 1.4.3) et connaissant le nombre d'ions dans l'état excité en r=0, on peut déterminer la variation de polarisabilité des ions notée $\Delta\alpha_p$ d'après l'équation suivante :

$$\overline{\Delta n_e(r=0)}^{z} = 2\pi f_l^{2} \Delta\alpha_p \overline{\Delta N(r=0)}^{z} / n_0 \qquad (1.32)$$

où Δn_e est la variation d'indice d'origine électronique, $f_l = (n_0^{\ 2} + 2)/3$ est le facteur de Lorentz et n_0 l'indice de réfraction linéaire du matériau à 632.8 nm.

En utilisant les expressions (1.23), (1.24), (1.29), (1.31) et (1.32), on obtient la relation suivante :

$$\Delta\alpha_p = \frac{\Delta u_e}{\Delta U_{\max}} \frac{\lambda_0 h \nu_p n_0}{16 E_{abs} 2\pi f_l^{\ 2}} (\omega_{pump}^{\ 2} + \omega_{probe}^{\ 2}) \qquad (1.33)$$

avec Δu_e la variation de tension engendrée par la variation d'indice électronique.

Perte de contraste :

Le cas idéal précédemment évoqué considère que l'on travaille en teinte plate de manière à avoir un contraste proche de l'unité. Cependant, si les rayons ne sont pas parfaitement parallèles ou si les fronts d'onde des deux ondes gaussiennes n'ont pas la même courbure, un système de frange apparaît sur le détecteur ce qui a pour effet de diminuer le contraste. Ceci n'introduit pas d'erreur de mesure mais rend simplement la mesure moins précise car le rapport signal à bruit est diminué. Les mesures ont été effectuées avec un contraste supérieur à 95%.

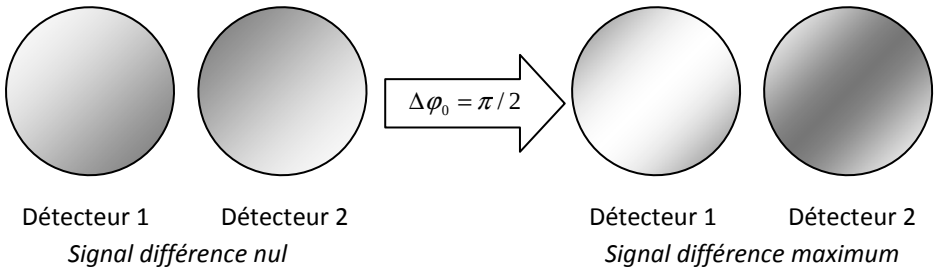


Figure 1.7 : Variations de signal obtenues par rotation de la lame de Savart et visualisés avant le détecteur pour un contraste inférieur à l'unité.

Rapport signal à bruit (RSB):

L'erreur sur la variation d'indice totale mesurée est d'autant plus faible que le signal est grand devant le bruit. Le rapport signal à bruit défini par :

$$\mathrm{RSB} = \frac{Signal}{2 \times \sigma_{Signal}} \tag{1.34}$$

doit donc être le plus grand possible.

Le signal étant proportionnel à Δn et le bruit étant celui de la sonde sans pompage optique, le RSB évolue comme Δn. Le signal sera d'autant plus grand que la densité d'ions portés dans l'état excité sera grande. Pour limiter le bruit, il faut éviter les vibrations ainsi que les fluctuations d'indice de l'air en isolant l'interféromètre. Ces bruits de basse fréquence sont atténués par la fonction de moyennage de l'oscilloscope. Il faut par ailleurs, travailler avec un laser He-Ne assez puissant (5 mW). En effet, la lame séparatrice fait perdre un facteur 4 sur le signal.

Voici ci-dessous un signal mesuré typique dans le Nd:YAG pour un faisceau pompe de 450 µm de waist et de 0,5 mJ. On constate que même si le signal diminue le bruit reste constant.

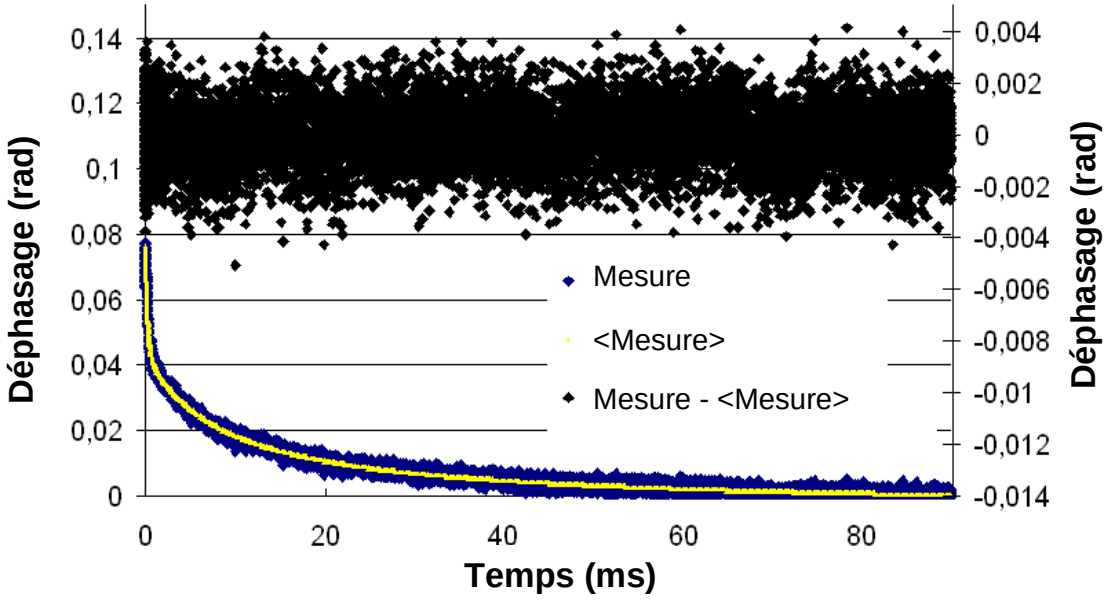


Figure 1.8 : Déclin de variation de déphasage mesuré après une impulsion de pompe par la technique interférométrique. Le bruit reste constant.

La figure 1.9 représente le RSB en fonction de la variation d'épaisseur optique mesurée Δn.L. Le RSB vaut 1 pour des variations d'épaisseur optique de λ/5000. La sensibilité de la mesure est donc de λ/5000. Pour des variations d'épaisseur

optique de 10^{-8} m, le RSB vaut 100 ce qui correspond à une incertitude sur la mesure de 3%.

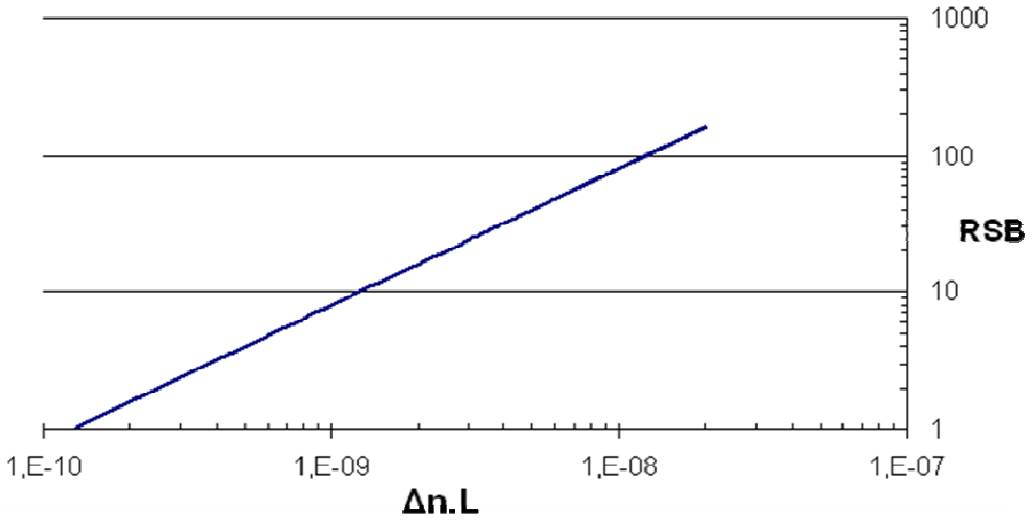


Figure 1.9 : RSB obtenu par la méthode interférométrique en fonction de la variation d'épaisseur optique mesurée Δn.L.

Pour déterminer $\Delta\alpha_p$, il faut connaître Δn.L mais aussi E_{abs} et ω_{pump}. Ceci rajoute des incertitudes. Ainsi l'incertitude sur la mesure de $\Delta\alpha_p$ s'élève à environ 10%.

1.4.2 TECHNIQUE DE DIFFRACTOMETRIE EN REGIME TRANSITOIRE

Dans la technique de diffractométrie transitoire (description détaillée du montage et des appareillages en Annexe B), le faisceau de pompe est divisé en deux parties à l'aide d'un réseau de phase. Un filtre spatial permet de ne garder que les ordres +1 et -1 qui seront recombinés à l'intérieur du cristal pour former un réseau sinusoïdal de population. Le faisceau sonde He-Ne est alors diffracté par le réseau d'indice avec une efficacité de diffraction proportionnelle au carré de la variation d'indice induite.

En utilisant des cristaux d'épaisseur millimétrique, il était possible d'avoir la condition :

$$Q\nu_f \leq 1 \qquad (1.35)$$

où $Q = \frac{2\pi\lambda_0 l}{n_0\Lambda^2}$ est le désaccord en vecteur d'onde et $\nu_f = \frac{\pi\Delta n l}{2\lambda_0}$ le paramètre de force du réseau.

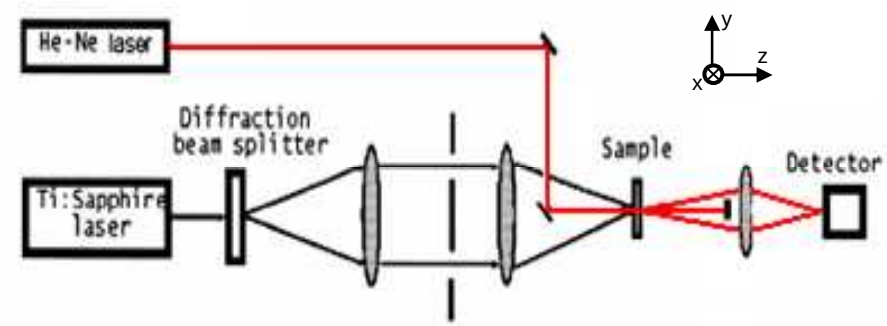


Figure 1.10 : Schéma de principe de la technique de diffractométrie transitoire utilisée pour mesurer les variations d'indice de réfraction [Antipov 2006).

Ainsi, même si la condition Q<1 habituellement utilisée n'était pas vérifiée, le régime de diffraction était un régime de Raman-Nath [Gaylord 1981] pour lequel l'efficacité de diffraction pouvait être approximée (à 1% près) par l'expression suivante [Eichler 1986, Riedel 1967, Ivakin 2007] :

$$\mathrm{E}_{\mathrm{diffraction}} = \frac{P_1}{P_0} = \overline{\left(\frac{\pi \int_0^l \Delta n(z) dz}{\lambda_0} \right)^2}^{x,y^2} \tag{1.36}$$

P_1 et P_0 sont les puissances diffractée dans les ordres +1 ou –1 ($P_{+1} = P_{-1}$) et la puissance dans l'ordre 0 respectivement. En prenant les ordres +1 et –1, on multiplie donc le rapport signal à bruit d'un facteur $\sqrt{2}$.

Pour l = 1 mm, n_0 = 2 et $\Delta n = 10^{-5}$:

$$Q\nu_f = \frac{\pi^2 \Delta n l^2}{n_0 \Lambda^2} \leq 1 \quad \Rightarrow \quad \Lambda \geq 7\,\mu m \tag{1.37}$$

Le régime de Raman-Nath est donc obtenu avec des échantillons d'épaisseur millimétrique lorsque le pas du réseau photo-induit est d'au moins une dizaine de microns. Dans ce régime, on considère que l'onde subit simplement la transmission (changement de la phase) de l'échantillon.

Si le faisceau sonde est une onde plane qui se diffracte sur un réseau d'indice infiniment étendu de modulation $\Delta n = \Delta n_{\max}$ alors l'efficacité de diffraction dans les ordres +1 et -1 s'écrit dans le régime de Raman-Nath :

$$\mathrm{E}_{\text{diffraction}} = E_{+1} = E_{-1} = \left(\frac{\pi \, \Delta \mathrm{n}_{\max} \, \mathrm{l}}{2\lambda_0} \right)^2 \tag{1.38}$$

Une onde gaussienne qui se diffracte sur un réseau d'indice infiniment étendu de modulation $\Delta n = \Delta n_{\max}$ a une efficacité de diffraction dans les ordres +1 et -1 qui s'écrit comme l'expression (1.38).

En revanche, une onde gaussienne qui se diffracte sur un réseau d'indice modulé par une gaussienne ne va pas réellement sonder Δn_{max} mais un indice effectif inférieur à Δn_{max}. L'efficacité de diffraction dans les ordres +1 et -1 s'écrit :

$$\mathrm{E}_{\text{diffraction}} = \overline{\left(\frac{\pi \overline{\Delta n}^{z} l}{\lambda_0} \right)^2}^{x,y} \tag{1.39}$$

$$\mathrm{E}_{\text{diffraction}} = \left(\frac{\pi l}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{\iint \left[E(x,y) \overline{\Delta n(x,y)}^{z} \right]^2 dxdy}{\iint \left[E(x,y) \right]^2 dxdy} \right) \tag{1.40}$$

En considérant que pompe et sonde sont des faisceaux gaussiens de waist ω_{pump} et ω_{probe} respectivement, on obtient :

$$\mathrm{E}_{\text{diffraction}} = \left(\frac{\pi \overline{\Delta n_{\max}(r=0)}^{z} l}{2\lambda_0} \right)^2 \frac{\omega_{pump}{}^2}{\omega_{pump}{}^2 + (\sqrt{2}\omega_{probe})^2} \tag{1.41}$$

Les densités moyennes d'ions dans l'état excité $\overline{\Delta N(r=0)}^{z}$ ont été évaluées en supposant que le faisceau de pompe était gaussien et en connaissant l'énergie absorbée de la pompe dans le cristal après un pic de Dirac d'excitation (cf Annexe C) :

$$\overline{\Delta N(r=0)}^{z} = \frac{4}{\pi\omega_{pump}^{2}} \frac{1}{l} \frac{E_{abs}}{h\nu_{p}} \tag{1.42}$$

En utilisant les expressions (1.32), (1.41) et (1.42), on obtient la relation suivante :

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{P_1}{P_0}} \frac{\lambda_0 n_0}{4\pi f_l^{\,2}} \frac{h\nu_p}{E_{abs}} \frac{\omega_{pump}^{\;3}}{\sqrt{\omega_{pump}^{\;2} + \left(\sqrt{2}\omega_{probe}\right)^2}} \tag{1.43}$$

avec P_1 la variation de puissance dans l'ordre +1 ou -1 engendrée par la variation d'indice électronique et P_0 la puissance dans l'ordre 0 ($E_{diffraction}$ <<1).

Pour diminuer l'incertitude de mesure sur Δα, il faut maximiser le signal diffracté dans les ordres +1 et -1. Il faut donc que le faisceau sonde ne voit que Δn_{max} ce qui signifie que la condition $\omega_{sonde} << \omega_{pompe}$ soit vérifiée. Cependant, si la sonde est trop focalisée sur l'échantillon, les ordres +1 et -1 se recouvrent en champ lointain avec l'ordre 0 si le pas du réseau n'est pas assez petit. Nous disposions de réseaux de phase de 200 µm, 100 µm et 50 µm de manière à générer des réseaux de population de 130 µm, 65 µm et 32 µm. Prenons le cas le moins favorable pour discriminer les ordres +1 et -1 par rapport à l'ordre 0 (réseau de 130 µm) et jouons sur la taille du faisceau sonde.

La figure 1.11 indique le champ diffracté par le réseau d'indice calculé à la distance z=1m c'est-à-dire à la distance du système de détection. L'axe des abscisses représente donc à la fois l'angle de diffraction mais aussi la distance par rapport à l'axe optique.

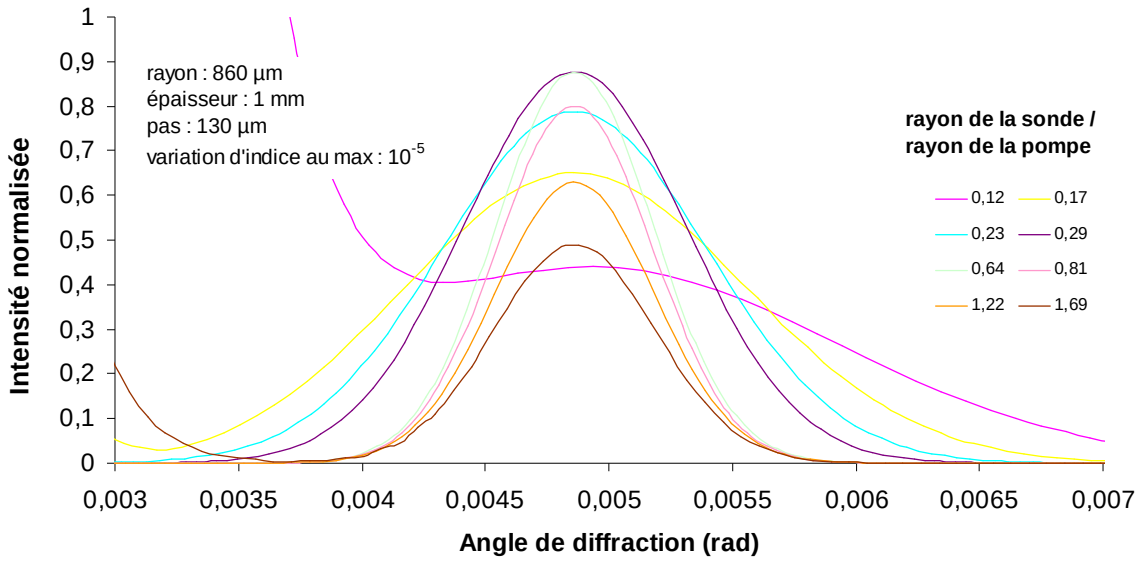


Figure 1.11 : Simulation de la distribution d'intensité diffractée dans l'ordre +/-1 par un réseau d'indice

On peut alors calculer la largeur des ordres +1, -1 et 0. Elles sont représentées sur la figure 1.12.

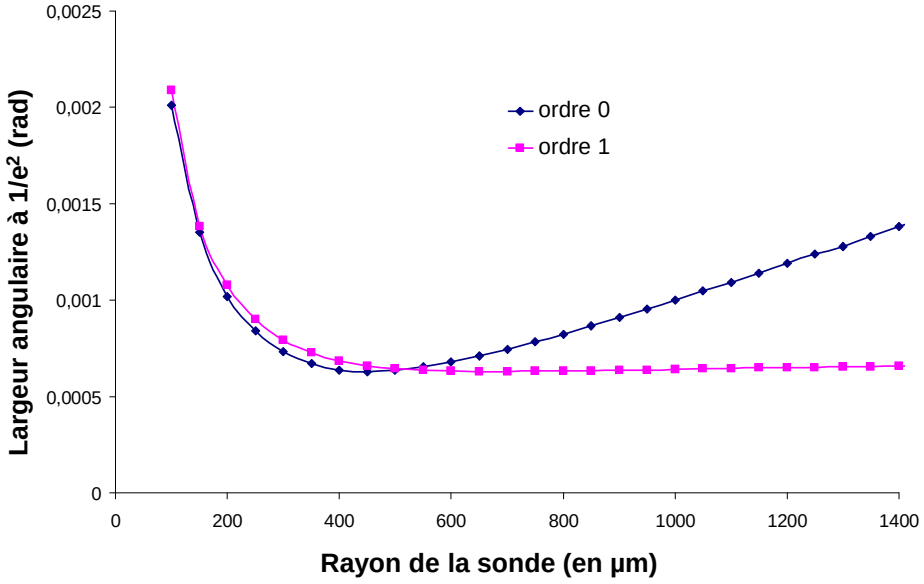


Figure 1.12 : Largeur angulaire à $1/e^2$ des ordres 0 et +/-1 calculés en fonction du rayon de la sonde

On constate que l'ordre 0 passe par un minimum pour un waist de sonde de 450 µm. La largeur de cet ordre est en effet donnée par la formule :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \tag{1.44}$$

où ω_0 est la largeur du faisceau en z=0 (le plan du waist est situé sur l'échantillon) et z_0 est la distance de Rayleigh donnée par :

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{1.45}$$

Tableau 1 : Calcul de la distance de Rayleigh en fonction du rayon de la sonde.

rayon de la sonde (µm)	distance de Rayleigh (en m)
100	0,05
250	0,31
450	1,0
1000	5,0
1400	9,7

ω(z) varie donc en $\frac{\lambda z}{\pi\omega_0}$ lorsque $z_0 \ll z = 1$ m et en ω_0 lorsque $z_0 \gg z = 1$ m. L'ordre 1 est lui déterminé en z=0 par la largeur à 1/e² de la gaussienne qui est l'enveloppe de la fonction $(\Delta n \times E_{sonde})^2$. Il faut de même appliquer la formule des faisceaux gaussiens pour obtenir la dimension de l'ordre 1 à la distance z.

Il est alors intéressant de calculer le terme suivant :

$$p = \frac{\left(\lambda/\Lambda\right)^2}{\omega(z)_{ordre0}\,\omega(z)_{ordre1}} \tag{1.46}$$

qui caractérise le pouvoir discriminant de l'ordre 1 par rapport à l'ordre 0. Le voici représenté à la distance z = 1 m de l'échantillon.

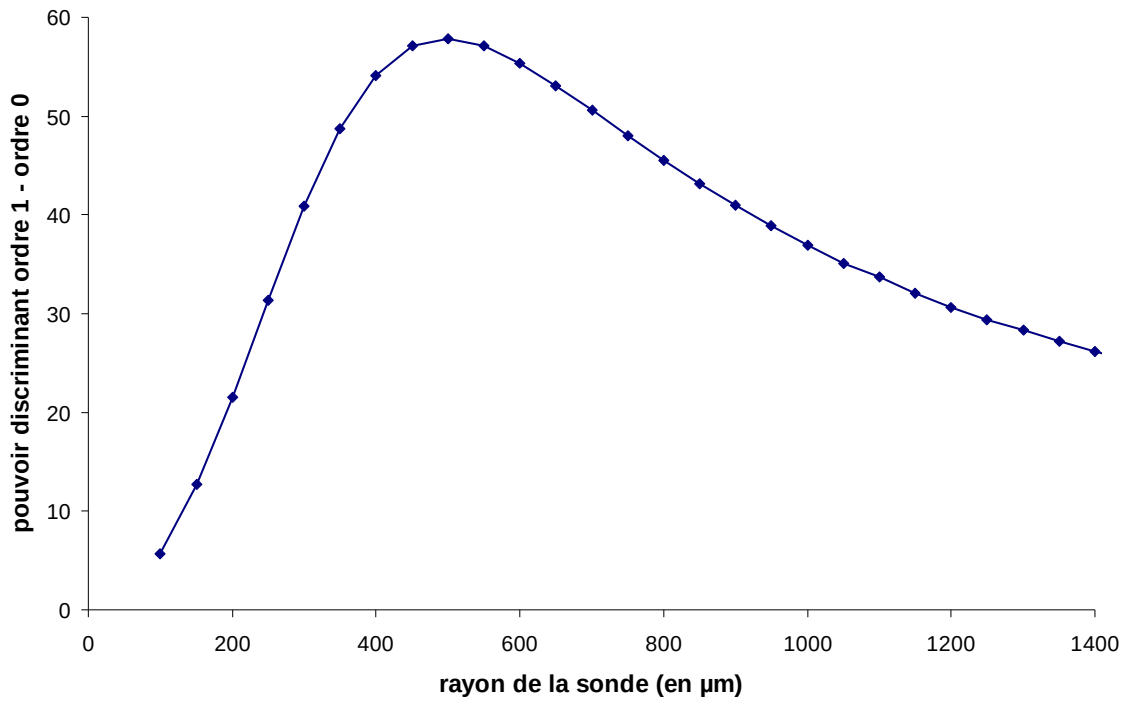


Figure 1.13 : Calcul du pouvoir discriminant des ordres +/-1 par rapport à l'ordre 0 calculés à z=1m en fonction du rayon de la sonde

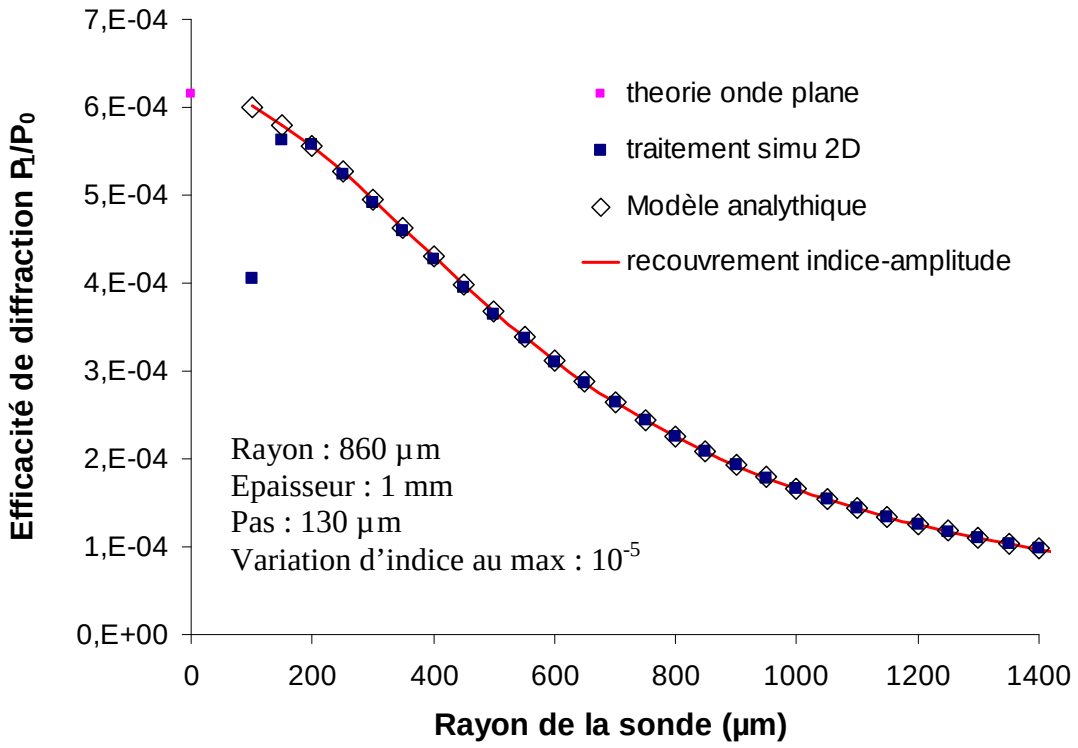


Figure 1.14 : Calcul de l'efficacité de diffraction P_1/P_0 en fonction du rayon de la sonde

Le graphe ci-dessus représente l'efficacité de diffraction définie comme étant :

$$\iint_{\theta\in[\theta_{0\lim},\theta_{1\lim}]} I(\theta,\varphi)d\theta d\varphi \Big/ \iint I(\theta,\varphi)d\theta d\varphi \qquad (1.47)$$

avec $\Theta_{0\ \lim}$ l'angle zénital limite définissant l'ordre 0 et $\Theta_{1\ \lim}$ l'angle zénital limite définissant l'ordre 1, l'angle limite correspondant à un minimum de la distribution d'intensité.

Dans le cas d'un pas de réseau d'au plus 130 µm, le bon compromis sera pour une sonde de 250 µm de rayon ce qui représente au moins 4 franges éclairées. Le facteur de recouvrement vaut alors 86%.

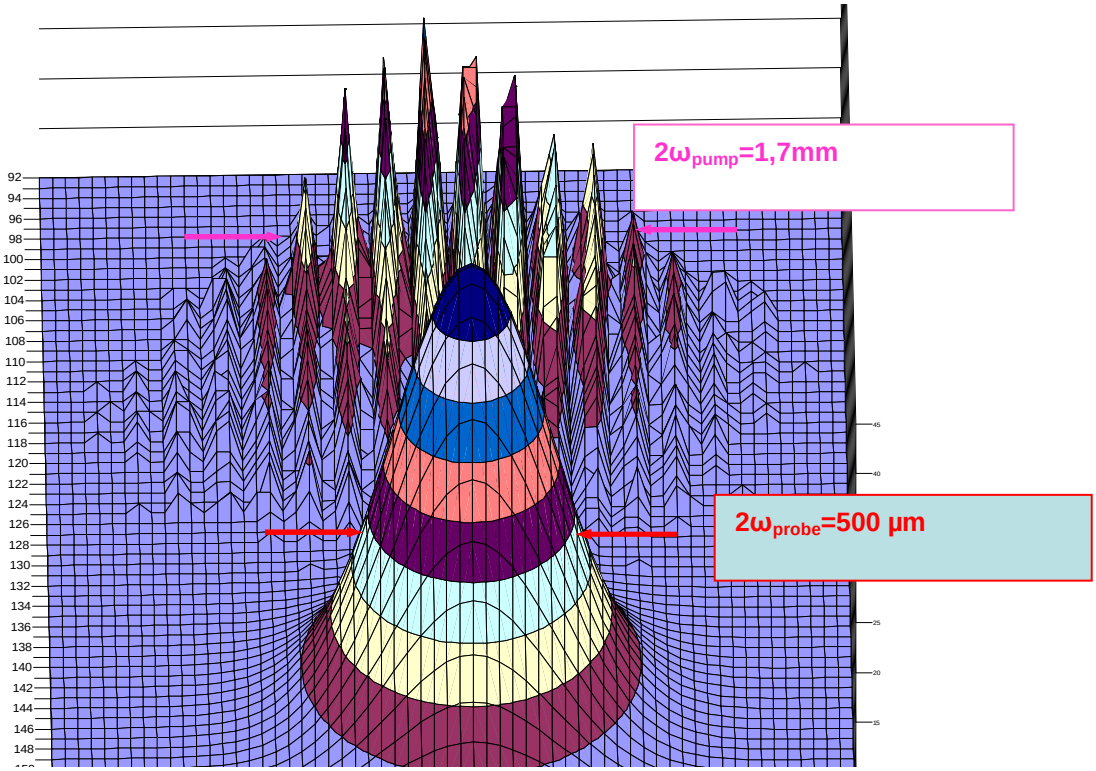


Figure 1.15 : Profil d'indice et profil du faisceau sonde mesurés à la caméra CCD

<u>Rapport signal à bruit (RSB):</u>

Le bruit n'est pas ici constant quelque soit la variation d'indice induite. En effet, le signal n'est ici pas une variation de signal par rapport à une référence

mais bien un signal qui n'existe que s'il y a une variation d'indice. Le bruit dépend alors de l'intensité du signal, c'est ce qu'on constate sur la figure 1.16.

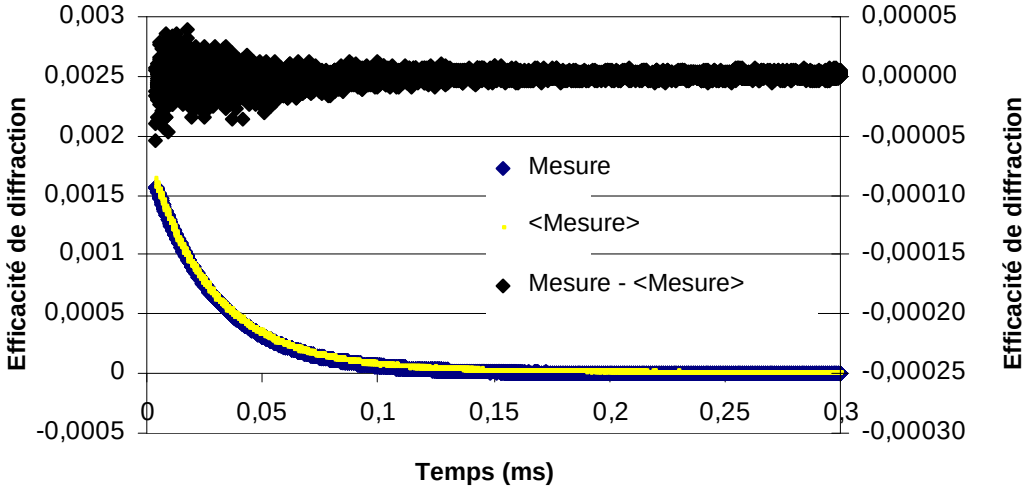


Figure 1.16 : Déclin de variation d'efficacité de diffraction mesuré après une impulsion de pompe par la technique de diffractométrie transitoire. Le bruit est en $\sqrt{signal}$.

Le RSB varie donc en $\sqrt{signal}$ lorsque le bruit varie en $\sqrt{signal}$. Le RSB est alors une fonction linéaire de Δn. Cependant pour des épaisseurs optiques d'environ 10^{-9} m, le bruit devient constant et le RSB chute d'autant plus. C'est ce qu'on constate sur la figure ci-dessous :

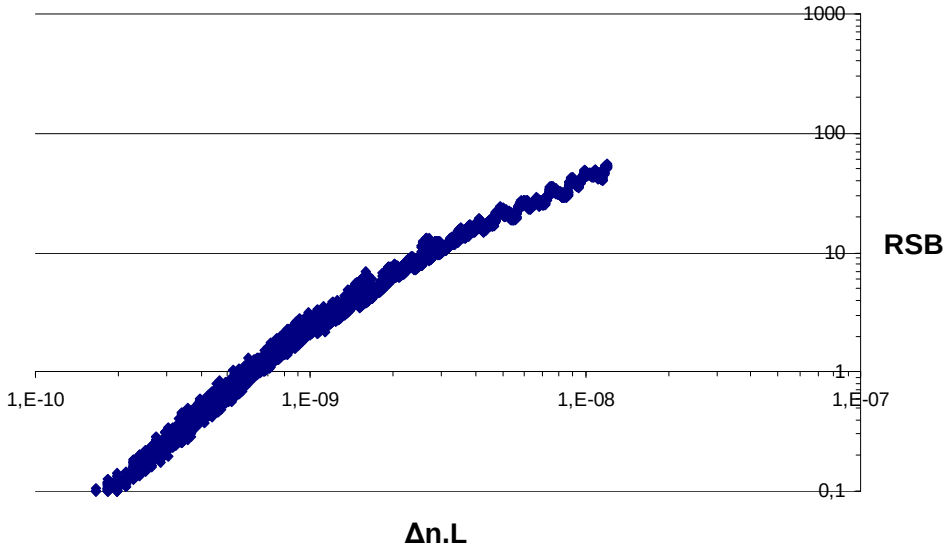


Figure 1.17 : RSB obtenu par la méthode diffractométrique en fonction de la variation d'épaisseur optique mesurée Δn.L

Le RSB vaut 1 pour des variations d'épaisseur optique de λ/1000. La sensibilité de la mesure de variation d'épaisseur optique par la technique diffractométrique est donc moins importante que celle obtenue par la méthode interférométrique. Par ailleurs, pour des variations d'épaisseur optique de 10^{-8} m, le RSB vaut 50 ce qui correspond à une incertitude sur la mesure de 5%. Cependant, la calibration de la mesure par la technique de diffractométrie était bien plus délicate que celle qui était faite par la méthode interférométrique. Ainsi, la variation d'épaisseur optique était connue par la technique diffractométrique avec une précision d'environ 15%.

Pour déterminer $\Delta\alpha_p$, il faut connaître Δn.L mais aussi E_{abs} et ω_{pump}. Ceci rajoute des incertitudes. Ainsi l'incertitude sur la mesure de $\Delta\alpha_p$ s'élève à 25%.

1.4.3 DISCRIMINATION ENTRE LES EFFETS THERMIQUES ET LES EFFETS ELECTRONIQUES

Dans ce paragraphe, nous allons analyser les déclins de variation d'indice obtenus par les deux techniques précédemment évoquées. Les déclins mesurés possèdent une partie électronique et une partie thermique. La première est simplement modélisée par une exponentielle décroissante dont le temps caractéristique est la durée de vie du niveau excité. La deuxième nécessite un modèle plus complexe qui est différent d'une méthode de mesure à l'autre.

1.4.3.1 Cas d'un Dirac de chaleur

1.4.3.1.1 Méthode interférométrique de Jamin-Lebedev :

Considérons une impulsion de pompe gaussienne dont la durée à mi-hauteur est de quelques dizaines de nanosecondes. A l'échelle de la microseconde, la distribution de chaleur est supposée être un Dirac. L'élévation de la température est immédiate. La distribution de température à t=0 est alors gaussienne. Sachant qu'aucune charge thermique n'est dissipée pendant le déclin de la variation d'indice, l'équation de la chaleur à résoudre est :

$$\frac{\partial \Delta T(r,z,t)}{\partial t} = D.\nabla^2 \Delta T(r,z,t) \tag{1.48}$$

où D est la diffusivité thermique donnée par :

$$D = \frac{\kappa}{\rho c_p} \tag{1.49}$$

avec κ la conductivité thermique, ρ la masse volumique et C_p la capacité thermique massique.

∇^2 est l'opérateur Laplacien et ΔT(r,z,t) est la variation de température après l'impulsion de pompe au point de coordonnées (r,z) et à l'instant t.

On considère le problème 2D, c'est à dire que le gradient de température axial est bien inférieur au gradient radial. Le problème se résout alors analytiquement (cf Annexe D) :

$$\Delta T(r,z,t) = \frac{\Delta T(r=0,z,t=0)}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} \exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{pump}{}^2(1+t/t_{th}^{\text{int}})}\right) \tag{1.50}$$

avec :

$$t_{th}^{\text{int}} = \frac{\omega_{pump}{}^2}{8D} \tag{1.51}$$

Une distribution de température gaussienne reste donc gaussienne après diffusion de la chaleur. C'est ce qu'on constate sur la figure ci-après.

La variation d'indice de réfraction d'origine thermique sondée est donc :

$$\overline{\Delta n_{th}(z,t)}^{x,y} = \frac{\Delta n_{th}(r=0,z,t=0)}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} \times \frac{\omega_{pump}{}^2(1+t/t_{th}^{\text{int}})}{\omega_{pump}{}^2(1+t/t_{th}^{\text{int}}) + \omega_{probe}{}^2} \tag{1.52}$$

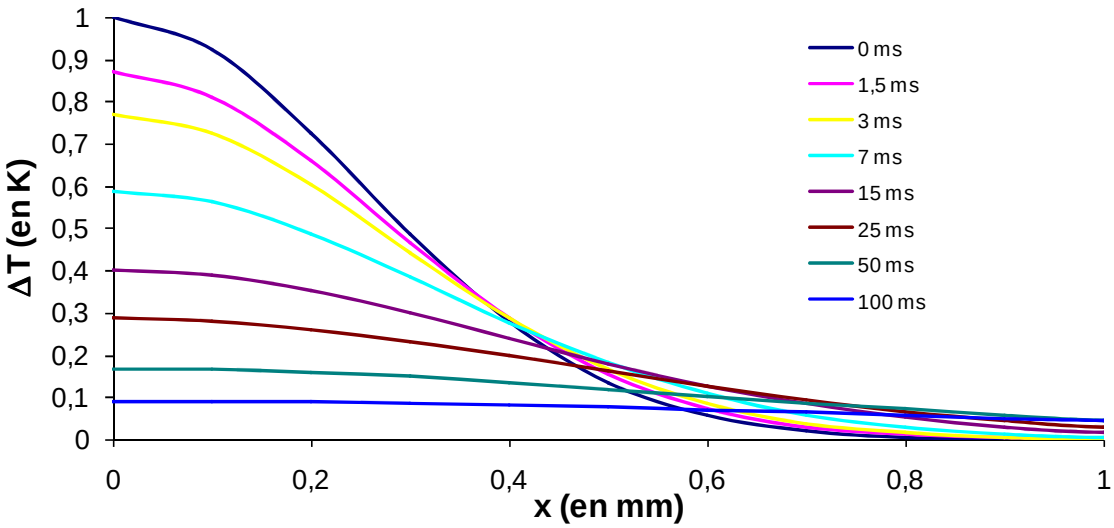


Figure 1.18 : Profil spatial de la variation de température à plusieurs instants t.

Lorsque le facteur de recouvrement entre pompe et sonde est proche de 1, la variation d'indice de réfraction d'origine thermique moyennée sur z s'écrit alors :

$$\overline{\Delta n_{th}(t)}^{x,y,z} = \frac{\overline{\Delta n_{th}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} \tag{1.53}$$

Les transitoires de la variation d'indice totale deviennent donc :

$$\overline{\Delta n_{total}(t)}^{x,y,z} = \overline{\Delta n_{elec}(t=0)}^{x,y,z} \exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \frac{\overline{\Delta n_{th}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} + \overline{\Delta n_0}^{x,y,z} \tag{1.54}$$

où $\overline{\Delta n_0}^{x,y,z}$ provient du déphasage résiduel d'origine thermique qui subsiste entre les deux voies du faisceau sonde 100 ms après l'impulsion de pompe et où t_{elec} est la durée de vie du niveau excité.

La relation précédente peut être réécrite en terme de déphasage sachant que :

$$\overline{\Delta\varphi\ (t)}^{x,y,z} = \frac{2\pi\overline{\Delta n(t)}^{x,y,z}(2l)}{\lambda_0} \tag{1.55}$$

On obtient alors la relation suivante :

$$\overline{\Delta\varphi_{total}(t)}^{x,y,z} = \overline{\Delta\varphi_{elec}(t=0)}^{x,y,z} \exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \frac{\overline{\Delta\varphi_{th}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} + \overline{\Delta\varphi_0}^{x,y,z} \quad (1.56)$$

On peut alors définir le paramètre $\eta_e^{\text{int}} = \dfrac{\overline{\Delta\varphi_{elec}(t=0)}^{x,y,z}}{\overline{\Delta\varphi_{elec}(t=0)}^{x,y,z} + \overline{\Delta\varphi_{th}(t=0)}^{x,y,z} + \overline{\Delta\varphi_0}^{x,y,z}}$ comme étant le rapport électronique apparent.

Les durées de vie des matériaux étudiés allaient de 60µs à 1ms. Pour discriminer de manière fiable la partie électronique de la partie thermique de la variation d'indice, il faut avoir t_{th}^{int} > 10 t_{elec}. Dans un matériau de diffusivité standard, il faut alors prendre ω_{pompe} > 450µm. Cependant, à énergie de l'impulsion de pompe constante, à mesure que ω_{pompe} augmente le RSB diminue. Nous avons donc travaillé avec un rayon de pompe de 500 µm pour garder le meilleur compromis. La sonde avait elle un rayon de 150 µm ce qui représente un facteur de recouvrement $\dfrac{\omega_{pump}^{2}}{\omega_{pump}^{2}+\omega_{probe}^{2}}$ de 0.92.

1.4.3.1.2 Technique de diffractométrie transitoire :

L'élévation de la température est immédiate. La distribution de température à t=0 est donc une sinusoïde modulée par une gaussienne. La chaleur est alors diffusée suivant le vecteur réseau thermique.

Sachant qu'aucune charge thermique n'est dissipée pendant le déclin de la variation d'indice, l'équation de la chaleur à résoudre est donnée par l'expression (1.48). On considère le problème 1D, c'est à dire que le gradient de température axial et le gradient de température selon x sont bien inférieurs au gradient de température selon y.

La dynamique de décroissance de la variation de température entre les zones claires et les zones sombres peut alors être modélisée par une fonction exponentielle décroissante [Eichler 1986, Ivakin 2007] :

$$\Delta T(r=0,z,t) = \Delta T(r=0,z,t=0)\exp\left(-\frac{t}{t_{th}^{dif}}\right) \quad (1.57)$$

avec :

$$t_{th}^{dif} = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 D} \quad (1.58)$$

où Λ est le pas du réseau photo-induit.

La variation d'indice de réfraction d'origine thermique moyennée sur z s'écrit donc :

$$\overline{\Delta n_{th}(r=0,t)}^{z} = \overline{\Delta n_{th}(r=0,t=0)}^{z} \times \exp\left(-\frac{t}{t_{th}^{dif}}\right) \quad (1.59)$$

Les transitoires de la variation d'indice totale deviennent donc :

$$\overline{\Delta n_{total}(r=0,t)}^{z} = \overline{\Delta n_{elec}(r=0,t=0)}^{z} \exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \overline{\Delta n_{th}(r=0,t=0)}^{z} \exp\left(-\frac{t}{t_{th}^{dif}}\right) \quad (1.60)$$

soit

$$\overline{\Delta n_{total}(r=0,t)}^{z} = \overline{\Delta n_{tot}(r=0,t=0)}^{z} \left(\eta_{e}^{rt} \exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \eta_{th}^{rt} \exp\left(-\frac{t}{t_{th}^{dif}}\right)\right) \quad (1.61)$$

avec η_e^{rt} et η_{th}^{rt} les amplitudes relatives des contributions électronique et thermique respectivement.

La racine carrée du signal mesuré avec la technique de diffractométrie transitoire contient deux contributions : la partie courte qui est alors la partie thermique et la partie longue qui est la partie électronique. Pour discriminer de manière fiable la partie électronique de la partie thermique de la variation d'indice, il faut que le pas du réseau thermique induit soit le plus petit possible de manière à avoir : $t_{th}^{dif} < t_{élec}/10$. Cependant, il doit respecter la condition donnée par l'expression (1.37) pour rester en régime de Raman-Nath. Nous avons donc induit un réseau d'illumination de 32 µm de pas et dont l'enveloppe était de 850 µm de rayon.

1.4.3.1.3 Analyse des mesures de variation d'indice dans le cas du YVO_4 dopé 1% Nd^{3+}

Nous avons déterminé les conditions d'excitation pour lesquelles la partie thermique pouvait être distinguée de façon fiable de la partie électronique tout en conservant un bon rapport signal / bruit dans les deux techniques. La figure

1.19 montre les déclins obtenus dans le Nd^{3+}:YVO_4 (1 mm d'épaisseur), avec la méthode interférométrique (a) et avec la technique de diffractométrie transitoire (b).

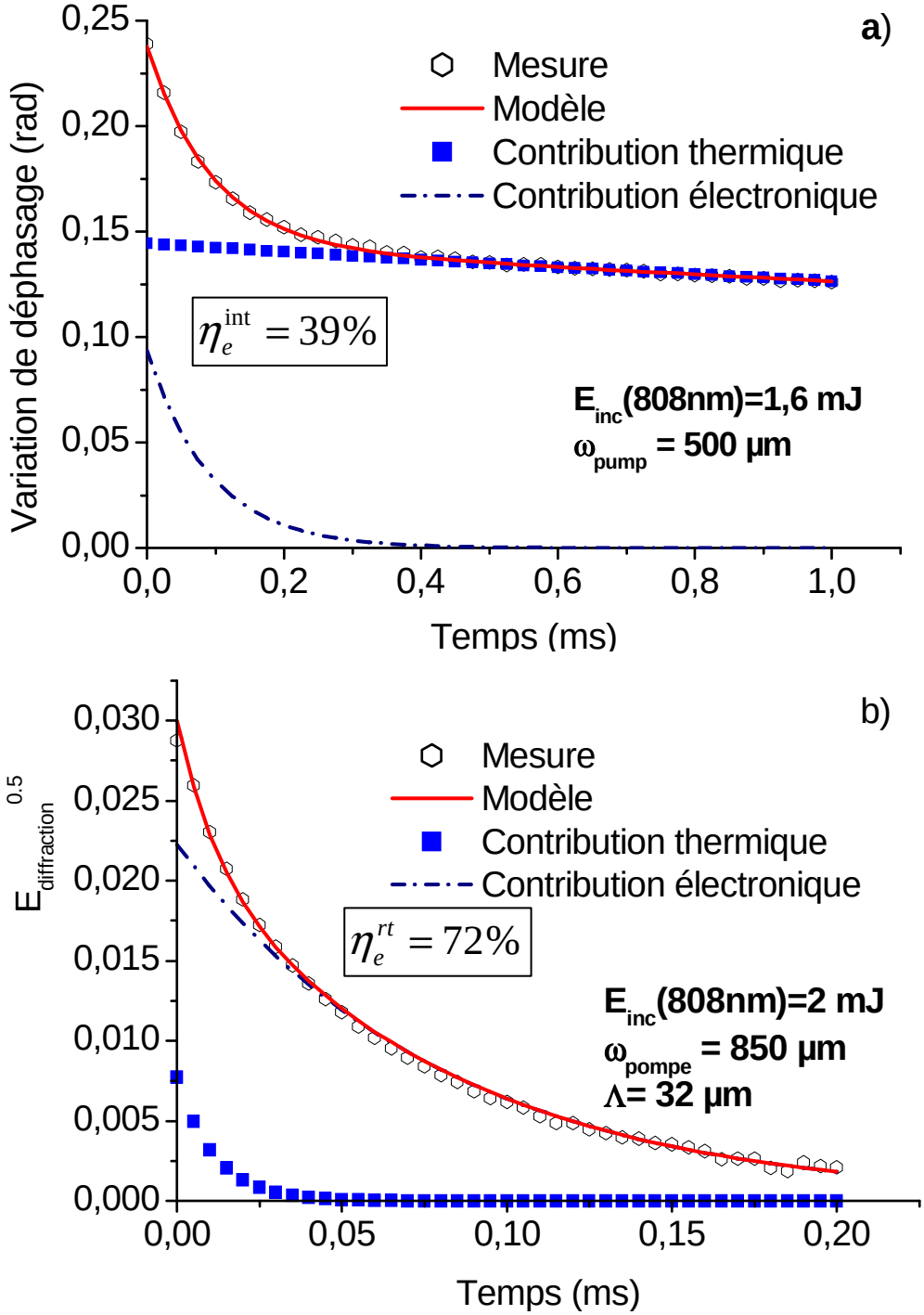


Figure 1.19 : Déclins de la variation de déphasage induit (a) et de la racine carrée de l'efficacité de diffraction (b) mesurés avec les techniques interférométrique et diffractométrique, respectivement, pour une polarisation de la sonde suivant l'axe c et pour un cristal d'YVO4 dopé 1% en Nd^{3+}. Ces quantités sont proportionnelles à la variation d'indice induite.

Dans les deux méthodes, le signal est bien décrit par deux composantes. La première correspond à la durée de vie du niveau excité (environ 90 µs dans un cristal d'YVO_4 dopé 1% en Nd^{3+}) et la deuxième correspond au temps de relaxation de la dissipation thermique. Avec un rayon du faisceau de pompe de 500 µm, le temps de relaxation thermique est de 7 ms avec la technique interférométrique alors qu'il est de 11 µs dans la technique de diffractométrie transitoire en raison du faible pas du réseau d'indice thermique.

Nous avons introduit les paramètres η_e^{int} et η_e^{rt} qui sont définis comme étant le rapport entre l'amplitude de la composante avec le temps caractéristique égal à la durée de vie électronique et l'amplitude totale du signal mesuré à t=0. Ce rapport est différent d'une technique à une autre. La chaleur déposée à t=0 n'est donc pas modélisable uniquement par un Dirac.

1.4.3.2 Cas d'une source additionnelle de chaleur en $\exp(-t/t_{élec})$

Dans les systèmes dopés Nd^{3+}, la relaxation non-radiative qui a lieu entre les niveaux $^4F_{5/2}$ et $^4F_{3/2}$ est bien modélisable par un Dirac de chaleur mais la relaxation non-radiative qui a lieu entre les niveaux $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$ constitue une source de chaleur dont l'échelle de temps caractéristique est le temps de vie du niveau émetteur laser. Dans ce cas, comme il sera montré dans la suite, la méthode interférométrique et la méthode diffractométrique donne des informations complémentaires.

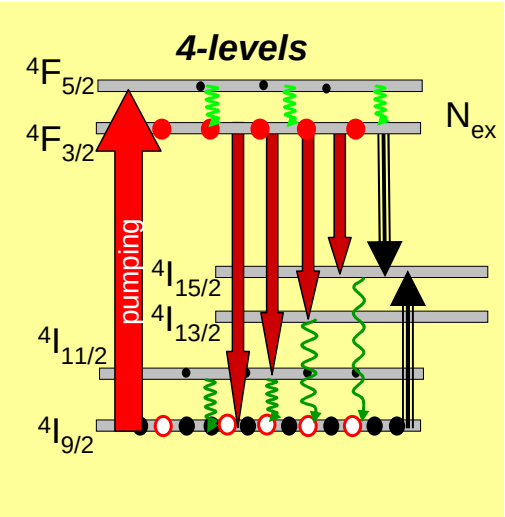


Figure 1.20 : Origine des charges thermiques dans les systèmes lasers dopés Nd^{3+}

Considérons une impulsion de pompe gaussienne dont la durée à mi-hauteur est de quelques dizaines de nanosecondes. L'élévation de la température correspondant à la relaxation non radiative entre les niveaux $^4F_{5/2}$ et $^4F_{3/2}$ est immédiate. La distribution de température à t=0 suit alors le profil spatial de la pompe. Cependant, une charge thermique est dissipée pendant le déclin de la variation d'indice. L'équation de la chaleur à résoudre est alors :

$$\frac{\partial \Delta T(r,z,t)}{\partial t} = D.\nabla^2 \Delta T(r,z,t) + \frac{P}{\rho C_p} \tag{1.62}$$

où P est une production volumique de chaleur.

Supposons que la relaxation non-radiative qui a lieu entre les niveaux $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$, $^4I_{9/2}$ soit immédiate. La production volumique de chaleur s'écrit :

$$P = P_{ini} \exp(-t / t_{élec}) \tag{1.63}$$

1.4.3.2.1 Méthode interférométrique de Jamin-Lebedev :

Dans le cadre de la méthode interférométrique, lorsque t<<t_{th}^{int}, l'équation de la chaleur à résoudre devient :

$$\frac{\partial \Delta T(r,z,t)}{\partial t} \approx \frac{P}{\rho C_p} \tag{1.64}$$

La variation d'indice d'origine thermique est alors :

$$\Delta n_{th}(t) \propto \int_0^t \frac{1}{t_{élec}} \exp(-t'/t_{élec}) dt' \propto (1 - \exp(-t / t_{élec})) \tag{1.65}$$

Lorsque le temps de diffusion t_{th}^{int} est supérieur à 10×$t_{élec}$ le terme de diffusion dans l'équation de la chaleur n'est pas négligeable pour toutes les valeurs de t. L'équation de la chaleur à résoudre est alors donnée par l'expression (1.62). Une solution approchée de l'équation de la chaleur est donnée par:

$$\overline{\Delta n_{th}(t)}^{x,y,z} \propto \frac{1-\exp(-t/t_{élec})}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} \tag{1.66}$$

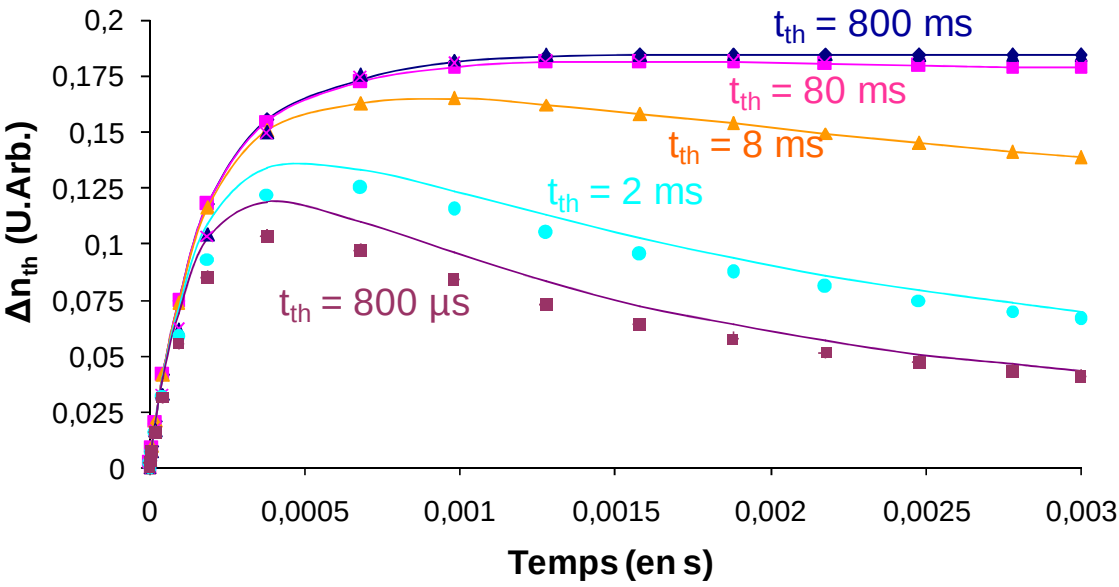


Figure 1.21 : Evolution temporelle de la variation d'indice d'origine thermique pour une source de chaleur en exp(-t/$t_{élec}$) pour différentes constante t_{th}^{int} (en trait plein pour le modèle numérique). Lorsque t_{th}^{int}>10×$t_{élec}$, la solution en $(1-\exp(-t/t_{élec}))/(1+t/t_{th}^{\text{int}})$ (en marqueurs) approche la solution numérique.

Par ailleurs, pour des temps t>>$t_{élec}$:

$$\overline{\Delta n_{th}(t)}^{x,y,z} \propto \frac{1}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} \tag{1.67}$$

La part totale de la thermique (Dirac + source lente) peut être obtenue en extrapolant la solution en $1/(1+t/t_{th}^{\text{int}})$ à t=0. Ainsi on peut toujours modéliser nos mesures expérimentales par deux composantes décroissantes comme il a été montré au 1.4.3.1.1. Cependant l'amplitude de la composante avec une durée de vie égale à la durée de vie des ions actifs dans l'état excité ne correspond plus à la variation d'indice électronique seul. Elle contient aussi une part de thermique qui provient de la relaxation non radiative des niveaux bas de la transition laser vers le fondamental.

La variation d'indice totale est en effet modélisée par :

$$\overline{\Delta n_{total}(t)}^{x,y,z} = \ldots$$

$$\underbrace{\frac{\overline{\Delta n_{th}^{up}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}}}_{\substack{\text{Thermique}\\ \text{issus de la}\\ \text{relaxation}\\ \text{non-radiative}\\ {}^4F_{5/2}\rightarrow{}^4F_{3/2}}} + \underbrace{\overline{\Delta n_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z}\frac{1-\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right)}{1+t/t_{th}^{\text{int}}}}_{\substack{\text{Thermique issue des relaxations}\\ \text{non-radiative}\\ {}^4I_{15/2},\ {}^4I_{13/2},\ {}^4I_{11/2}\rightarrow{}^4I_{9/2}}} + \underbrace{\overline{\Delta n_{élec}(t=0)}^{x,y,z}\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right)}_{\substack{\text{Electronique issue du}\\ \text{peuplement du niveau } {}^4F_{3/2}}} + \overline{\Delta n_0}^{x,y,z}$$

En considérant que t_{th}^{int} est supérieur à $10\times t_{élec}$, alors $\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right)\Big/\left(1+t/t_{th}^{\text{int}}\right)\approx\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right)$, et l'expression précédente devient :

$$\overline{\Delta n_{total}(t)}^{x,y,z} = \ldots$$

$$\frac{\overline{\Delta n_{th}^{up}(t=0)}^{x,y,z} + \overline{\Delta n_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} + \left(\overline{\Delta n_{élec}(t=0)}^{x,y,z} - \overline{\Delta n_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z}\right)\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \overline{\Delta n_0}^{x,y,z}$$

soit :

$$\overline{\Delta n_{total}(t)}^{x,y,z} = \overline{\Delta n_{10}(t=0)}^{x,y,z}\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \frac{\overline{\Delta n_{20}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} + \overline{\Delta n_0}^{x,y,z} \qquad (1.68)$$

avec $$\overline{\Delta n_{10}}^{x,y,z} = \overline{\Delta n_{élec}(t=0)}^{x,y,z} - \overline{\Delta n_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z} \qquad (1.69)$$

et $$\overline{\Delta n_{20}}^{x,y,z} = \overline{\Delta n_{th}^{up}(t=0)}^{x,y,z} + \overline{\Delta n_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z} \qquad (1.70)$$

La relation précédente peut être réécrite en termes de déphasage :

$$\overline{\Delta\varphi_{total}(t)}^{x,y,z} = \overline{\Delta\varphi_{10}(t=0)}^{x,y,z}\exp\left(-\frac{t}{t_{elec}}\right) + \frac{\overline{\Delta\varphi_{20}(t=0)}^{x,y,z}}{1+t/t_{th}^{\text{int}}} + \overline{\Delta\varphi_0}^{x,y,z} \qquad (1.71)$$

Le fit donne donc deux paramètres ($\overline{\Delta\varphi_{10}}^{x,y,z}$ et $\overline{\Delta\varphi_{20}}^{x,y,z}$) qui sont fonction de trois paramètres ($\overline{\Delta\varphi_{élec}(t=0)}^{x,y,z}$, $\overline{\Delta\varphi_{th}^{down}(t=0)}^{x,y,z}$ et $\overline{\Delta\varphi_{th}^{up}(t=0)}^{x,y,z}$).

Ainsi en présence d'une source de chaleur lente, la connaissance de la proportion de la charge thermique dissipée à t=0 par rapport à la charge thermique totale est nécessaire pour déterminer $\overline{\Delta\varphi_{élec}(t=0)}^{x,y,z}$. Dans l'exemple qui figure ci-dessous, la charge thermique lente vaut 2/3 de la charge thermique totale.

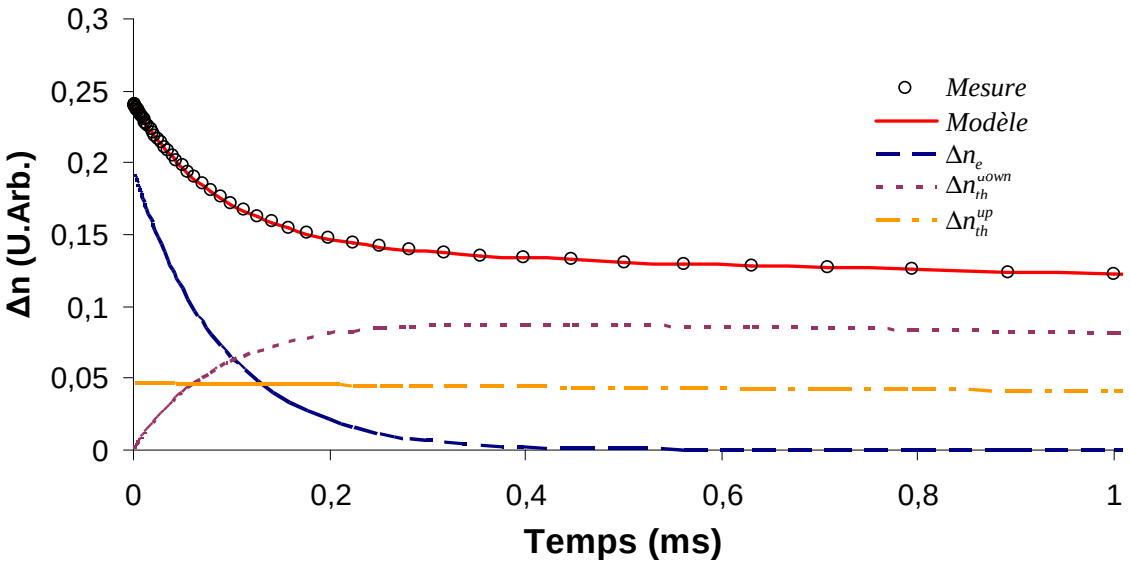


Figure 1.22 : Evolution temporelle du déclin de variation d'indice dans le cas du YVO_4 dopé 1% Nd^{3+}. Les contributions des variations d'indice d'origine thermique provenant des sources de chaleur rapide et lente y sont ajoutées ainsi que la contribution électronique à la variation d'indice. L'ajustement du modèle avec les données expérimentales est alors très bon.

1.4.3.2.2 Technique de diffractométrie transitoire

L'équation de la chaleur à résoudre est donnée par l'expression (1.62). La figure 1.23 donne la variation d'indice d'origine thermique provenant de la source de chaleur en exp(-t/$t_{élec}$) pour différents temps de diffusion. On constate à nouveau que, lorsque t_{th}^{dif} est très grand devant $t_{élec}$, l'évolution de la variation d'indice est en 1- exp(-t/$t_{élec}$). Cependant, nous avons travaillé avec un pas de réseau thermique de 33 µm pour discriminer la partie électronique de la partie thermique. t_{th}^{dif} est alors petit devant $t_{élec}$ et l'amplitude de la variation d'indice d'origine thermique de la source de chaleur lente devient négligeable devant la variation d'indice d'origine thermique provenant de la relaxation non radiative du niveau $^4F_{5/2}$ vers le niveau $^4F_{3/2}$.

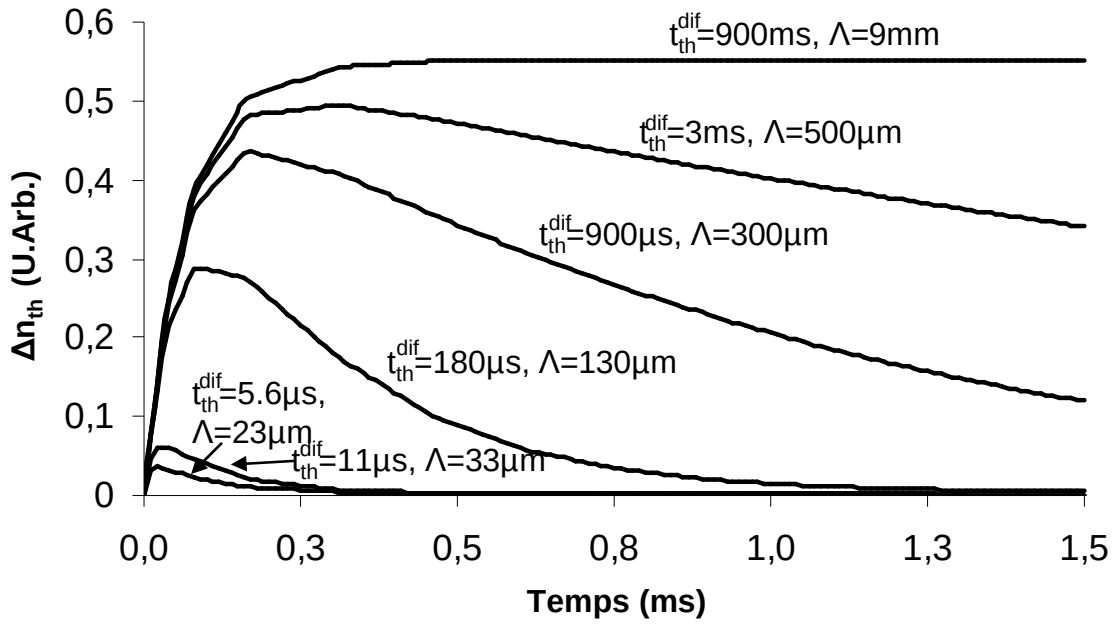


Figure 1.23 : Evolution temporelle de la variation d'indice thermique provenant du bas de la transition laser dans le cas du YVO_4 dopé 1% Nd^{3+}. Les simulations ont été effectuées pour différents pas du réseau thermique c'est-à-dire pour différents temps de diffusion.

Ainsi le rapport $\eta_{élec}$ donné dans le cadre de notre exemple au 1.4.3.1.3 quantifie bien la quantité variation d'indice d'origine électronique par rapport à la quantité variation d'indice d'origine électronique + variation d'indice d'origine thermique provenant de la relaxation non radiative du niveau $^4F_{5/2}$ vers le niveau $^4F_{3/2}$. Le signal est alors décrit par l'expression (1.61).

1.4.3.3 Bilan

Dans les systèmes à 4 niveaux, la relaxation non-radiative du niveau laser inférieur vers le niveau fondamental est une source de chaleur avec un temps caractéristique égal à la durée de vie des ions dans l'état excité. En raison du régime de diffusion de la chaleur qui est très différent d'une technique à une autre, l'amplitude de la composante, avec le temps caractéristique égal à la durée de vie électronique, n'est pas l'amplitude de la variation d'indice électronique dans la technique interférométrique, alors qu'il s'agit de l'amplitude de la variation d'indice électronique dans la technique de diffractométrie transitoire. Ainsi, les techniques d'interférométrie et de diffractométrie donnent des rapports électroniques apparents différents : 39% et 72% respectivement dans notre

exemple (cf 1.4.3.1.3). Seule la technique de diffractométrie transitoire permet donc d'évaluer la contribution électronique de la variation d'indice car la relaxation non-radiative du niveau laser inférieur vers le niveau fondamental n'apparaît pas sur les signaux transitoires. Toutefois, cette technique est moins sensible que la technique interférométrique en raison d'une détection quadratique avec la variation d'indice.

1.5 EXPOSE ET ANALYSE DES RESULTATS DANS LES MATERIAUX DOPES ND^{3+}

Dans ce paragraphe, nous allons exposer et analyser les résultats des mesures interférométriques et diffractométriques dans les principaux matériaux dopés Nd^{3+}. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au cas des vanadates et des tungstates puisqu'il semblerait d'après la littérature [Powell 1990] que c'est dans ces groupements que les variations de polarisabilité non résonantes sont les plus fortes. Dans un deuxième temps, nous avons mesuré cet effet dans des grenats, des aluminates et des verres phosphate et silicate.

1.5.1 CARACTERISATION DETAILLEE DES VARIATIONS D'INDICE OBSERVEES DANS $ND:YVO_4$, $ND:GDVO_4$ ET ND:KGW

Les cristaux dopés Nd^{3+} étaient pompés à environ 808 nm à l'aide d'un laser Ti :Sa délivrant des impulsions allant jusqu'à 5 mJ à une cadence de 10 Hz. Les variations d'indice de réfraction étaient sondées avec un laser He-Ne à la longueur d'onde de 632.8 nm.

La figure 1.19 montre les déclins obtenus dans le $Nd^{3+}:YVO_4$ avec la méthode interférométrique (a) et avec la technique de diffractométrie transitoire (b). Dans les deux méthodes, le signal est bien décrit par deux composantes décroissantes. Les constantes de temps qui apparaissent dans la partie courte et la partie longue des déclins interférométrique et diffractométrique, respectivement, sont les mêmes et sont égales (à 10% près) au temps de vie du Nd^{3+} dans l'état excité (cf tableaux 1.1 et 1.2).

Les autres constantes de temps qui apparaissent à la fin et au début des signaux interférométriques et diffractométriques sont environ 100 fois plus grande et 5-10 fois plus petites, respectivement, que cette durée de vie d'émission. Tous les paramètres utilisés pour ajuster les données avec les expressions (1.61) et (1.71),

y compris les valeurs estimées de $\overline{\Delta N}^z$ et les paramètres d'amplitude, ont été reportés dans les tableaux 1.1 et 1.2.

Tableau 1.1 : Données et paramètres utilisées dans le fit du signal transitoire interférométrique avec l'expression (1.71) dans le texte.

Sample	Active ion doping		$\overline{\Delta N}^z \times 10^{18}$ (cm^{-3})	$\Delta\varphi_{10}$ (rad)	$\Delta\varphi_{20}$ (rad)	$\Delta\varphi_0$ (rad)	η_e^{int}	t_{elec} (µs)	Measured emission lifetime (µs)	t_{th}^{int} (ms)
$GdVO_4$	1 %	$\vec{E} // \vec{c}$	19	0,155	0,151	-0,010	52%	84	90	8,2
		$\vec{E} // \vec{a}$	19	0,082	0,137	-0,009	39%	92	90	8,8
	3 %	$\vec{E} // \vec{c}$	24	0,028	0,081	-0,004	27%	70	60	5,9
		$\vec{E} // \vec{a}$	21	0,007	0,064	-0,004	10%	130	60	6,9
YVO_4	1 %	$\vec{E} // \vec{c}$	15	0,094	0,154	-0,009	39%	93	92	7,6
		$\vec{E} // \vec{a}$	15	0,139	0,102	-0,007	59%	82	92	7,0
KGW	0,86 %	$\vec{E} // \overrightarrow{n_g}$	4,5	0,069	-0,133	0,132	102%	97	100	44,0
		$\vec{E} // \overrightarrow{n_m}$	4,5	0,057	0,003	0,000	96%	95	100	20,0
	1,77 %	$\vec{E} // \overrightarrow{n_g}$	9,2	0,164	0,026	0,001	86%	61	60	22,0
		$\vec{E} // \overrightarrow{n_m}$	9,2	0,121	0,051	-0,007	73%	63	60	22,0

Tableau 1.2 : Données et paramètres utilisées dans le fit du signal transitoire diffractométrique avec l'expression (1.61) dans the texte.

Sample	Active ion concentration		$\overline{\Delta N}^z \times 10^{18}$ (cm^{-3})	$\overline{\Delta n_{\max}(0)}^z$ $\times 10^{-6}$	η_e^{rt}	t_{elec} (µs)	t_{th}^{dif} (µs)
$GdVO_4$	1 %	$\vec{E} // \vec{c}$	11	8,8	68%	89	15,0
		$\vec{E} // \vec{a}$	10	6,7	77%	88	11,2
	3 %	$\vec{E} // \vec{c}$	21	19	74%	65	15,0
		$\vec{E} // \vec{a}$	19	12	84%	65	15,0
YVO_4	1 %	$\vec{E} // \vec{c}$	12	9,5	72%	88	11,3
		$\vec{E} // \vec{a}$	10	7,7	77%	88	11,2
KGW	0,86 %	$\vec{E} // \overrightarrow{n_g}$	5,0	1,9	93%	90	8,0
		$\vec{E} // \overrightarrow{n_m}$	6,2	2,5	84%	85	13,0
	1,77 %	$\vec{E} // \overrightarrow{n_g}$	4,0	1,2	81%	60	8,0
		$\vec{E} // \overrightarrow{n_m}$	4,4	2,2	91%	59	13,0

La figure 1.24 regroupe à la fois les variations d'indice de réfraction totales $\overline{\Delta n_{\max}(0)}^{z}$ normalisées par la densité d'ions dans l'état excité $\overline{\Delta N}^{z}$ (graphique du haut) ainsi que les rapports η_e^{rt} et η_e^{int} entre les composantes avec le temps de décroissance égale à la durée de vie d'émission et les amplitudes mesurées au temps t=0 (graphique du bas) obtenus avec les techniques de diffractométrie et d'interférométrie transitoires.

Comme le montre le graphique en haut de la figure 1.24, la variation totale de l'indice de réfraction normalisée par la densité d'ions dans l'état excité reste à peu près la même quelle que soit la technique utilisée parce que seule la variation d'indice de réfraction d'origine électronique et la variation d'indice d'origine thermique provenant de la relaxation non radiative du niveau $^4F_{5/2}$ vers le niveau $^4F_{3/2}$ apparaissent. Toutefois, le rapport entre la composante avec un temps de décroissance égale à la durée de vie d'émission et de l'amplitude à l'instant t = 0 est différent. En effet, le temps de diffusion thermique est très différent d'une technique à l'autre ce qui conduit à une contribution de la relaxation non radiative entre les niveaux $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ et $^4I_{9/2}$ du Nd^{3+} dans le signal interférométrique contrairement au signal diffractométrique.

A l'aide des deux techniques, il est ainsi possible de distinguer les contributions de variation d'indice d'origine thermique provenant des relaxations non radiatives qui ont lieu en haut et en bas de la transition laser ainsi que la contribution de la variation d'indice d'origine électronique en écrivant :

$$\eta_e^{rt} = \frac{\overline{\Delta n_e}}{\overline{\Delta n_e} + \overline{\Delta n_{th}^{up}}} \tag{1.72}$$

$$\eta_e^{\text{int}} = \frac{\overline{\Delta n_e} - \overline{\Delta n_{th}^{down}}}{\overline{\Delta n_e} + \overline{\Delta n_{th}^{up}}} \tag{1.73}$$

Où $\overline{\Delta n_e}$ est la variation d'indice d'origine électronique moyenne et $\overline{\Delta n_{th}^{up}}$ et $\overline{\Delta n_{th}^{down}}$ sont les variations d'indice d'origine thermique provenant des niveaux supérieur et inférieur au niveau excité. Nous avons reporté les contributions électronique et thermique en haut de la figure 1.25. La variation d'indice d'origine thermique est approximativement la même que la variation d'indice d'origine

électronique dans les vanadates alors qu'elle est presque négligeable dans les tungstates.

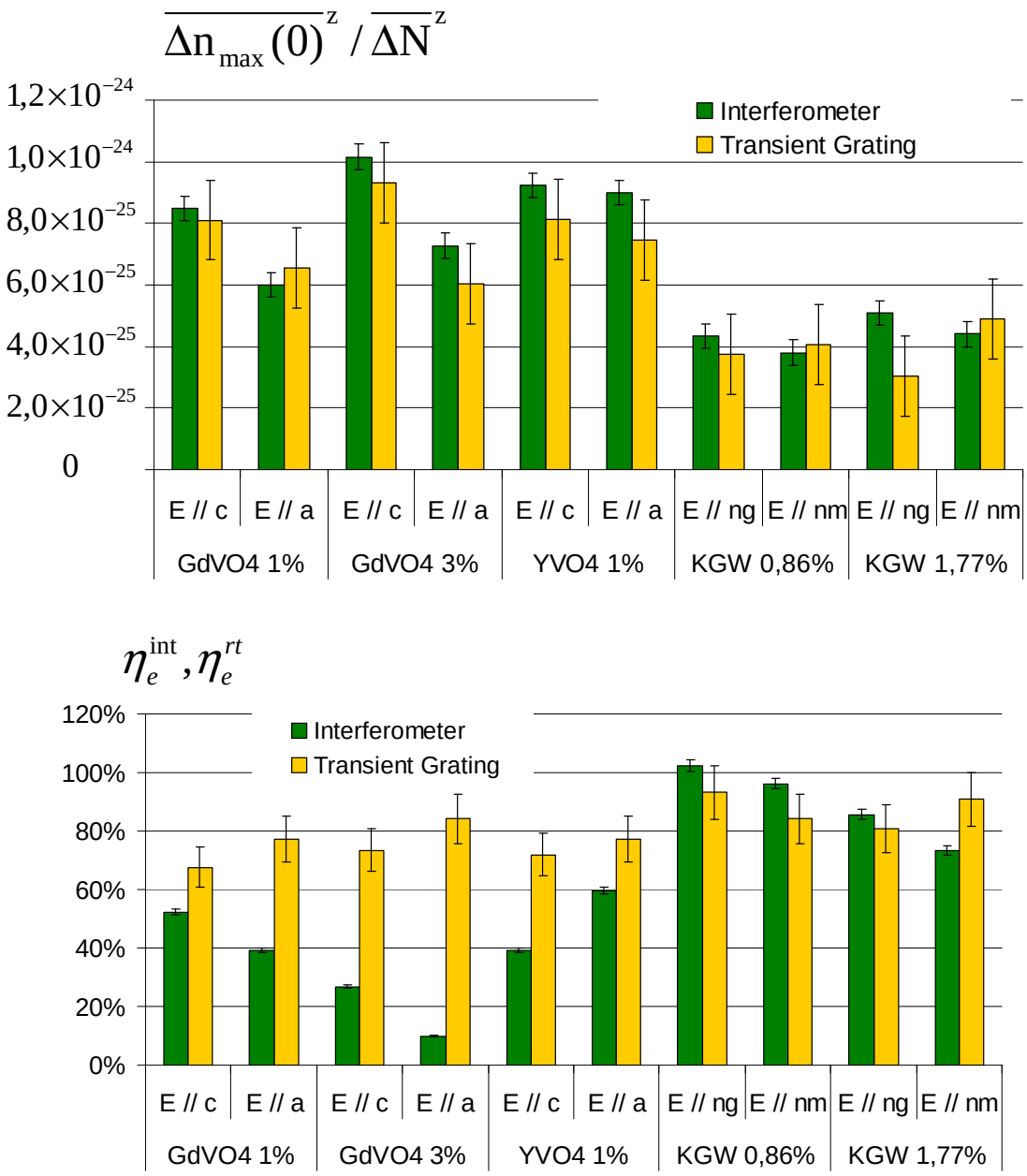


Figure 1.24 : Variations d'indice normalisées $\overline{\Delta n_{max}(0)}^{z} / \overline{\Delta N}^{z}$ et rapports η_e^{int} et η_e^{rt} obtenus dans les différents matériaux dopés Nd^{3+} avec les techniques de diffractométrie et d'interférométrie transitoires. Les lignes verticales représentent les barres d'erreur.

Ce comportement peut être lié aux valeurs respectives du $\partial n/\partial T$ dans ces matériaux. En effet, la variation locale de température est donnée par :

$$\Delta T(r,z) = \frac{E_{abs}(r,z)}{\rho C_p d^3 r} \tag{1.74}$$

où $E_{abs}(r,z)$ est l'énergie absorbée dans les coordonnées polaires (r,z), ρ est la densité volumique du matériau, C_p est sa capacité thermique massique et d^3r est le volume élémentaire.

Ainsi, la variation d'indice moyenne d'origine thermique en r=0 est donnée par :

$$\overline{\Delta n_{th}^{up} + \Delta n_{th}^{down}}^{z} = \frac{\partial n}{\partial T}\overline{\Delta T}^{z} = \eta_h \frac{h\nu_p \overline{\Delta N}^{z}}{\rho C_p}\frac{\partial n}{\partial T} \tag{1.75}$$

avec η_h la fraction de l'énergie absorbée transformée en chaleur, $h\nu_p$ l'énergie des photons de la pompe. Les valeurs résultantes de $\partial n/\partial T$ sont reportées dans le tableau 1.3 en supposant que η_h est égale à 40%, ce qui est la valeur indiquée par Fan [Fan 1993] pour 1% Nd :YAG

Ces valeurs estimées sont plutôt en bon accord avec les valeurs trouvées dans la littérature [Minassian 2005, Lagatsky 2000]. Elles diffèrent cependant de manière importante dans le cas du KGW avec les valeurs trouvées par Filipov et Biswal [Filippov 2007, Biswal 2005]. Ces valeurs sont données pour les deux polarisations mais elles sont différentes en signes et en valeurs les unes avec les autres.

Les valeurs de diffusivité thermique peuvent être estimées en utilisant les expressions (1.51) et (1.58) et en connaissant t_{th}^{int}, t_{th}^{dif}, ω_{pump} et Λ. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau 1.3 et comparées avec les valeurs théoriques qui peuvent être calculées avec l'expression suivante :

$$D_{theo} = \frac{\kappa}{\rho C_p} \tag{1.76}$$

Tableau 1.3 : Paramètres thermiques pour $GdVO_4$, YVO_4 and KGW calculés avec les expressions (1.51), (1.58), (1.75) et (1.76) dans le texte (les références aux données de la littérature sont donnés par [a]= [Didierjean 2008], [b]= [Sato 2007], [c]= [Minassian 2005], [d]= [Mochalov 1997], [e]= [Lagatsky 2000], [f]= [Filippov 2007], [g]= [Biswal 2005])

Sample		κ (W,m^{-1} K^{-1})	ρ (Kg,m^{-3})	C_p (J,Kg^{-1} K^{-1})	$\partial n/\partial T$ (10^{-6}K^{-1}) (this work)	$\partial n/\partial T$ (10^{-6}K^{-1}) (literature)	D_{dif} (mm²/s)	D_{int} (mm²/s)	D_{theo} (mm²/s)
$GdVO_4$: 1%Nd	$\vec{E}//c$	6,8 [a]	5470 [c]	429 [b]	9,0	10 [b], 4,7[c]	1,7	3,8	2,9
	$\vec{E}//a$	6,8 [a]	5470 [c]	429 [b]	8,7	14 [b], 6,9 [c]	2,3	3,6	2,9
$GdVO_4$: 3%Nd	$\vec{E}//c$				18	-	1,7	4,0	
	$\vec{E}//a$				16	-	1,7	3,4	
YVO_4: 1%Nd	$\vec{E}//c$	6 [a]	4220 [c]	560 [b]	13	7,9 [b], 3,0 [c]	2,4	3,4	2,5
	$\vec{E}//a$	6 [a]	4220 [c]	560 [b]	8,9	8,6 [c]	2,3	3,7	2,5
KGW: 0,86% Nd	$\vec{E}//n_g$	3 [d]	7270	500	-0,47	4,3 [d], 0,4 [e]	3,2	0,8	0,8
	$\vec{E}//n_m$	3 [d]	7270	500	0,48	-18,2 ($\vec{E}//n_g$), 6,5 ($\vec{E}//n_m$) [f]	2,0	1,8	0,8
KGW: 1,77% Nd	$\vec{E}//n_g$	3 [d]	7270	500	2,5	-16 ($\vec{E}//n_g$), -10 ($\vec{E}//n_m$) [g]	3,2	1,4	0,8
	$\vec{E}//n_m$	3 [d]	7270	500	4,0		2,0	1,4	0,8

Les valeurs de diffusivité thermiques diffèrent des valeurs théoriques d'environ 35%, ce qui est satisfaisant, mais elles diffèrent de plus de 80% pour les tungstates, ce qui s'explique par le fait que la contribution thermique dans ces matériaux est faible.

La contribution électronique de la variation d'indice de réfraction peut alors être extraite et convertie en variation de polarisabilité en utilisant l'expression (1.32). Les résultats ont été rapportés en bas de la figure 1.25. Les valeurs de variation de polarisabilité $\Delta\alpha_p$ varient de $2{,}8\times10^{-26}$ cm^3 à 5×10^{-26} cm^3 pour les vanadates et de $2{,}5\times10^{-26}$ cm^3 à $3{,}3\times10^{-26}$ cm^3 pour les tungstates.

Pour le même taux de dopage, la valeur de Δα pour le Nd^{3+}:YVO_4 apparaît comme étant légèrement plus grande que celle trouvée pour le Nd^{3+}:$GdVO_4$. Cependant, cette dernière augmente considérablement avec la concentration en dopant.

Dans le cas du Nd :KGW, la polarisation et le taux de dopage n'apparaissent pas comme étant des paramètres qui ont un impact sur la variation de polarisabilité.

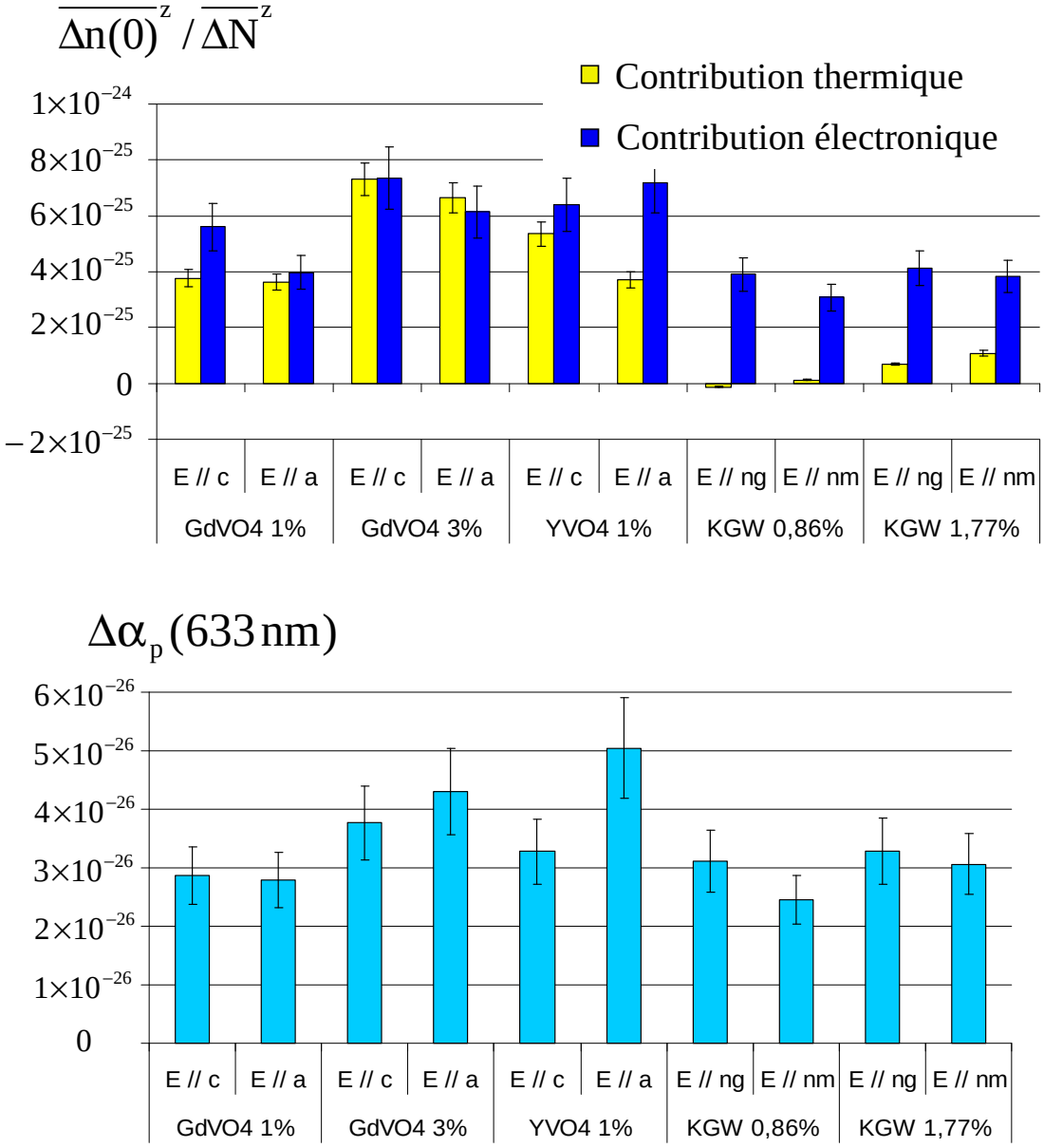


Figure 1.25 : Contribution thermique provenant de la relaxation non-radiative des niveaux supérieurs et inférieurs au niveau excité et contribution purement électronique normalisées par le nombre d'ions Nd^{3+} dans l'état excité par cm^3 (en haut). Variation de polarisabilité extraite à 633 nm calculée avec l'expression (1.32) (en bas). Les barres d'erreur sont indiquées par des lignes verticales.

Discussion des résultats :

En ce qui concerne les valeurs de $\partial n / \partial T$ dérivées des mesures de variation d'indice, il est intéressant de noter que les mesures peuvent être impactées par des effets de variation de chemin optique dues aux contraintes qui ont lieu au sein du matériau pompé. Toutefois, sachant que la dynamique de changement des contraintes est généralement très courte, de l'ordre de quelques ps [Pennington 1993], si ces effets de contraintes contribuent à la variation du chemin optique dans nos expériences, ils devraient avoir la même dynamique que $\partial n / \partial T$. En outre, sauf dans le cas de Nd: KGW, les valeurs déduites ne diffèrent pas tellement des coefficients thermo-optiques déjà rapportés dans la littérature. Il est clair, cependant, que des mesures plus attentives et complètes doivent être probablement faites dans le cas du Nd: KGW qui est un matériau très anisotrope et très sensible aux effets de contraintes pour obtenir des valeurs sans ambiguïté de $\partial n / \partial T$, mais cela sort des objectifs de cette thèse.

En ce qui concerne les incertitudes relatives aux deux méthodes expérimentales, des barres d'erreur ont été ajoutées sur les figures 1.24 et 1.25. Concernant le rapport total $\Delta n_{max}/\Delta N$ reportés en haut de la figure 1.24, nous constatons que les incertitudes sont bien plus grandes avec la méthode de diffractométrie transitoire (~25%) qu'avec la méthode interférométrique (~10%). Pour les deux techniques, le rapport signal à bruit des variations de chemins optiques mesurées reste très bon (~50), mais la calibration dans la technique interférométrique peut être simplement faite en tournant la lame biréfringente et en induisant ainsi un déphasage de π/2, alors que la calibration est plus délicate pour la technique de diffractométrie transitoire. Ainsi, la variation d'indice de réfraction mesurée est typiquement connue avec une précision d'environ 3% avec la mesure interférométrique et 15% pour la technique de diffractométrie transitoire. Par ailleurs la densité moyenne d'ions dans l'état excité était connue à 7% près pour la technique interférométrique et à 10% près pour la technique de diffractométrie transitoire ce qui donne les incertitudes globales indiquées ci-dessus pour $\Delta n_{max}/\Delta N$.

La variation de polarisabilité de l'ion optiquement actif dans un matériau donné ne devrait pas dépendre, en principe, de la concentration en ions. Mais, augmenter la concentration en ions peut conduire à des effets de transfert d'énergie (« up-conversion », relaxation croisée). Lorsque de l'up-conversion

se produit, des niveaux d'énergie plus élevés que le niveau métastable sont peuplés. Ces niveaux ont une variation de polarisabilité plus grande que celle du niveau métastable et des relaxations non-radiatives multi-phonons vers le niveau métastable se produisent. On observe alors des variations d'indice de réfraction électronique et thermique plus importantes. Cela pourrait bien expliquer l'augmentation des contributions électroniques et thermiques à la variation d'indice observées dans les cristaux de $GdVO_4$ dopés respectivement 1% et 3% en Nd^{3+}. Par ailleurs, nous avons effectivement constaté un déclin de fluorescence non-exponentiel et une diminution de la durée de vie avec le taux de dopage. Nous devons néanmoins être très prudents avec une telle interprétation. En effet, dans le Nd :KGW, nous avons constaté une diminution de la durée de vie avec le taux de dopage sans aucune variation significative des contributions électronique et thermique à la variation d'indice. Une étude plus détaillée et plus précise des effets de concentration en ions dopants sur les variations d'indice d'origines électronique et thermique dans ces matériaux dopés Nd^{3+} devrait être faite pour bien clarifier ce point.

1.5.2 EXPOSE ET ANALYSE DES RESULTATS DANS LES AUTRES MATERIAUX DOPES ND^{3+}

Les matériaux dopés Nd^{3+} étaient pompés à environ 808 nm à l'aide d'un laser Ti:Sa et les variations d'indice de réfraction étaient sondées avec un laser He-Ne à la longueur d'onde de 632.8 nm.

La figure 1.26, en haut, représente la contribution thermique totale et la contribution électronique pour les différents matériaux testés. Les matériaux ont été classés par ordre de variation d'indice électronique décroissante. La proportion de la contribution électronique par rapport à la contribution thermique totale varie de 47% à 57% pour le GGG, le LMA, le YAG et le verre silicate. Elle est de 75% dans le verre phosphate.

En bas est représentée la variation de polarisabilité à 633 nm pour l'ensemble des matériaux. Cette quantité ne dépend que très peu du matériau hôte. Elle est de 3,5 10^{-26} cm^3 ±0,3 cm^3 pour le GGG, le LMA, le YAG et le verre silicate. La variation de polarisabilité est de 2,8 10^{-26} cm^3 pour le verre phosphate.

La valeur de variation de polarisabilité à 633 nm mesurée dans le Nd:YAG par notre technique de mesure est de 3,2 10^{-26} cm^3. La valeur donnée dans la littérature à 633 nm est de 4,0 10^{-26} cm^3 [Antipov 2003]. Powell et al donnent une

valeur de 4,9 10^{-26} cm^3 à 514,5 nm mesurée par mélange à quatre ondes [Powell 1989, Powell 1989].

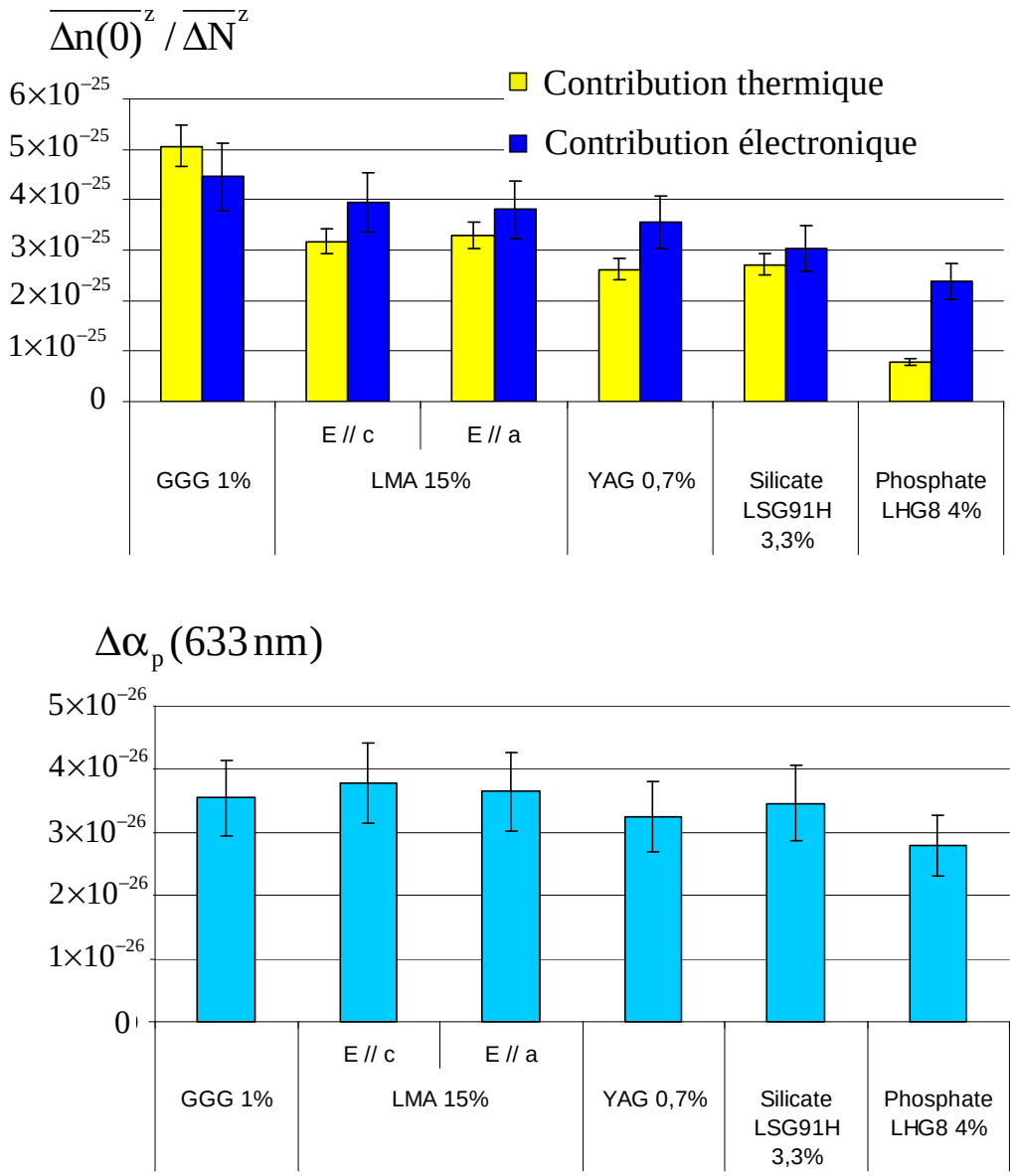


Figure 1.26 : Contribution thermique provenant de la relaxation non-radiative des niveaux supérieurs et inférieurs au niveau excité et contribution purement électronique normalisées par le nombre d'ions Nd^{3+} dans l'état excité par cm^3 (haut). Variation de polarisabilité extraite à 633 nm calculée avec l'expression (1.32) (bas). Les barres d'erreur sont indiquées par des lignes verticales.

Tableau 1.4 : Paramètres thermiques pour le GGG, le LMA, le YAG et pour des verres Silicates et Phosphates dopés Nd^{3+}, calculés avec l'expression (1.75) dans le texte (les références aux données de la littérature sont donnés par [a]= [Mahajan 2007], [b]= [Chénais 2003], [c]= [Hoya], [d]= [Guyot 1993]

Sample		ρ (Kg,m^{-3})	C_p ($J,Kg^{-1}K^{-1}$)	$\partial n/\partial T$ ($10^{-6}K^{-1}$) (this work)	$\partial n/\partial T$ ($10^{-6}K^{-1}$) (littérature)
GGG 1%		7090 [a]	380 [a]	14	17,5 [b]
LMA: 15%Nd	$\vec{E}//c$	4040 [d]	565 [d]	7,7	18 [d]
YAG: 0,7%Nd		4550 [a]	590 [a]	7,2	9 [b], 7,3 [d]
Silicate LSG91H 3,3%Nd		2810 [c]	630 [c]	4,9	2,7 [c]
Phosphate LHG8 4%		2850 [c]	750 [c]	1,7	0,6 [c]

La variation d'indice moyenne d'origine thermique au centre de la partie pompée (en r=0) est donnée par l'expression (1.75). Les valeurs résultantes de $\partial n/\partial T$ sont reportées dans le tableau 1.4 pour le GGG, le LMA, le YAG et les verres silicate et phosphate. Nous avons considéré que η_h était égal à 40%, ce qui est la valeur indiquée par Fan [Fan 1993] pour 1% Nd :YAG. On constate alors que dans l'ensemble les valeurs de $\partial n/\partial T$ coïncident avec les valeurs trouvées dans la littérature.

1.6 EXPOSE ET ANALYSE DES RESULTATS DANS LES MATERIAUX DOPES YB^{3+}

Les techniques interférométriques et diffractométriques ont été récemment comparées dans le cas de Yb:YAG [Antipov 2006]. Les variations de polarisabilité extraites des mesures était les mêmes dans le Yb :YAG quelque soit la technique employée. En effet, comme il s'agit d'un système laser quasi 3-niveaux, la relaxation non radiative provenant du niveau pompé vers le niveau émetteur laser est prédominante et l'extraction de la contribution électronique est directe et peut être réalisé avec l'une où l'autre des techniques.

Nous avons donc choisi d'utiliser la méthode interférométrique pour mesurer les variations d'indice dans les matériaux dopés Yb^{3+} puisqu'elle est plus fiable et plus facile à mettre en oeuvre.

Le pompage des matériaux laser à caractériser était réalisé en utilisant une diode laser fibrée quasi-continu (durée d'impulsion allant de 100 µs à 500 µs à une cadence de 10 Hz) opérant à la longueur d'onde de 969 nm. Une telle longueur d'onde n'était pas optimisée pour les matériaux lasers testés mais l'absorption était néanmoins suffisante à cette longueur d'onde pour obtenir de bons signaux transitoires. Le faisceau sonde était lui généré, comme précédemment, par un laser He-Ne opérant à 632.8 nm.

Les signaux transitoires sont décrits par l'expression (1.56) où le premier et le second terme représentent respectivement la contribution purement électronique et la contribution purement thermique de la variation d'indice. Ces contributions correspondent en effet aux déclins avec des composantes de durée de vie courte associée à la constante de temps $t_{élec}$ et longue associée à la constante de temps t_{th}^{int} qui rend compte de la dissipation de la charge thermique dans le cristal.

Connaissant la variation de déphasage électronique induite $\overline{\Delta\varphi_{élec}}^{x,y,z}$ à t=0 (à la fin de l'impulsion de pompe), il est possible de déterminer la contribution électronique de la variation d'indice en r=0 $\overline{\Delta n_{élec}(r=0)}^{z}$ à la fin de l'impulsion de pompe en utilisant les expressions (1.24) et (1.29).

La densité moyenne d'ions dans l'état excité en r=0 $\overline{\Delta N(r=0)}^{z}$ à la fin de l'impulsion de pompe est donnée par l'expression suivante :

$$\overline{\Delta N(r=0)}^{z} = \frac{2}{\pi\varpi_{pump}^{2}}\frac{1}{l}\frac{E_{abs}.\lambda_p}{hc}\frac{\tau_F}{\tau_p}\left[1-\exp(-\frac{\tau_p}{\tau_F})\right] \qquad (1.77)$$

Sachant que $\overline{\Delta n_{élec}(r=0)}^{z}$ et $\overline{\Delta N(r=0)}^{z}$ sont reliés via l'expression (1.32), nous avons calculé le rapport de ces deux quantités ainsi que la variation de polarisabilité induite par pompage optique. Les données sont affichées sur la figure 1.27.

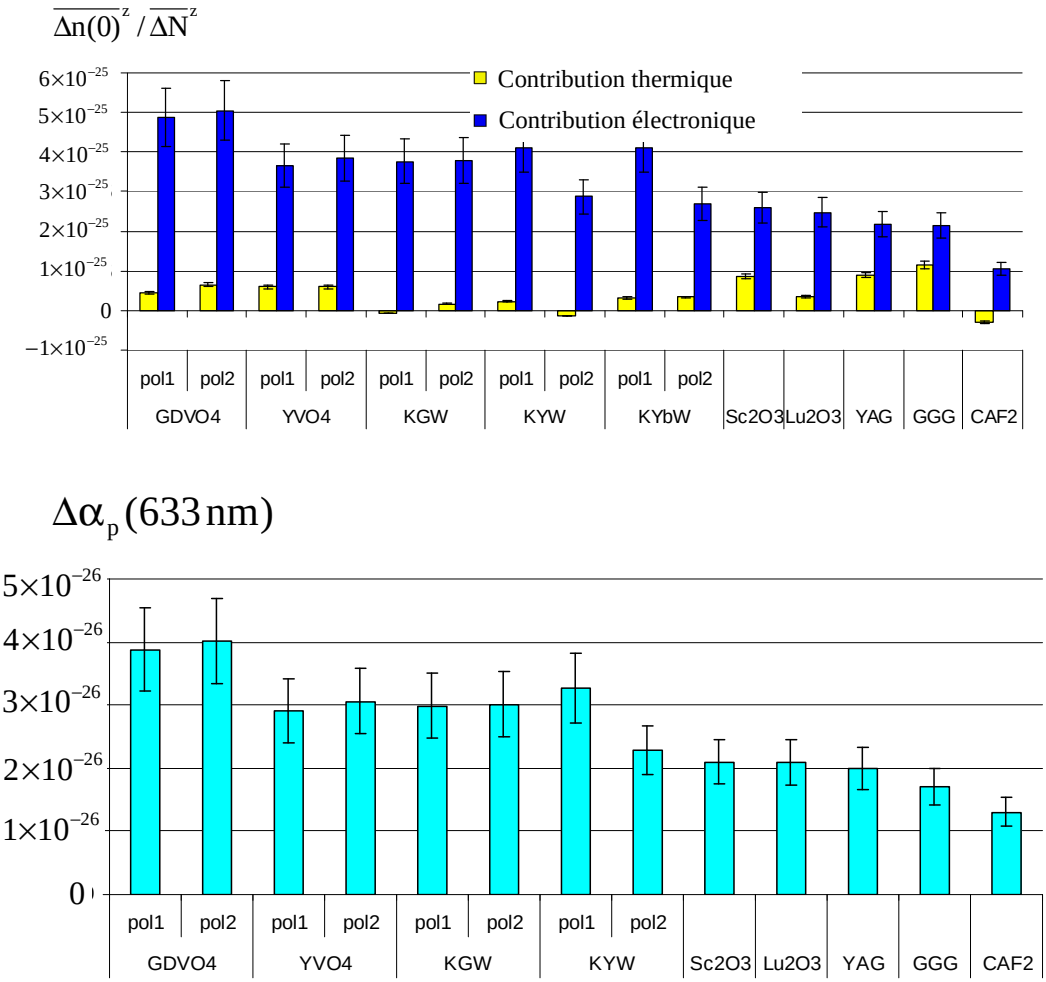


Figure 1.27 : Contribution thermique provenant de la relaxation non-radiative des niveaux supérieurs et inférieurs au niveau excité et contribution purement électronique normalisées par le nombre d'ions Nd^{3+} dans l'état excité par cm^3 (haut). Variation de polarisabilité extraite à 633 nm calculée avec l'expression (1.32) (bas). Les barres d'erreur sont indiquées par des lignes verticales.

La figure 1.27, en haut, représente la contribution thermique totale et la contribution électronique pour les différents matériaux dopés Yb^{3+} testés. Les matériaux ont été classés par ordre de variation d'indice électronique décroissante.

Dans l'Yb^{3+}, la contribution thermique est dans l'ensemble bien plus faible que la contribution électronique car le défaut quantique est faible contrairement à ce qui était mesuré dans le Nd^{3+}. Le pourcentage des effets électroniques est supérieur à 85% dans les vanadates et les tungstates. Il est de 65% dans GGG car le $\partial n/\partial T$ y est élevé. Dans CaF_2, on retrouve le fait que le $\partial n/\partial T$ est négatif [Corning].

La variation de polarisabilité est plus élevée dans les vanadates et dans les tungstates que dans les autres matériaux testés. Elle est de $4x10^{-26}$ cm^3 dans le $GdVO_4$ et de $3x10^{-26}$ cm^3 dans YVO_4, KGW et KYW. Il semblerait qu'elle dépende de la polarisation pour le KYW. Elle vaut environ $2x10^{-26}$ cm^3 dans Sc_2O_3, Lu_2O_3, YAG et GGG. On remarquera que c'est la valeur déjà obtenue dans le passé pour Yb :YAG [Antipov 2006]. La variation de polarisabilité valant $1,3x10^{-26}$ cm^3 dans le CaF_2, elle est la plus faible des matériaux testés. Il s'agit d'un résultat attendu puisque ce matériau est un fluorure.

1.7 ORIGINE DES VARIATIONS D'INDICE OBSERVEES (CONFRONTATION DES RESULTATS AVEC LES MESURES D'ABSORPTION DANS L'ETAT EXCITE DES IONS)

La variation d'indice induite par pompage optique contient une contribution résonante et une contribution non-résonante (cf paragraphe 1.2.3). Cette dernière provient de transitions UV. L'objectif de cette partie est de préciser la nature de ces transitions dans des matériaux dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} et d'indiquer leur contribution à la variation de polarisabilité non-résonante.

1.7.1 BANDES INTERCONFIGURATIONNELLES ET BANDES DE TRANSFERT DE CHARGE DANS LE CAS DES IONS ND^{3+} ET YB^{3+}

Il existe deux types de transitions UV responsables des variations de polarisabilité non résonantes dans les matériaux laser dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} : les bandes interconfigurationelles 4f5d et les bandes de transfert de charge métal-ligand.

1.7.1.1 Bandes interconfigurationnelles

Les ions de terres rares ont la configuration électronique suivante :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^2 4f^n$$

Ces atomes de terres rares ne différent pas par la structure électronique de leur couche externe ($5s^2$ et $5p^6$) mais par le remplissage progressif de la couche

$4f^n$ (n = 1 à 14). Le degré d'oxydation le plus fréquemment observé pour ces atomes est le degré 3+ qui correspond en notation condensée à la configuration électronique [Xe]$4f^n$, n variant de 1 à 14. Nous nous sommes limités au cours de cette thèse à l'étude des ions trivalents Nd^{3+} (n=3) et Yb^{3+} (n=13).

Les transitions interconfigurationnelles $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d^1$ diffèrent des transitions habituelles intra-configurationnelles $4f^n \rightarrow 4f^n$ par plusieurs aspects. Ces transitions inter-configurationnelles sont d'abord permises à l'approximation dipolaire électrique puisque les configurations électroniques $4f^n$ et $4f^{n-1}5d^1$ sont de parités opposées. Ces transitions conduisent donc à des forces d'oscillateurs, donc des sections efficaces très élevées, typiquement 10^{-17} à 10^{-18} cm^2, soit deux à trois ordres de grandeur plus importantes que pour les transitions intra-configurationnelles. Cela signifie aussi des durées de vie radiatives beaucoup plus courtes, de l'ordre de quelques dizaines de ns. Les transitions inter-configurationnelles $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d^1$ sont également caractérisées par des largeurs de transitions très importantes contrairement aux raies fines des transitions $4f^n \rightarrow 4f^n$. Enfin, contrairement aux transitions intra-configurationnelles, les transitions inter-configurationnelles présentent une variation importante de leur position en fonction de la matrice hôte. Cette différence provient du fait que les orbitales 5d sont très sensibles aux variations d'environnement contrairement aux orbitales 4f qui présentent une interaction faible avec le champ cristallin en raison de l'écrantage de l'environnement par les orbitales $5s^2\ 5p^6$.

L'énergie correspondant à une transition inter-configurationnelle $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d$ d'un ion Terre-Rare X, notée $E_{fd}(X)$, peut être estimée en utilisant la formule empirique suivante [Dorenbos 2000]:

$$E_{fd}(X) = 49340\ \mathrm{cm}^{-1} - D(A) + \Delta E(X, Ce) \qquad (1.78)$$

où D(A) est une diminution d'énergie associée au cristal. Elle est approximativement la même pour tous les ions Terres-Rares dans une matrice donnée. ΔE(X,Ce) est une différence d'énergie entre la première bande $4f^{n-1}5d$ d'un ion X et celle de l'ion Ce^{3+}. Cette quantité est pratiquement indépendante du cristal. En utilisant les valeurs de ΔE(X,Ce) signalées dans [Dorenbos 2000] et en utilisant la valeur $E_{fd}(Ce)$ = 21850 cm^{-1} signalée dans [Weber 1973] pour la position de la bande 5d du Ce^{3+} dans le YAG – ce qui , d'après l'expression (1.78), donne une valeur de 27490 cm^{-1} pour D(A) – nous trouvons la position des bandes $4f^{n-1}5d$ pour tous les ions Terres-Rares dans le YAG (cf figure 1.28). Par

exemple, la position de la bande $4f^2 5d$ du Nd^{3+} dans le YAG est située à 44550 cm^{-1} d'après ce modèle. Cette valeur est en bon accord avec la valeur qui est signalée expérimentalement et théoriquement dans [Margerie 2006].

1.7.1.2 Bandes de transfert de charge

Les bandes de transfert de charge sont des bandes intenses situées dans l'UV et dans le VUV. Elles sont associées à un transfert de charge entre un proche ligand et un ion métallique. Les transitions qui nous intéressent ici concernent un transfert de charge (un électron) d'un ligand (ion O^{2-} dans un oxyde, ion F^- dans un fluor) vers un métal (ion Terre-Rare considéré): « Ligand to Metal Charge Transfer » (LMCT).

Les transitions inter-configurationnelles de type $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d$ ne sont sans doute pas responsables à elles seules des variations de polarisabilité mesurées dans le Nd :YAG [Margerie 2006]. Les bandes de transfert de charge (LCMT) auraient elles aussi une contribution. En effet, utilisons la relation de Jorgensen [Jorgensen 1962] qui permet de positionner les bandes de transfert de charge (LCMT) connaissant les électronégativités des ions ligands $\chi(L)$ et des ions métalliques $\chi(M)$:

$$E_{LMCT}(L \rightarrow M) \approx 30000\left[\chi(L) - \chi(M)\right] \qquad (1.79)$$

Dans le cas du Nd :YAG, l'ion ligand est l'ion O^{2-} et l'ion métallique est l'ion Nd^{3+}. Sachant que $\chi(O^{2-}) \approx 3.2$ et que $\chi(Nd^{3+}) \approx 1.2$ [Moncorgé 2008], la bande d'absorption LMCT est située au dessus de 60000 cm^{-1}, soit à des longueurs d'onde plus courtes que 160 nm. En conséquence, cette bande est noyée au sein de la bande $4f^2 5d$ du Nd :YAG qui s'étend de 250 nm à 110 nm [Margerie 2006].

Dans le cas de l'ion Yb^{3+} inséré dans une matrice de YAG, la transition inter-configurationnelle $4f^n \rightarrow 4f^{n-1}5d$ est située à 59000 cm^{-1} (170 nm) ce qui est plus haut que dans le cas du Nd :YAG. Cette bande doit donc moins contribuer à la variation de polarisabilité. Par ailleurs, en connaissant $\chi(Yb^{3+}) \approx 1.61$ et en utilisant la relation de Jorgensen, la transition LMCT devrait être située à 47600 cm^{-1} (211 nm). Cette estimation est en bon accord avec la mesure d'absorption dans l'état excité (AEE) faite dans l'Yb :YAG (cf figure 1.32).

Dans l'Yb :KGW, la bande de transfert de charge est située plus bas que dans l'Yb :YAG. Nous avons en effet mesuré qu'elle se situait à 41000 cm^{-1}. La matrice est en fait composée de groupement WO_4^{2-} et la transition $O^{2-} \rightarrow Yb^{3+}$ n'est pas exacte. La bande de transfert de charge provient d'orbitales mélangées pouvant être décrite par $Yb^{3+}(4f)O^{2-}(2p) \rightarrow W^{6+}(5d)$.

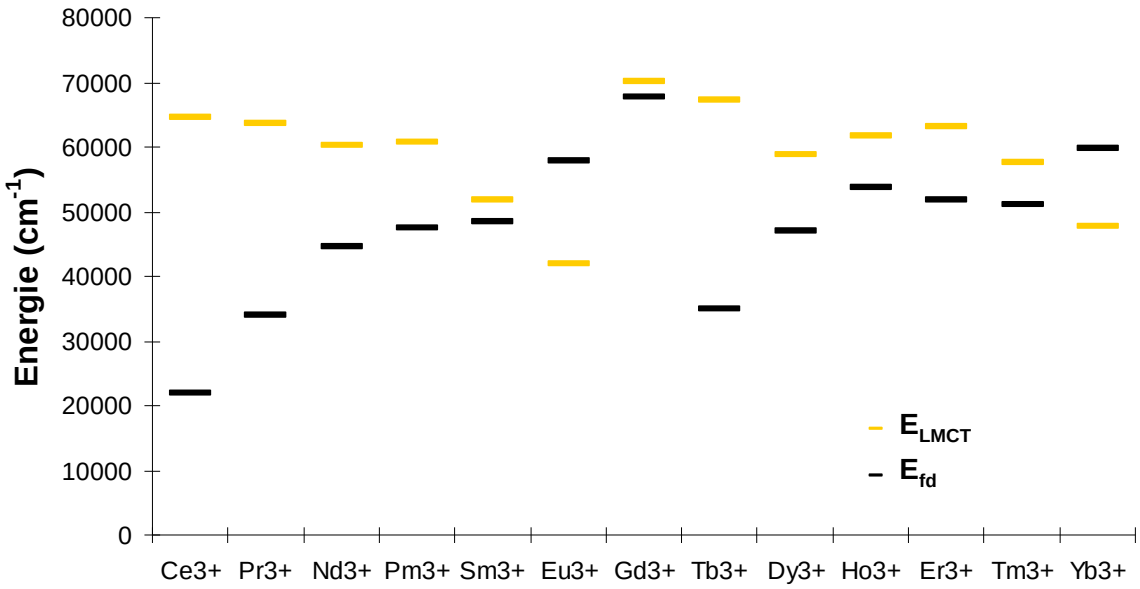


Figure 1.28 : Evaluation de la position des maxima des bandes d'absorption LMCT et des bandes d'absorption fd des ions Terres Rares dans le YAG [Moncorgé 2008].

1.7.2 Spectroscopie dans l'etat excite des ions Nd^{3+} et Yb^{3+}

1.7.2.1 Technique de mesure

Un simple spectre d'absorption ne permet pas de localiser les bandes UV associées aux ions Nd^{3+} ou Yb^{3+} en raison de l'absorption des photons par la matrice hôte.

Afin de caractériser les transitions UV impliquées (position et amplitude), nous avons mis en place une technique de mesure de type absorption dans l'état excité. Ces mesures sont des mesures pompe-sonde dont le schéma expérimental est indiqué sur la figure 1.29.

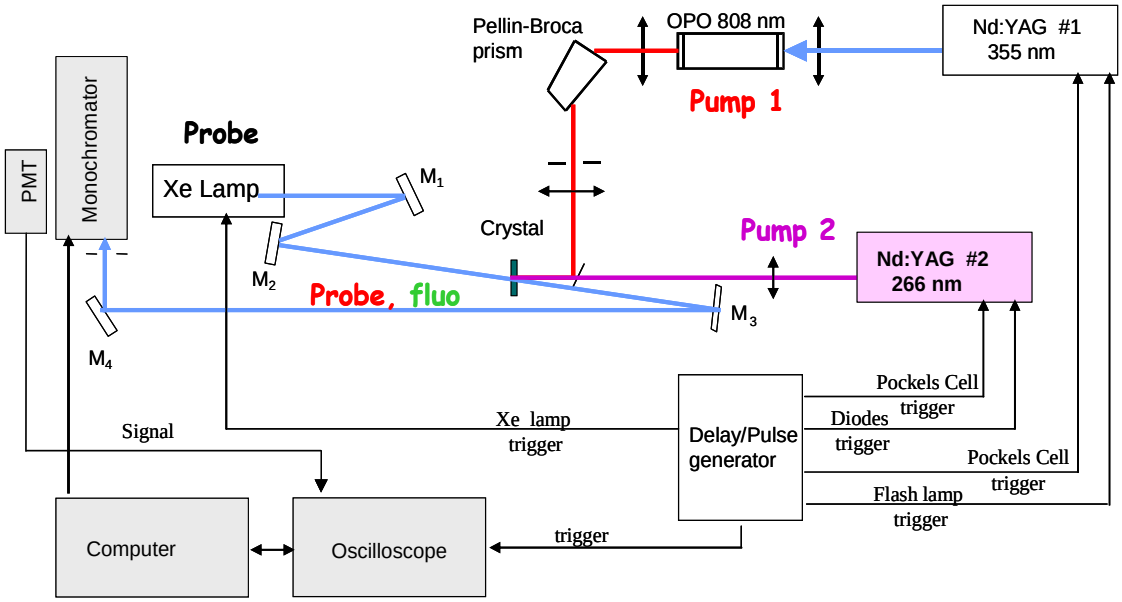


Figure 1.29 : Schéma expérimental de la technique d'absorption dans l'état excité

Le faisceau sonde est fourni par une lampe flash Xe pulsée avec des durées d'impulsions à mi-hauteur de 5 µs. Le faisceau pompe est généré par un OPO pompé par un laser Nd :YAG déclenché et triplé en fréquence générant des impulsions de 12 ns. Il est réglé soit vers 970 nm pour la transition d'absorption $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ de l'ion Yb^{3+} soit vers 808 nm pour la transition d'absorption $^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$ du Nd^{3+}. Le faisceau sonde est collimaté puis focalisé à l'aide de miroirs courbes pour éviter les problèmes liés à la dispersion chromatique. La pompe et la sonde se propagent de manière colinéaire à l'intérieur du cristal à travers un disphragme de 0,5 mm de diamètre.

Dans ce type d'expérience, deux spectres en transmission sont enregistrés, un premier sans la pompe (I_u) et un second avec la pompe (I_p). I_u et I_p s'expriment de la façon suivante :

$$I_u(\lambda) = I_0(\lambda)T^2(\lambda)\exp(-\sigma_{aef}(\lambda)Nl) \qquad (1.80)$$

où $I_0(\lambda)$ est l'intensité incidente sur le cristal, $T(\lambda)$ est la transmission du faisceau sonde à l'interface air/cristal, σ_{aef} est la section efficace d'absorption dans l'état fondamental, N est le nombre total d'ions actifs par cm^3 et l la longueur du matériau laser.

$$I_p(\lambda) = I_0(\lambda)T^2(\lambda)\exp(-(\sigma_{aef}(\lambda)N_f + \sigma_{aee}(\lambda)N_{ex})l) \qquad (1.81)$$

avec σ_{aee} la section efficace d'absorption dans l'état excité, N_f et N_{ex} les densités d'ions dans l'état fondamental et dans l'état excité.

Nous avons la relation suivante :

$$N = N_f + N_{ex} \qquad (1.82)$$

ce qui est vrai dans les matériaux dopés Yb^{3+} et Nd^{3+} (dans un dopage au Nd^{3+}, la relaxation $^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ est très rapide.). La section efficace d'absorption dans l'état excité s'écrit alors :

$$\sigma_{aee}(\lambda) = \sigma_{aef}(\lambda) + \frac{1}{N_{ex}l}\ln\left(\frac{I_u}{I_p}\right) \qquad (1.83)$$

1.7.2.2 Cas de l'ion Nd^{3+}

Les mesures d'absorption dans l'état excité dans le Nd :YAG ont été réalisées en utilisant la technique pompe-sonde précédemment décrite. Pour obtenir le spectre de section efficace d'absorption dans l'état excité, il est nécessaire de connaître I_u et I_p mais aussi le spectre d'absorption dans l'état fondamental. Ceci est particulièrement important dans le Nd :YAG autour de 265 nm puisque le spectre d'absorption dans l'état fondamental du niveau $^4I_{9/2}$ vers le niveau $^2F(2)_{5/2}$ recouvre le spectre d'absorption dans l'état excité du niveau $^4F_{3/2}$ vers la configuration $4f^25d$. On remarquera que ce n'est pas le cas dans les systèmes dopés Yb^{3+}. Afin de déterminer le spectre d'absorption dans l'état excité calibré en section efficace, il faut aussi connaître la densité d'ions dans l'état excité N_{ex}. Elle est souvent évaluée en mesurant l'énergie du faisceau de pompe à l'entrée et à la sortie du cristal. Cette méthode n'est pas très précise compte tenu du fait que les faisceaux pompe et sonde ne se recouvrent pas à l'intérieur du cristal de manière rigoureuse. Pour améliorer la qualité de cette évaluation, il est préférable d'utiliser des données complémentaires à savoir la connaissance de l'absorption dans l'état excité du cristal dans une région spectral mieux connue. Ceci a été réalisé ici en enregistrant des spectres autour de 619 nm, une région qui correspond à la transition d'absorption dans l'état excité $^4F_{3/2} \rightarrow {}^4D_{3/2}$.

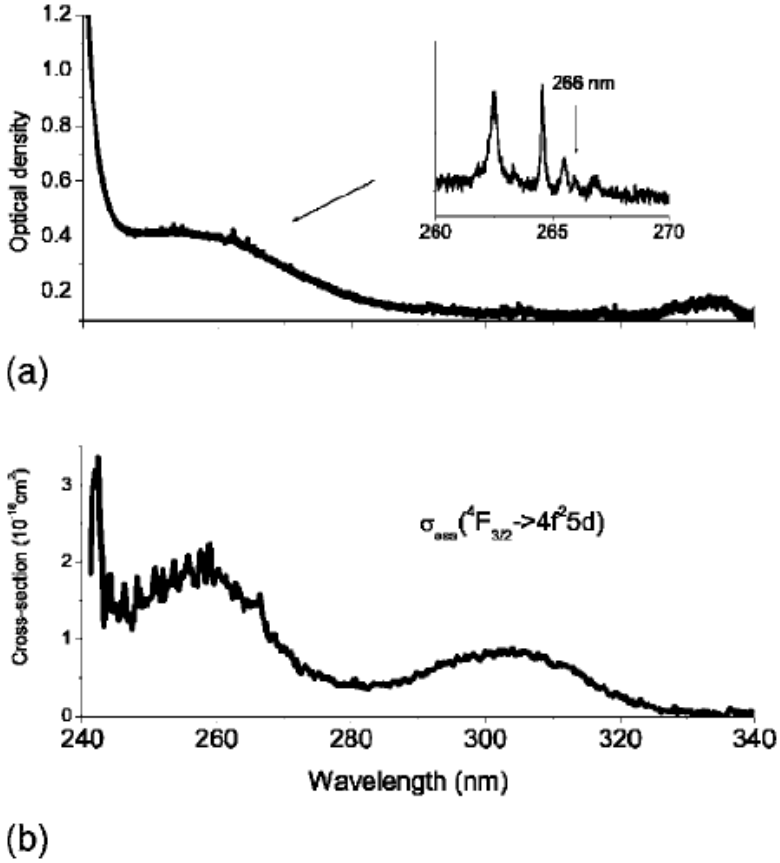


Figure 1.30 : Spectre d'absorption dans l'état fondamental (a) et dans l'état excité (b) du Nd :YAG. [Margerie 2006]

1.7.2.3 Cas de l'ion Yb^{3+}

Les spectres d'absorption dans l'état excité ont été enregistrés entre 200 et 400 nm. La longueur d'onde de pompe était réglée, dans le cas de l'Yb :YAG et de l'Yb :KGW, sur la transition $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ c'est-à-dire à 940 nm et 982 nm respectivement. Des spectres de fluorescence dans l'UV ont été également enregistrés en portant d'abord les ions Yb^{3+} dans l'état excité puis en excitant les matériaux à la longueur d'onde d'absorption dans l'état excité.

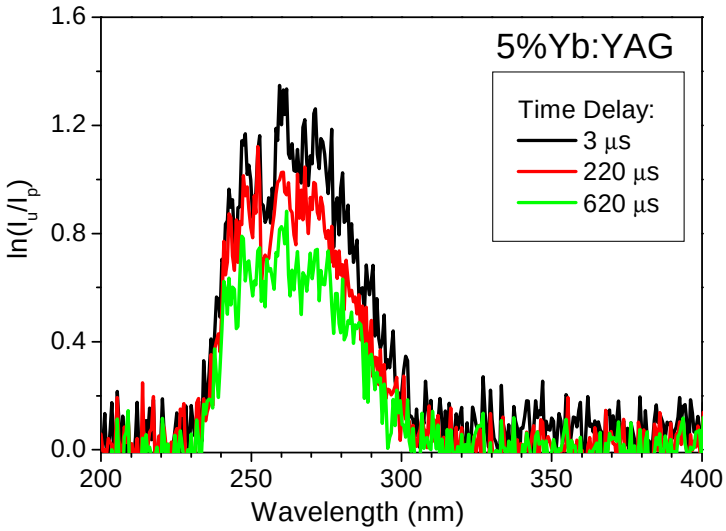


Figure 1.31 : Spectre d'absorption dans l'état excité dans l'Yb :YAG. [Moncorgé 2008]

Le spectre d'absorption dans l'état excité obtenu dans le cas de l'Yb :YAG est indiqué sur la figure 1.31. Ce spectre est donné pour trois délais entre la pompe et la sonde : 3 µs, 220 µs et 620 µs. Cela montre l'existence d'une seule bande d'absorption dans l'état excité autour de 265 nm avec une section efficace d'absorption dans l'état excité (dérivé de la connaissance de la densité d'ions dans l'état excité N_{ex} d'environ $4{,}45\times10^{-18}$ cm^2) de l'ordre de 1.1×10^{-18} cm^2. Son évolution temporelle confirme tout d'abord que le phénomène d'absorption dans l'état excité a lieu au sein du niveau métastable $^2F_{5/2}$ avec un temps de fluorescence d'environ 1 ms. La position de la bande d'absorption dans l'état excité (~37750 cm^{-1}) ajoutée à la position du niveau métastable (~10250 cm^{-1}) nous permet de conclure qu'une bande d'absorption dans l'état fondamental située à 48000 cm^{-1} soit 208 nm existe (cf figure 1.32a et 1.33a). Cette bande est une bande de transfert de charge où un électron se déplace d'un ligand (O^{2-}) vers un ion métallique (Nd^{3+}) [Pieterson 2000, Guerassimova 2001]. Ces auteurs ont fait des mesures d'émission et d'excitation à basse température en utilisant un rayonnement synchrotron dans le proche UV. D'après eux, une bande d'absorption est placée entre 190 et 230 nm et deux bandes d'émission sont situées à 340 et 490 nm (émission de la bande de transfert de charge vers les niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$). Nous retrouvons à peu près les mêmes positions pour les bandes d'absorption et d'émission dans l'Yb :YAG.

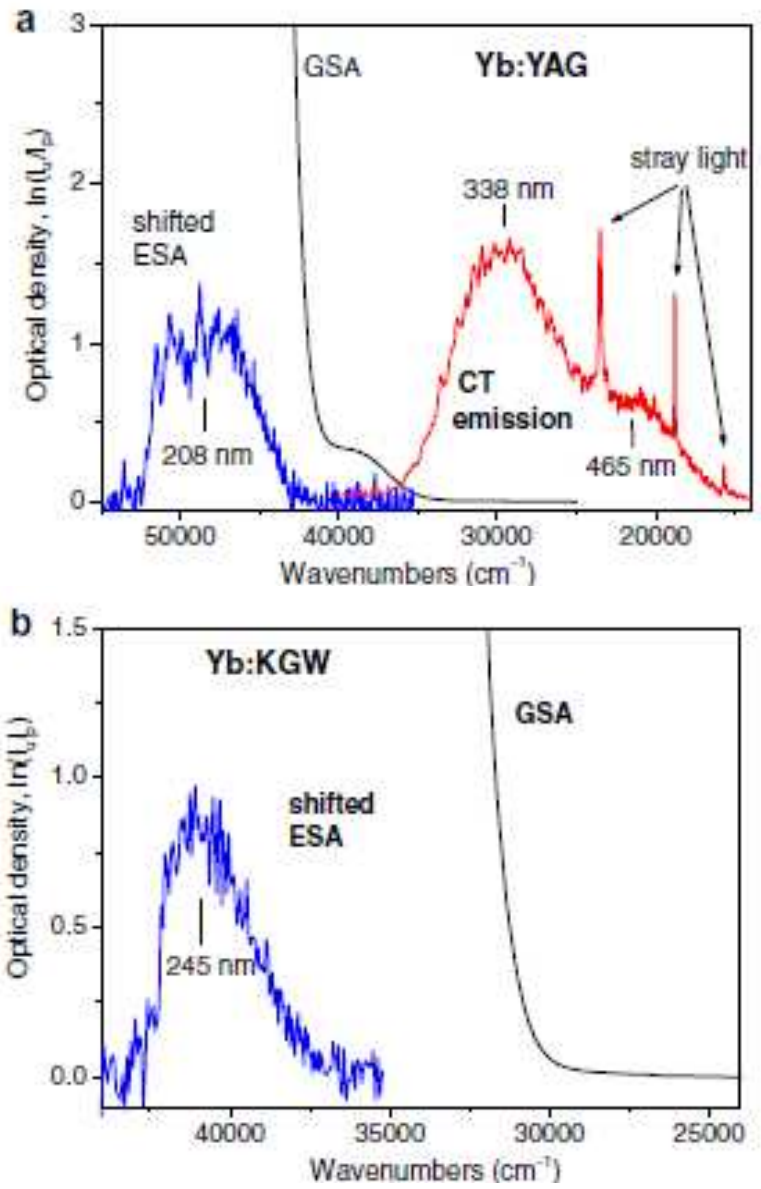


Figure 1.32 : Spectre d'absorption dans l'état fondamental, de fluorescence et d' absorption dans l'état excité (ce dernier est translaté du niveau d'énergie $^2F_{5/2}$) de l'Yb :YAG (a) et de l'Yb :KGW (b). [Moncorgé 2008]

Le spectre d'absorption dans l'état excité obtenu dans le cas d'Yb :KGW (spectre décalé de l'énergie du niveau métastable $^2F_{5/2}$) et la position résultante de la bande de transfert de charge sont reportés sur les figures 1.32b et 1.33b. Le cristal était coupé avec des faces planes et parallèles perpendiculairement à l'axe cristallographique b. La pompe se propageait suivant cet axe et sa polarisation était parallèle à l'axe a. En comparant les figures 1.32a et 1.32b, il est à remarquer que la bande de transfert de charge dans l'Yb :KGW est maintenant à plus basse énergie (~41000 cm^{-1}, après avoir ajouté l'énergie de la bande de

transfert de charge à l'énergie du niveau métastable $^2F_{5/2}$) que dans le cas de l'Yb :YAG (~48000 cm^{-1}). Par ailleurs, sur la figure 1.32, on constate qu'il n'a pas eu détection de luminescence dans le cas de l'Yb :KGW. En effet, la séparation en énergie entre la bande de transfert de charge et le flanc de la bande d'absorption dans l'état fondamental dans l'Yb :KGW est significativement plus grand que dans le cas de l'Yb :YAG. Ceci signifie que les transitions d'émission dans le cas d'Yb :KGW subisse un effet de « quenching » en raison d'une réabsorption directe.

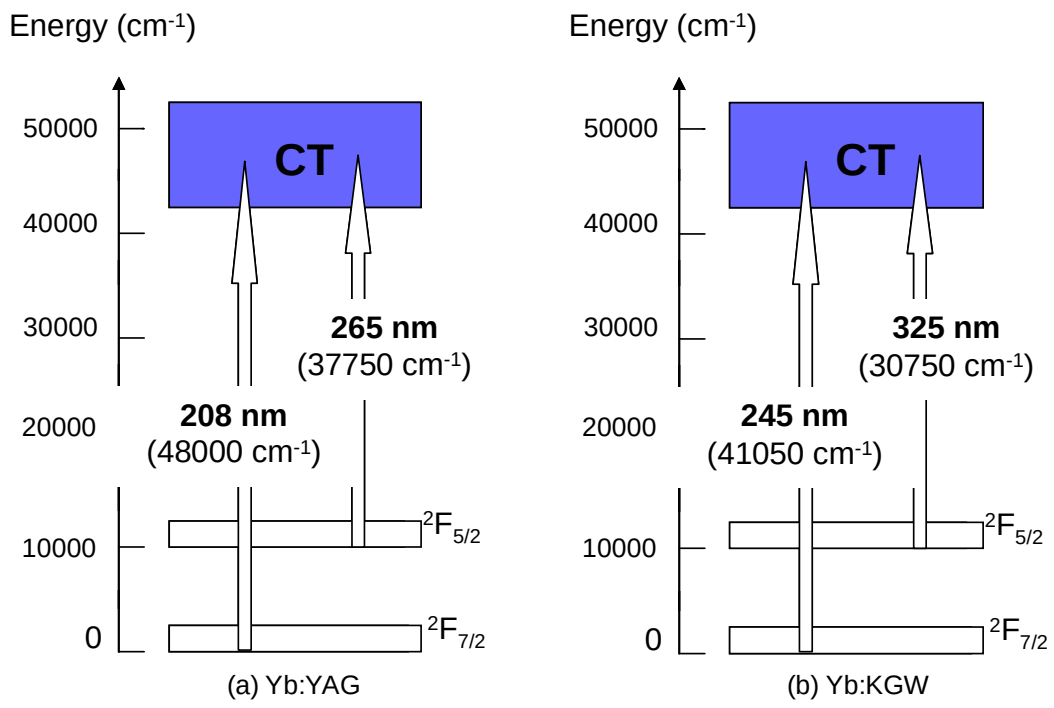


Figure 1.33 : Schéma des niveaux d'énergie de l'Yb :YAG et de l'Yb :KGW

La même étude a été réalisée dans les sesquioxydes Lu_2O_3 et Sc_2O_3 dopés Yb^{3+}. Les résultats sont indiqués sur les figures 1.34a et 1.34b. Le spectre différence d'absorption dans l'état excité et dans l'état fondamental $Ln(I_u/I_p)$ a été enregistré dans un domaine spectral où l'absorption des ions Yb^{3+} dans l'état fondamental est négligeable. En effet, le flanc d'absorption ayant lieu autour de 240 nm est dû au cristal hôte et n'a rien à faire avec une absorption éventuelle des ions Yb^{3+} dans l'état fondamental.

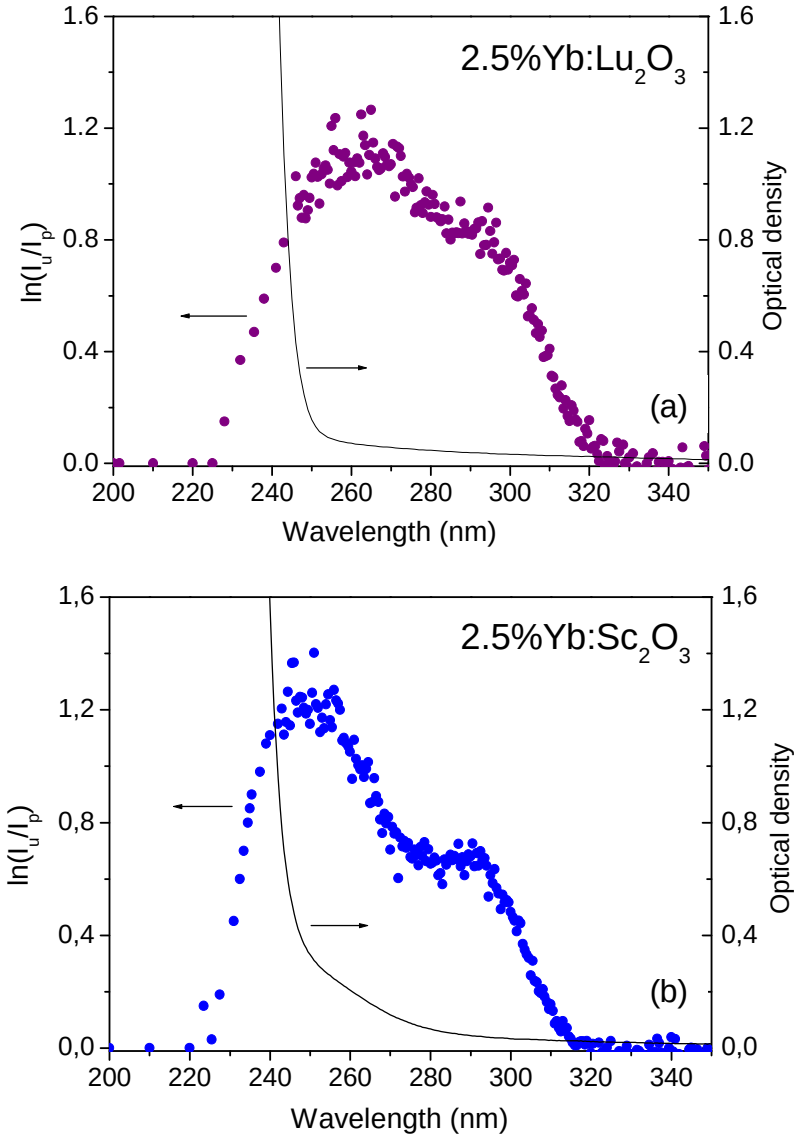


Figure 1.34 : Spectres d'absorption dans l'état fondamental et spectres de différences d'absorption dans l'état excité et dans l'état fondamental (non translaté, comme sur la figure 1.32, du niveau d'énergie $^2F_{5/2}$ de l'ion Yb^{3+} [Soulard 2010]

1.7.3 MODELES UTILISES ET VARIATIONS DE POLARISABILITES ASSOCIEES

Nous allons calculer la variation de polarisabilité des ions qui est associée aux bandes UV précédemment décrites.

Transformons la section efficace d'absorption dans l'état excité en force d'oscillateur en utilisant la relation [Di Bartolo 1968] :

$$f_{ex} \approx \frac{1.13\times10^{19}}{\lambda^2}\int \sigma_{aee}(\lambda)d\lambda \qquad (1.84)$$

Il est alors possible de donner une estimation de la variation de polarisabilité Δα causée par une bande de transfert de charge de type ligand vers métal à une longueur d'onde λ en utilisant l'expression suivante [Powell 1989] :

$$\Delta\alpha^{spect}(\nu) = 7.1\times10^{-15}\left[\frac{f_{ex}}{(\nu_{CT}-\Delta\nu)^2-\nu^2} - \frac{f_f}{\nu_{CT}{}^2-\nu^2}\right] \qquad (1.85)$$

où ν=1/λ et où ν_{CT} et Δν représentent les énergies (en cm^{-1}) dans l'état CT et dans l'état $^2F_{5/2}$ respectivement. f_f et f_{ex} sont les forces d'oscillateur des transitions d'absorption de l'état fondamental vers l'état CT et de l'état excité $^2F_{5/2}$ vers l'état CT.

Considérons que les forces d'oscillateur sont à peu près égale, ie $f_f \approx f_{ex} \approx 0.01\pm0.002$, on trouve finalement , par exemple à la longueur d'onde λ=632.8 nm, c'est-à-dire ν=15800 cm^{-1}, et pour ν_{CT}=48000 cm^{-1} et Δν = 10250 cm^{-1}, la valeur spectroscopique de la variation de polarisabilité : $\Delta\alpha^{spect} \approx 2.4\times10^{-26}cm^3$. Cette valeur est en bon accord avec la valeur mesurée par la technique interférométrique de Jamin-Lebedev dans le matériau Yb :YAG , i.e. $\Delta\alpha \approx 2\times10^{-26}cm^3$.

Déterminons maintenant la variation de polarisabilité de l'ion Yb^{3+} inséré dans la matrice KGW. Après avoir calibré la bande d'absorption dans l'état excité en section efficace et après avoir calculé la force d'oscillateur correspondante en utilisant l'expression (1.84), on obtient $f_{ex} \approx 0{,}023$. Considérons encore une fois que $f_f \approx f_{ex}$. En prenant la même valeur pour Δν et en insérant ν_{CT}=41000 cm^{-1} dans l'expression (1.85), on obtient la variation de polarisabilité spectroscopique à la longueur d'onde λ=633 nm : $\Delta\alpha^{spect} \approx 1{,}2\times10^{-25}cm^3$. Cette valeur est proche de la valeur expérimentale qui a été obtenue en utilisant la technique de diffractométrie transitoire : $\Delta\alpha \approx 1\times10^{-25}cm^3$ [Ivakin 2007]. Cependant nos mesures interférométriques dans ce même matériau indiquaient que la variation de polarisabilité était de $\Delta\alpha \approx 3\times10^{-26}cm^3$.

En conclusion, une première étude a été réalisée dans le cas du matériau laser bien connu Nd :YAG. Cette étude à la fois théorique et expérimentale [Margerie 2006] a montré que la part la plus importante des effets observés était due à l'existence de bandes d'absorption de type 4f→5d qui sont des transitions inter-configurationnelles des ions Nd^{3+}. Cependant, ces bandes UV ne rendent pas totalement compte des variations d'indice électronique observées. D'autres bandes d'absorption telles que les bandes de transfert de charge pourrait bien y contribuer. Ces mêmes bandes sont prédominantes par exemple dans l'Yb :YAG [Moncorgé 2008].

1.8 CONCLUSION

Nous avons exposé dans ce chapitre, deux techniques expérimentales de type pompe-sonde (une technique interférométrique et une technique diffractométrique) permettant de mesurer la variation d'indice non-résonante induite par un pompage impulsionnel. L'étude de la dynamique de retour à l'équilibre permet alors de discriminer les effets électroniques des effets thermiques. Nous avons pour cela modélisé l'évolution temporelle de la thermique dans chacune de ces deux techniques.

Nous avons alors déterminé la variation de polarisabilité des ions actifs lorsqu'ils sont portés dans l'état excité dans les systèmes dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} les plus utilisés. Cette quantité, contrairement à la variation d'indice, est indépendante de la densité d'ions dans l'état excité. Elle permet donc de caractériser les effets dispersifs non-résonants du matériau. Nous avons par ailleurs introduit le facteur β qui à la résonance est une quantité proportionnelle à $\Delta\alpha/\sigma_e$, σ_e étant la section efficace d'émission. Ce facteur sera utilisé dans le chapitre suivant en tant que paramètre pour étudier le transfert d'énergie dans le cadre d'un mélange à deux ondes.

Nous avons aussi déterminé la part thermique de la variation d'indice à l'aide de ces deux techniques. Connaissant la fraction d'énergie absorbée transformée en chaleur, nous avons calculé la valeur des coefficients thermo-optiques. Nous avons aussi pu évaluer la diffusivité thermique des matériaux testés grâce à la connaissance du temps de déclin thermique. Les valeurs obtenues sont souvent en bon accord avec celles qui sont signalées dans la littérature.

Enfin, des spectres d'absorption dans l'état excité ont été acquis de manière à déterminer les transitions UV à l'origine des variations de polarisabilité mesurées.

Nous pouvons conclure que les bandes inter-configurationnelles 4f5d sont en majeure partie responsable des variations d'indice mesurées dans les systèmes dopés Nd^{3+} alors que ce sont les bandes de transfert de charge dans les systèmes dopés Yb^{3+}.

Chapitre 2

MELANGE A DEUX ONDES DANS LES MILIEUX LASERS SOLIDES DOPES ND^{3+} OU YB^{3+} POMPES PAR DIODES EN PRESENCE DE RESEAUX D'INDICE ELECTRONIQUES

2.1 INTRODUCTION

Notre objectif est d'utiliser les variations d'indice de réfraction d'origine électronique qui existent dans les matériaux lasers pour réaliser un transfert d'énergie dans un processus de mélange à deux ondes. Cette technique présente un grand intérêt pour des applications telles que la mise en phase de N lasers à fibres et l'interférométrie auto-adaptative.

Nous nous plaçons dans le cas d'un régime stationnaire. Nous supposons une onde optique continue. La fréquence ν de l'onde optique coïncide avec la courbe de gain du milieu laser de telle sorte que l'onde optique est amplifiée lors de sa propagation. Nous supposons que le régime de pompage est continu pour maintenir un gain constant au cours de l'interaction des ondes optiques.

Le coefficient de gain linéique subi par l'onde laser en l'absence de toute onde optique résonante avec la raie de gain laser est noté g_0. Nous supposons le cas d'un système laser 4 niveaux. Le coefficient de gain linéique en présence d'une onde optique d'intensité I s'écrit :

$$g(\nu) = \frac{g_0(\nu)}{1 + I/I_{sat}(\nu)} \tag{2.1}$$

où

$$g_0(\nu) = \sigma_e(\nu) N_{ex}(I=0) \tag{2.2}$$

avec $\sigma_e(\nu)$ la section efficace d'émission stimulée à la fréquence ν et $N_{ex}(I=0)$ la densité d'ions dans l'état métastable laser sans onde optique résonante avec la transition laser, et où :

$$I_{sat}(\nu) = \frac{h\nu}{\sigma_e(\nu)\tau} \tag{2.3}$$

avec h la constante de Planck et τ la durée de vie du niveau métastable laser.

L'Expression (2.1) montre que le gain de l'amplificateur diminue lorsque l'intensité du signal que l'on y injecte augmente. Ce phénomène est appelé saturation de gain. Il rend possible l'inscription d'une modulation périodique des populations dans le milieu amplificateur. En effet, en injectant deux ondes optiques cohérentes entre elles, le phénomène d'interférence permet de générer une modulation spatiale de l'intensité lumineuse. Cette modulation spatiale d'intensité induit alors une modulation des populations via la saturation du gain. Le milieu laser étant un milieu à réponse locale, le réseau de population est alors en opposition de phase par rapport au réseau d'illumination si celui-ci est immobile (figure 2.1).

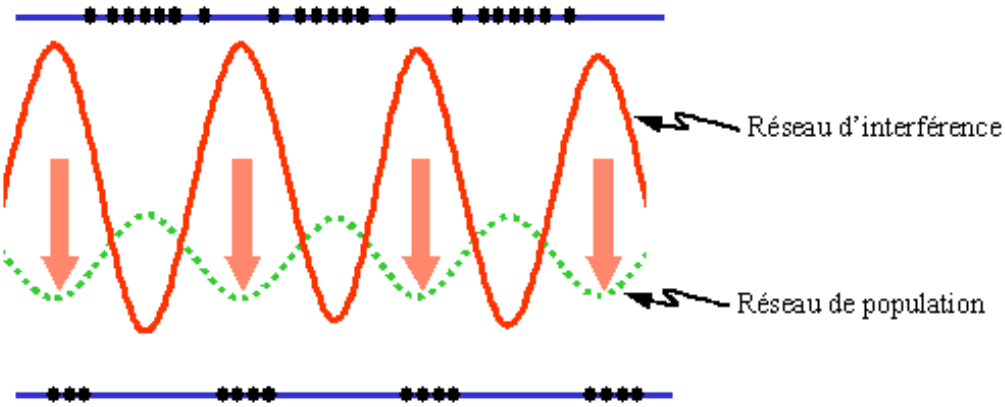


Figure 2.1: Schéma de principe de l'inscription d'un réseau de population dans un milieu laser placé en inversion de population. Le réseau d'interférence est immobile.

2.2 THEORIE DU MELANGE A DEUX ONDES DANS LES MILIEUX A GAIN EN PRESENCE DE RESEAUX D'INDICE DE POPULATION

Dans un processus de mélange à deux ondes, deux faisceaux cohérents A_1 et A_2 à la fréquence $\nu_1 \approx \nu_2$ interfèrent et se propagent dans un milieu placé en inversion de population comme indiqué sur la figure 2.2.

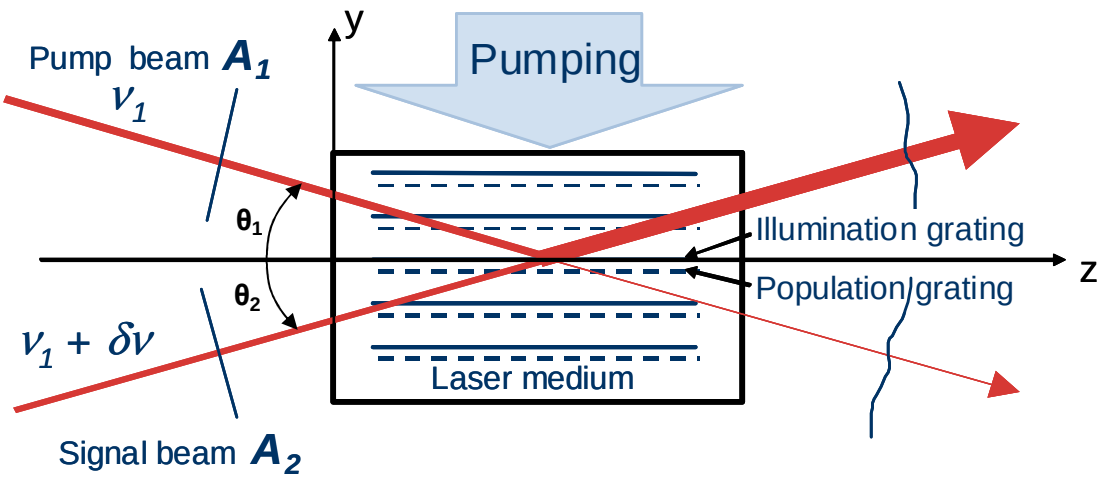


Figure 2.2: Processus de mélange à deux ondes montrant le faisceau pompe A_1 et le faisceau sonde A_2 intéragissant dans le milieu non linéaire.

Afin d'obtenir un transfert d'énergie d'un faisceau vers l'autre, il est nécessaire d'introduire un déphasage entre les deux réseaux. Ceci peut être réalisé en employant la technique du réseau d'illumination mobile qui peut être obtenu grâce à un décalage en fréquence entre les deux faisceaux [Yeh 1989]. Un décalage en fréquence $\delta\nu$ entre les deux faisceaux qui interagissent peut être obtenu avec des cellules acousto-optiques par exemple.

2.2.1 ANALYSE THEORIQUE

Le point de départ de l'analyse théorique développée dans ce chapitre est donné par l'équation de propagation du champ électrique total, E, dans le milieu laser.

D'après les équations de Maxwell, on a :

$$\Delta E - \frac{{n_0}^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \tag{2.4}$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire du matériaux laser, c est la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 est la permittivité du vide et P_{NL} est la polarisation non-linéaire du matériau. E est le champ électrique total qui est la somme des deux ondes interagissant :

$$E = A_1 e^{i(\omega_1 . t - k_1 . r_1)} + A_2 e^{i(\omega_2 . t - k_2 . r_2)} \tag{2.5}$$

où k_1 et k_2 sont les vecteurs d'onde du faisceau pompe et du faisceau sonde. L'intensité normalisée par I_{sat} des deux faisceaux qui interfèrent alors dans le milieu à gain est alors donnée par :

$$I(y,t) = I_S + I_M \cos(Ky - \Omega t) \tag{2.6}$$

avec $K=2\pi/\Lambda$ le vecteur réseau induit où Λ est le pas des franges d'interférences (qui est également le pas du réseau de gain inscrit). Ω est le décalage en fréquence entre le faisceau pompe et le faisceau sonde et I_S et I_M sont donnés par :

$$I_S(\lambda_0) = \frac{|A_1|^2}{I_{sat}(\lambda_0)} + \frac{|A_2|^2}{I_{sat}(\lambda_0)} \tag{2.7}$$

$$I_M(\lambda_0) = 2\frac{|A_1 A_2^*|}{I_{sat}(\lambda_0)} \tag{2.8}$$

θ_1 est l'angle entre le faisceau pompe et l'axe Z, et θ_2 est l'angle entre le faisceau sonde et l'axe Z. Le pas du réseau photo-induit Λ est donné par :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\frac{\theta_2 - \theta_1}{2})} \tag{2.9}$$

La polarisation induite dans le milieu amplificateur est donnée par :

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \Delta\chi E \tag{2.10}$$

avec Δχ la variation de susceptibilité diélectrique quand les ions actifs sont portés de l'état fondamental à l'état excité. Δχ s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta\chi = \Delta\chi' + i\,\Delta\chi'' = i\Delta\chi''(1 - i\beta) \tag{2.11}$$

β est le facteur de Henry du matériau (cf Chapitre 1). Il est composé d'un terme résonant et d'un terme non-résonant. Δχ'' est la partie imaginaire de la variation de la susceptibilité diélectrique. Elle peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\Delta\chi'' = i\frac{\sigma_e}{k} N_{ex}(I) \tag{2.12}$$

Evaluons la fonction $N_{ex}(I)$. Nous supposons que la migration de l'énergie qui pourrait exister dans les cristaux laser dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} est négligeable. La densité d'ions dans l'état excité N_{ex} est alors régi par l'équation de population suivante:

$$\frac{dN_{ex}}{dt} = W_p(N_{tot} - N_{ex}) - \frac{N_{ex}}{\tau} - (I_S + I_M \cos(Ky - \Omega t))\frac{N_{ex}}{\tau} \tag{2.13}$$

où W_p est le taux de pompage, N_{tot} est la densité totale d'ions actifs. Dans le régime stationnaire, la distribution d'ions dans l'état excité est une fonction périodique. Elle peut être exprimée comme une série de Fourier [Antipov 1998] :

$$N_{ex}(y,t) = N_0 + N_{gr} e^{i(\Omega.t - K.y)} + N_{gr}^{*} e^{-i(\Omega.t - K.y)} + \text{ordres supérieurs} \tag{2.14}$$

où

$$N_{gr} = \left| N_{gr} \right| e^{i\Phi} \tag{2.15}$$

Pour un mélange d'onde dégénéré (δν = 0), N_{gr} est un terme réel mais dans le cas d'un mélange d'onde non-dégénéré N_{gr} est complexe à cause du réseau d'illumination mobile dans le milieu à gain [Yeh 1989]:

$$N_{gr} = \frac{N_{gr}(\Omega = 0)}{1 + i\Omega\tau'} \tag{2.16}$$

avec τ' le temps de réponse du milieu. Il est donné par l'équation suivante [Chi 2009] :

$$\tau' = \frac{\tau}{1 + I_S} \tag{2.17}$$

Nous obtenons finalement le système d'équation différentiel suivant :

$$\begin{aligned} \cos(\theta_1)\frac{dA_1}{dz} &= \gamma_0(\lambda_0)A_1 + \gamma_1(\lambda_0)A_2\left[\cos(\Phi) - \beta(\lambda_0)\sin(\Phi)\right] \\ \cos(\theta_2)\frac{dA_2}{dz} &= \gamma_0(\lambda_0)A_2 + \gamma_1(\lambda_0)A_1\left[\cos(\Phi) + \beta(\lambda_0)\sin(\Phi)\right] \end{aligned} \tag{2.18}$$

Φ est le déphasage spatial entre le réseau de population et le réseau d'illumination.

Il est donné par :

$$\Phi = \pi - \arctan(\Omega\tau') \tag{2.19}$$

γ_0 est le gain moyen exprimé de la façon suivante :

$$\gamma_0(\lambda_0) = \frac{\sigma_e(\lambda_0)}{2}\frac{N_{ex}(I=0)}{\sqrt{(1+I_s(\lambda_0))^2 - \left(\frac{I_M(\lambda_0)}{1+(\Omega\tau')^2}\right)^2}} \tag{2.20}$$

et γ_1 est le coefficient de couplage donné par :

$$\gamma_1(\lambda_0) = \gamma_0(\lambda_0)\left(\frac{1 + I_s(\lambda_0) - \sqrt{(1+I_s(\lambda_0))^2 - I_M(\lambda_0)^2}}{I_M(\lambda_0)}\right)\frac{1}{\sqrt{1+(\Omega\tau')^2}} \tag{2.21}$$

Les expressions (2.19), (2.20) et (2.21) sont des expressions empiriques dépendant du décalage en fréquence entre le faisceau pompe et le faisceau sonde. Elles ont été validées par des simulations numériques en utilisant l'expression (2.13). On peut remarquer que pour le cas d'un mélange à deux ondes dégénéré, les expressions γ_0 et γ_1 sont celles de [Brignon 1993].

La résolution numérique des équations d'ondes couplées (expression 2.18) permet de calculer l'intensité $I_{out} = |A_2 (L)|^2/I_{sat}$ du faisceau sonde A_2 après sa propagation dans le milieu à gain en présence du réseau de population. Nous avons alors comparé cette intensité avec celle du faisceau sonde étant incohérent avec le faisceau pompe. Pour cela, l'intensité du faisceau sonde est déterminée en utilisant l' expression (2.18) en faisant l'hypothèse que $I_M = 0$ dans l' expression (2.20) et que $\gamma_1=0$. Nous avons alors définit le gain de mélange à deux ondes (G_{TWM}) par le rapport de l'intensité de sortie du faisceau sonde avec des interférences entre les faisceaux pompe et signal (polarisations parallèles) et sans interférences entre les faisceaux pompe et signal (polarisations croisées) :

$$G_{TWM} = \frac{I_{out,//}}{I_{out,\perp}} \tag{2.22}$$

2.2.2 ETUDE DES PARAMETRES γ_0 ET γ_1

2.2.2.1 Cas d'un réseau d'illumination immobile

La figure 2.3 montre en rouge la figure d'interférence pour $|A_1|^2=|A_2|^2$. En noir est représentée la modulation spatiale des populations qui est induite. Il apparaît que dans l'approximation de faibles saturations ($I_2/I_{sat}<0,1$), les populations restent modulées sinusoïdalement. En revanche, pour des saturations plus importantes, elles s'effondrent de plus en plus dans les zones claires des franges d'interférence. Ceci a pour effet de cantonner le gain dans des pics très étroits correspondant à des zones où l'intensité est nulle. Dans ce cas, le réseau de population n'est plus sinusoïdal.

La figure 2.4 montre le comportement des coefficients non-linéaires γ_0 et γ_1 en fonction de l'intensité du faisceau pompe (ou du faisceau sonde $|A_2|^2=|A_1|^2$). Le coefficient de gain non-linéaire γ_0 est maximal pour $|A_1|^2\sim 0$ ce qui correspond au gain faible signal. Ensuite le coefficient de gain γ_0 diminue du fait de la saturation du gain. Le coefficient de couplage γ_1, en revanche, est nul pour $|A_1|^2=0$ et croit jusqu'à atteindre un maximum pour $|A_1|^2\sim I_{sat}$. Finalement au-delà de cet optimum le coefficient γ_1 décroit ce qui peut s'expliquer par la dégradation progressive du profil sinusoïdal des populations.

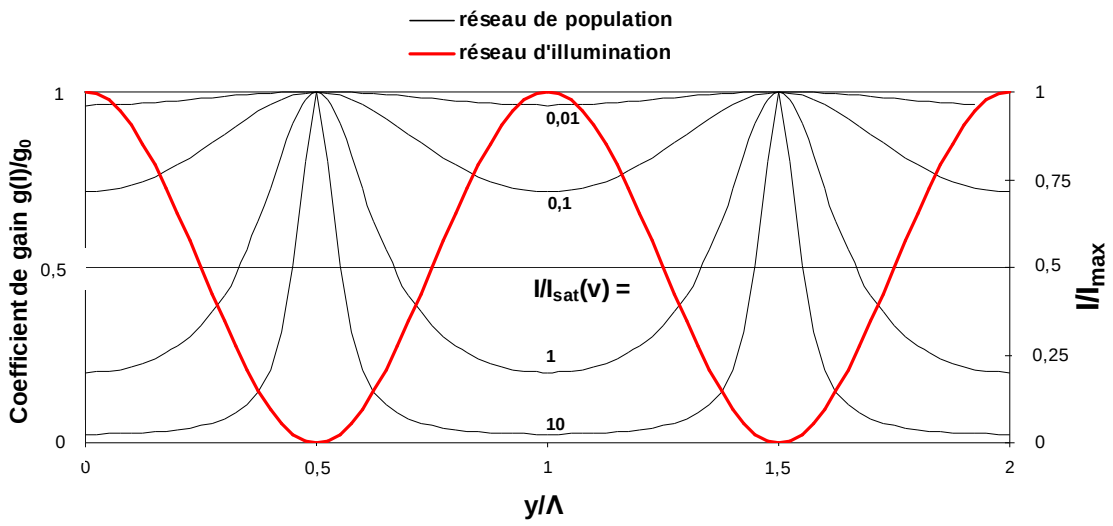


Figure 2.3 : Figure d'interférence entre les deux ondes cohérentes de même intensité (en rouge). Modulation spatiale du coefficient de gain lorsque le milieu laser est éclairé par la figure d'interférence (en noir).

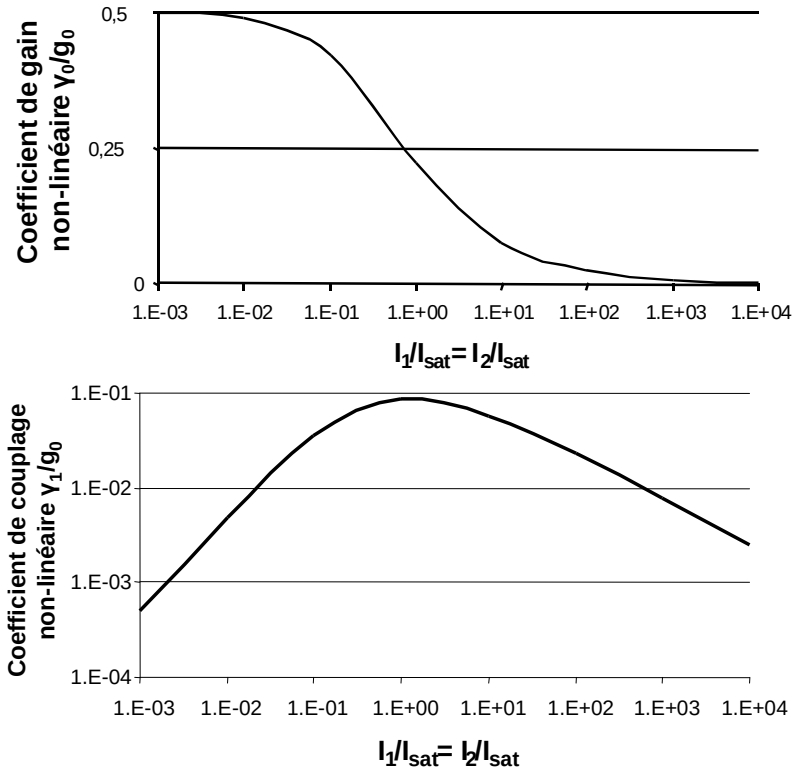


Figure 2.4 : Evolution du coefficient non-linéaire de gain γ_0 (en haut) et du coefficient non-linéaire de couplage γ_1 (en bas) en fonction du degré de saturation et avec A_1=A_2. Les coefficients sont normalisés par rapport au coefficient de gain en amplitude faibles signaux.

La saturation du gain introduit un déphasage de π entre le réseau d'illumination et le réseau de population. Le réseau de population ainsi inscrit

modifie la propagation des ondes. D'une part, le gain moyen vu par les ondes est modifié, d'autre part, chaque onde diffracte sur le réseau dans la direction de l'autre onde. Comme le réseau de population est décalé de π par rapport au réseau d'illumination, chaque partie des ondes qui se diffractent est en opposition de phase avec les ondes initiales. C'est le cas $\phi=\pi$ dans l'équation 2.18. Les ondes ne voient alors qu'un réseau de gain. Dans une expérience de mélange à deux ondes entre un faisceau de pompe énergétique et un faisceau sonde de faible énergie, la partie de la pompe qui se diffracte dans la direction de la sonde se soustrait à l'amplitude du signal, entraînant ainsi une baisse du gain vu par la sonde [Brignon 1993].

Notons que l'inscription de réseaux dynamiques de gain dans un milieu laser par saturation du gain est un phénomène non-linéaire à réponse locale. En un point y donné, l'intensité lumineuse modifie en effet le gain au même point. Parmi les effets non-linéaires à réponse locale, nous pouvons également citer la saturation de l'absorption, l'effet de réorientation moléculaire (effet Kerr), l'effet thermique ou la génération de porteurs libres dans les semi-conducteurs.

En revanche dans les matériaux non-linéaires à réponse non-locale utilisant, par exemple l'effet photoréfractif ou la diffusion stimulée Brillouin, des phénomènes de transfert de charge ou d'électrostriction aboutissent à un décalage spatial entre le réseau d'illumination et le réseau photo-induit. En général ces effets non-linéaires produisent des déphasages de $\pi/2$ entre les deux réseaux. C'est pour cette raison que dans ces effets un transfert d'énergie entre deux faisceaux est observé.

2.2.2.2 Cas d'un réseau d'illumination mobile

Les phénomènes à réponse locale ne permettent pas de rompre la symétrie du système. En effet, le terme $\sin(\Phi)$ dans l'expression (2.18) est nul si $\Phi=0$ ou $\Phi=\pi$. Les équations régissant l'évolution de la pompe et de la sonde sont alors symétriques. Les phénomènes à l'origine d'une réponse locale ayant un temps de réponse fini, décaler en fréquence les faisceaux pompe et sonde c'est-à-dire créer un réseau d'illumination mobile, permet de déphaser le réseau de population par rapport au réseau d'illumination. Le réseau d'indice accompagnant le réseau de population permet alors de rompre la symétrie du système. Un transfert d'énergie du faisceau pompe vers le faisceau sonde est alors possible.

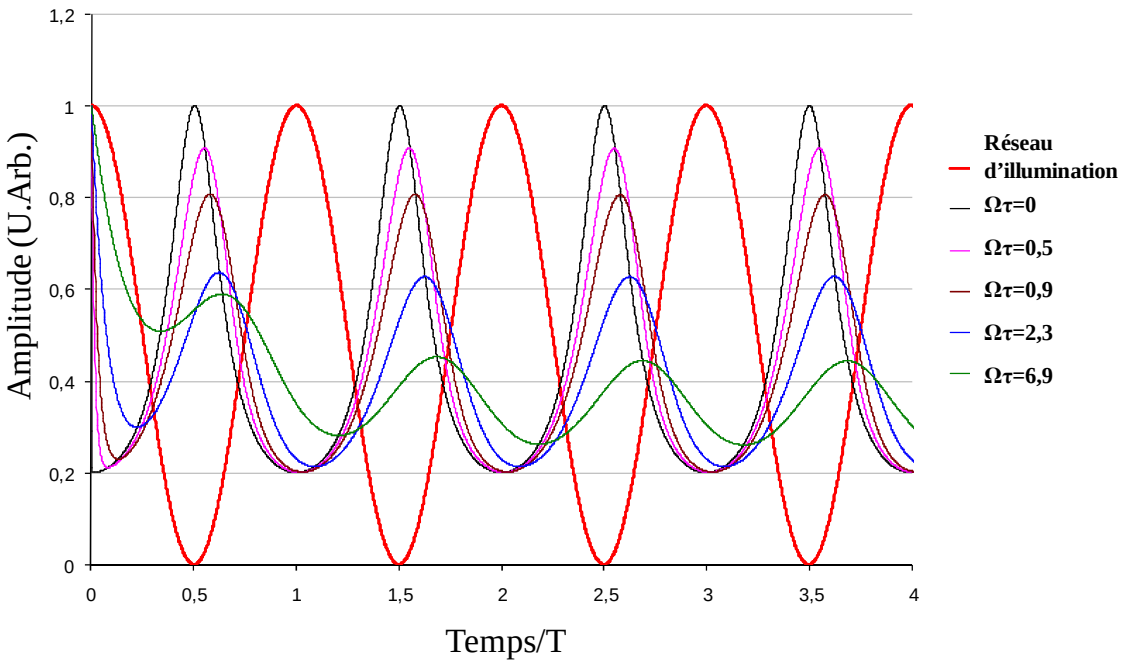


Figure 2.5 : Figure d'interférence entre les deux ondes cohérentes de même intensité (en rouge). Modulation temporelle du coefficient de gain en y=0 lorsque le milieu laser est éclairé par le réseau mobile d'illumination. Le temps a été normalisé par la période $T=2\pi/\Omega$. Les calculs ont été réalisés pour $I_1=I_2=I_{sat}$.

La figure 2.5 montre d'une part la figure d'interférence entre les deux ondes cohérentes de même intensité et d'autre part la modulation temporelle du coefficient de gain en y=0 lorsque le milieu laser est éclairé par le réseau mobile d'illumination. On constate qu'un minimum d'intensité lumineuse ne correspond plus à un maximum d'inversion de population et vice versa. Un déphasage entre les réseaux d'illumination et de population est alors créé. Par une analyse de Fourier de ces signaux, il est possible de déterminer γ_0, γ_1 et Φ. On constate sur la figure 2.6 qu'il y a une bonne correspondance entre l'analyse de Fourier de ces signaux et les expressions (2.19), (2.20) et (2.21). On peut remarquer que le coefficient de gain non-linéaire γ_0 diminue à mesure que $\Omega\tau$ augmente. Il en est de même pour le coefficient de couplage γ_1 car le réseau mobile d'illumination détruit le réseau. Enfin, le déphasage Φ vaut π pour $\Omega\tau = 0$ et tend vers $\pi/2$ lorsque $\Omega\tau \rightarrow \infty$.

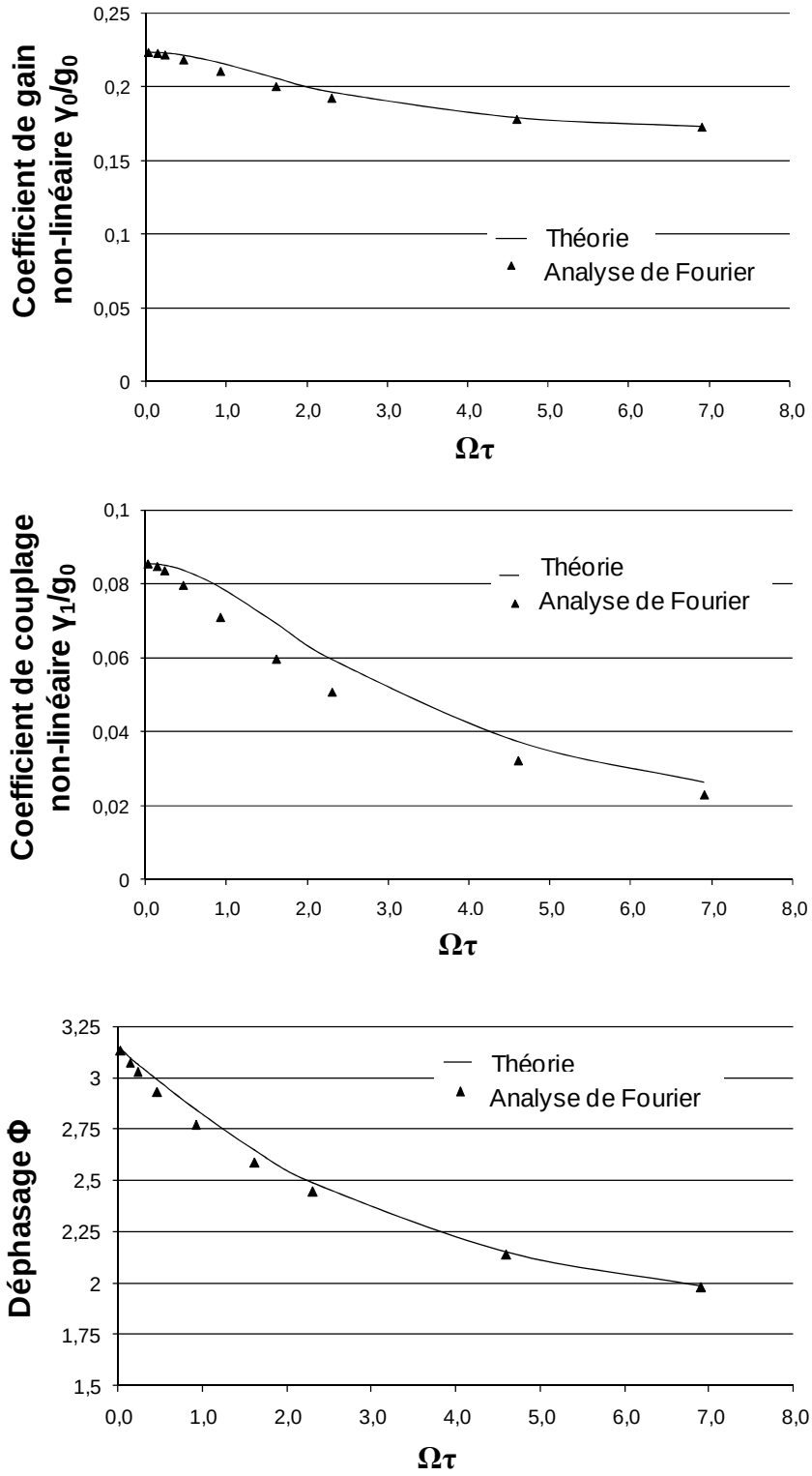


Figure 2.6 : Evolution du coefficient non-linéaire de gain γ_0 (en haut), du coefficient non-linéaire de couplage γ_1 (au milieu) et du déphasage Φ (en bas) en fonction du décalage en fréquence entre pompe et sonde $\Omega\tau$ avec $|A_1|^2=|A_2|^2=I_{sat}$. Les résultats théoriques (expressions (2.19), (2.20) et (2.21)) sont comparés aux résultats produits par analyse de Fourier des signaux illustrés sur la figure 5.

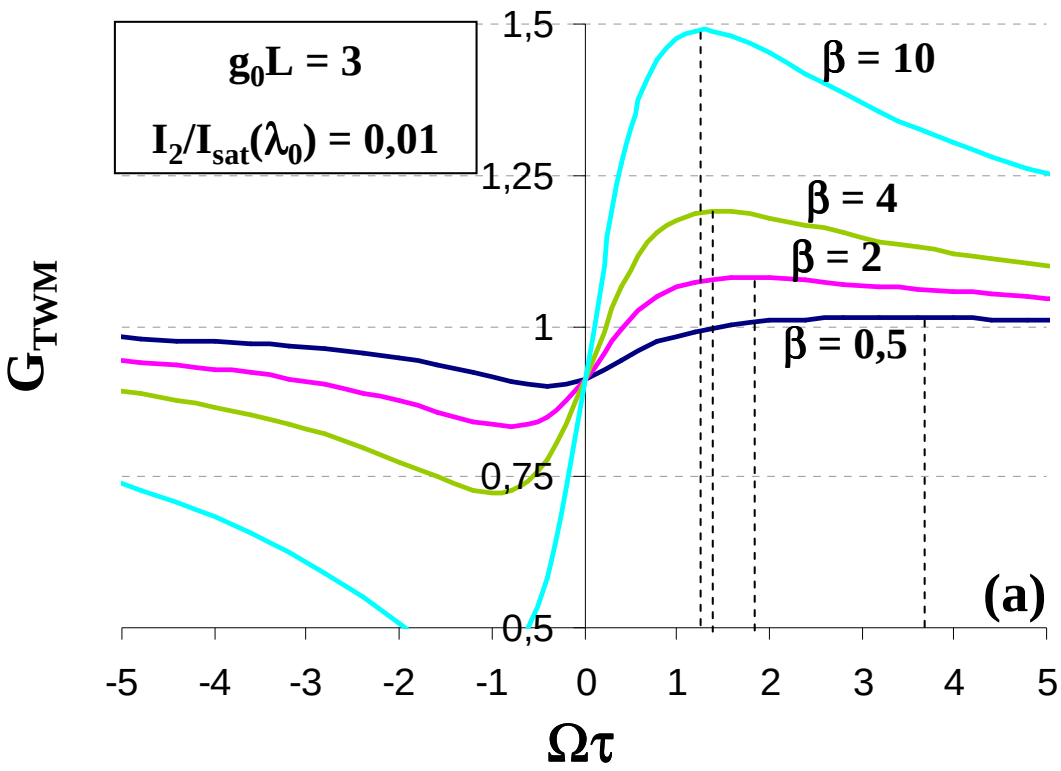
2.3 INFLUENCE DES PARAMETRES CLES

Dans ce paragraphe, le coefficient de gain par mélange à deux ondes G_{TWM} est calculé en fonction des paramètres clés. Dans nos simulations, les intensités d'entrée des deux faisceaux sont identiques. Ainsi, lorsque le gain par mélange à deux ondes vaut 2, l'intensité d'entrée du faisceau pompe A_1 est entièrement transférée au faisceau signal A_2.

La figure 2.7(a) montre la dépendance du gain par mélange à deux ondes avec $\Omega\tau$ pour une faible intensité de saturation $I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ = 0,01, où I_2 est l'intensité d'entrée du faisceau signal. Dans ces calculs, nous avons pris un faible gain petit signal g_0L=3, où g_0 =$\sigma_e(\lambda_0)N_{ex}$ est le coefficient linéique de gain. On peut clairement voir la dépendance du $\Omega\tau$ optimum avec différentes valeurs de β. Pour une grande valeur de β, le maximum de gain est obtenu pour $\Omega\tau$ = 1 puisqu'en effet $\gamma_1(\lambda_0)$.sin(Φ) est maximum pour $\Omega\tau$ =1 (cf expression (2.18)). Ce résultat est bien connu dans les milieux présentant un effet Kerr en raison de la nature purement dispersive de la susceptibilité non-linéaire. Pour des plus faibles valeurs de β, le maximum de gain par mélange à deux ondes est plus faible et la valeur optimale de $\Omega\tau$ est plus grande. Ce résultat est la signature d'une contribution importante du réseau de gain. La figure 2.7(b) montre la dépendance du gain par mélange à deux ondes avec $\Omega\tau$ pour une intensité de saturation plus importante ($I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ = 0.4). Nous pouvons remarquer que la valeur optimale de $\Omega\tau$ est un peu plus grande pour β = 10 que pour β = 4 car en effet, τ' dépend de l'intensité des deux faisceaux qui interagissent (cf expression (2.17)).

L'influence des intensités d'entrée des faisceaux sur le gain par mélange à deux ondes (G_{TWM}) est indiquée sur la figure 2.8(a) pour différentes valeurs du facteur β et pour les valeurs optimales de $\Omega\tau$. Il y a un optimum pour G_{TWM} avec $I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ qui vaut approximativement $I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ = 0,4 quelque soit les valeurs de β et de g_0L. On notera qu'un gain par mélange à deux ondes atteignant 1,9 est attendu pour β =10 et g_0L =3.

En utilisant la valeur optimale $I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ = 0,4, il est indiqué sur la figure 2.8(b) la dépendance de G_{TWM} avec β pour différentes valeurs de g_0L.



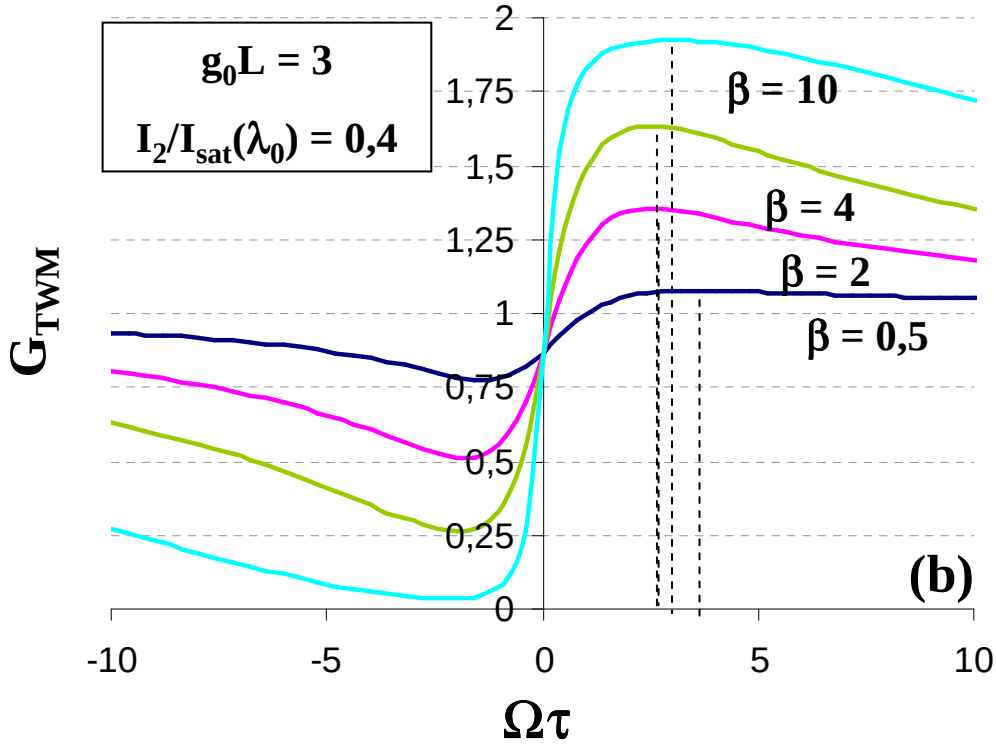


Figure 2.7 : Gain par mélange à deux ondes en fonction de $\Omega\tau$ pour $I_2/Isat(\lambda_0) = 0.01$ (a) et pour $I_2/Isat(\lambda_0)=0.4$ (b) et pour différentes valeurs du facteur β. Le gain faible signal g_0L vaut 3.

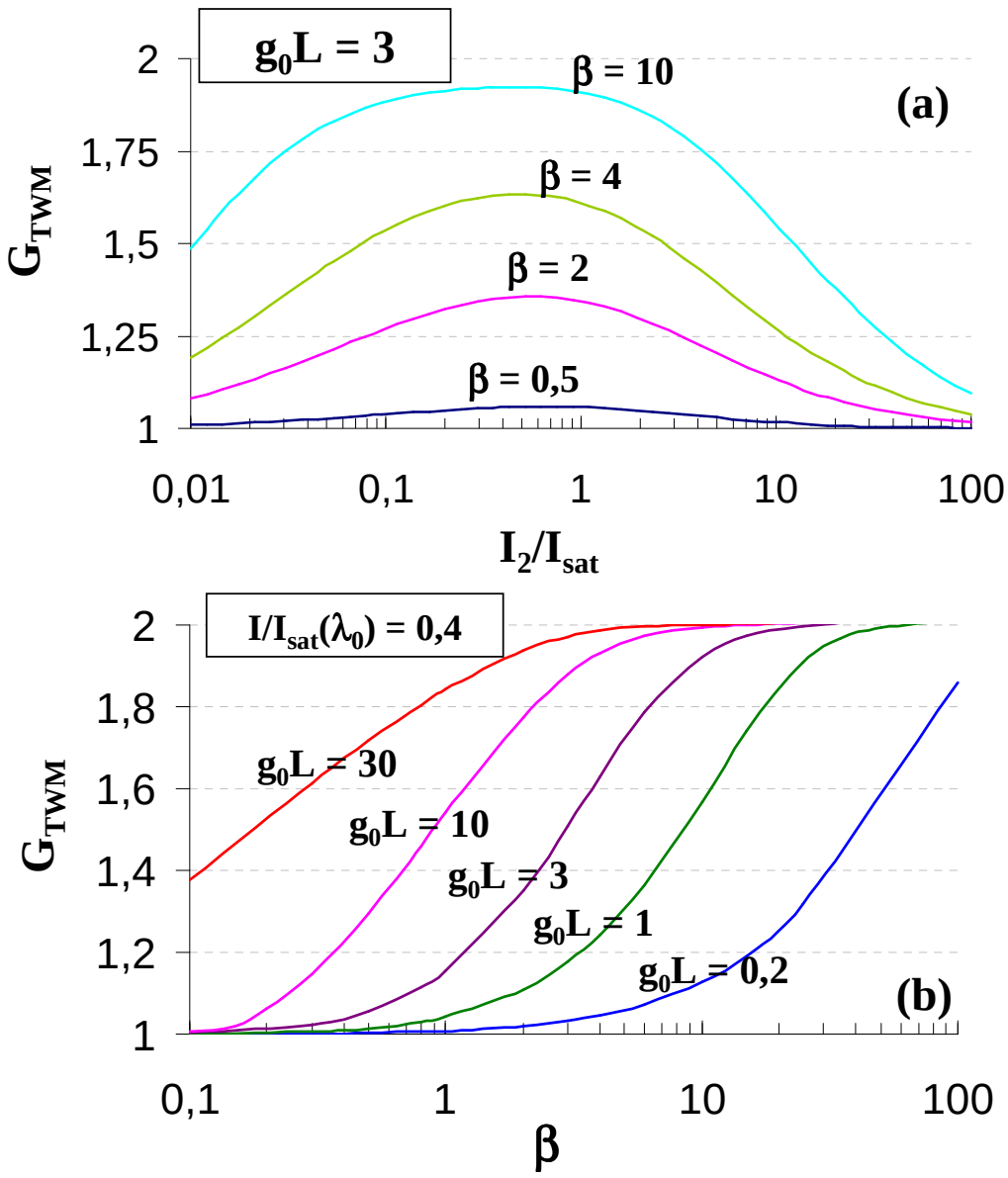


Figure 2.8 : Gain par mélange à deux ondes en fonction de $I_2/I_{sat}(\lambda_0)$ pour $g_0L = 3$ et pour différentes valeurs du facteur β (a) et en fonction de β pour $I_2/Isat(\lambda_0) = 0,4$ et pour différentes valeurs de g_0L (b).

L'influence de la variation d'indice non-résonante et de la variation d'indice résonante peut être étudiée en changeant le paramètre δ comme indiqué sur la figure 2.9 d'après l'hypothèse d'une raie de forme lorentzienne. La relation entre la variation d'épaisseur optique non-résonante $\Delta n_{NR}L$, $\beta_{NR}{}^0$ et $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$ provient de l'expression (1.16) et est donnée par :

$$\Delta n_{NR} L = \frac{\lambda_0}{4\pi} \beta_{NR}{}^0 g_0(\lambda_0 = \lambda_c) L \qquad (2.23)$$

La variation d'épaisseur optique résonante est donnée par :

$$\Delta n_R(\delta)L = \frac{\lambda_0}{4\pi}\frac{\delta}{1+\delta^2}\, g_0(\lambda_0 = \lambda_c)L \qquad (2.24)$$

Dans les expressions (2.23) et (2.24), le gain petit signal g_0L est le gain à la résonance. Les courbes de la figure 2.9 ont été tracées pour une valeur constante de $\Delta n_{NR}\times L + \Delta n_R(\delta=1)\times L$ et pour des valeurs optimales de $\Omega\tau$. On peut constater que le transfert d'énergie a lieu à la résonance de gain lorsque β_{NR}^0 est différent de 0. C'est à cause de la présence d'un réseau d'indice de réfraction non-résonant. Pour une valeur du paramètre de désaccord en longueur d'onde par rapport à la résonance de δ = 1, un maximum de gain par mélange à deux ondes est observé. Le réseau d'indice résonant contribue alors au mélange à deux ondes. Ce maximum de gain par mélange à deux ondes est plus grand pour les valeurs de β_{NR}^0 les plus grandes parce que le réseau de gain est plus faible.

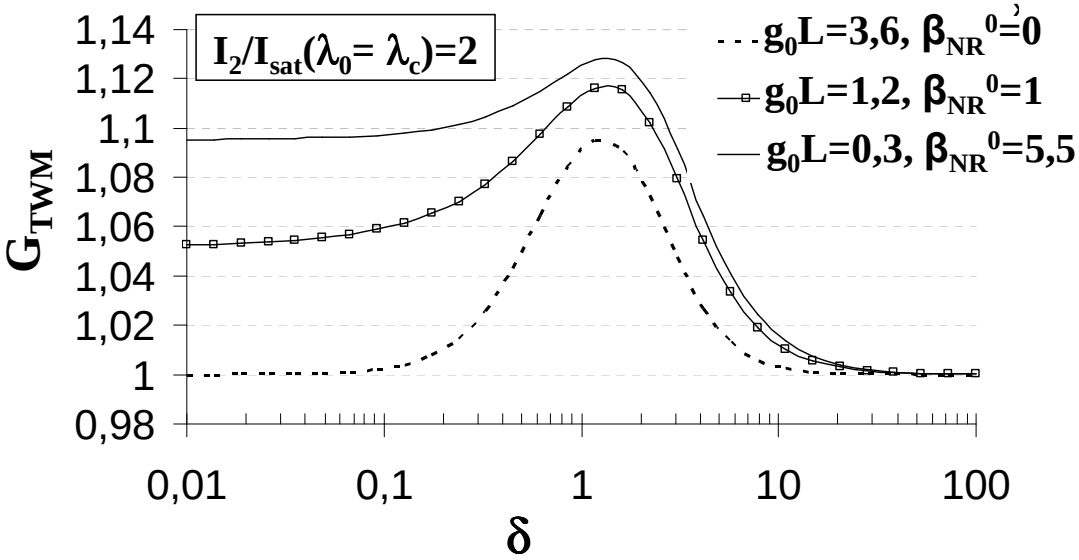


Figure 2.9 : Gain par mélange à deux ondes en fonction du paramètre δ pour $I_2/I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)=2$ et pour différentes valeurs de β_{NR}^0 et de $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$. Les courbes ont été tracées pour une valeur constante de variation d'épaisseur optique.

2.4 DETERMINATION THEORIQUE DU TAUX DE TRANSFERT A DEUX ONDES DANS LES MATERIAUX DOPES ND^{3+} ET YB^{3+}

Le transfert d'énergie du faisceau pompe vers le faisceau signal peut être calculé pour différents paramètres $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$ et β_{NR}^0. Ce dernier est une fonction de $\Delta n_{NR}\times L$ et $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$. Ainsi, le gain par mélange à deux ondes peut être calculé en fonction du gain petit signal $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$ et de la variation d'épaisseur optique non-résonante $\Delta n_{NR}\times L$.

Un autre paramètre intéressant est le taux d'énergie transféré sur le faisceau signal. Il est donné par :

$$E_{TWM} = \frac{I_{out,//} - I_{out,\perp}}{I_{out,\perp}} = G_{TWM} - 1 \qquad (2.25)$$

La figure 2.10 montre le calcul du taux d'énergie transférée par mélange à deux ondes en fonction du gain petit signal à la résonance $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$ et de la variation d'épaisseur optique non-résonante $\Delta n_{NR}.L$ pour différent matériaux dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} pompés par diodes. Un profil lorentzien a été supposé pour la forme du gain laser et le taux d'énergie transférée a été optimisé par rapport au paramètre δ et aux valeurs optimales de $\Omega\tau$. Les intensités d'entrée des deux faisceaux sont identiques et égales à l'intensité de saturation à la résonance.

Pour maximiser le taux d'énergie transférée, le gain petit signal $g_0(\lambda_0=\lambda_c)L$ doit être élevé et le paramètre β_{NR}^0 doit être le plus grand possible. Sur la figure 2.10, les lignes en pointillés représentent différentes valeurs du paramètre β_{NR}^0 calculées à partir de l'expression (2.23). Elles correspondent à un matériau laser donné. Nous avons donc ajouté sur ce graph le potentiel de différents matériaux lasers dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} utilisés lors d'un pompage intense. Cependant, il y a une ambigüité dans la connaissance du paramètre β_{NR}^0. Les valeurs de variation de polarisabilité à 632 nm mesurées par certains auteurs sont parfois différentes de celles qui ont été mesurées dans ce travail de thèse. La figure 2.10 montre donc le résultat de mélange à deux ondes pour les différentes valeurs du paramètre β_{NR}^0 qui ont été évaluées à la résonance de gain. Pour les calculs, les données du tableau 2.1 ont été utilisées en supposant que la dispersion de la variation de polarisabilité $\Delta\alpha$ était négligeable.

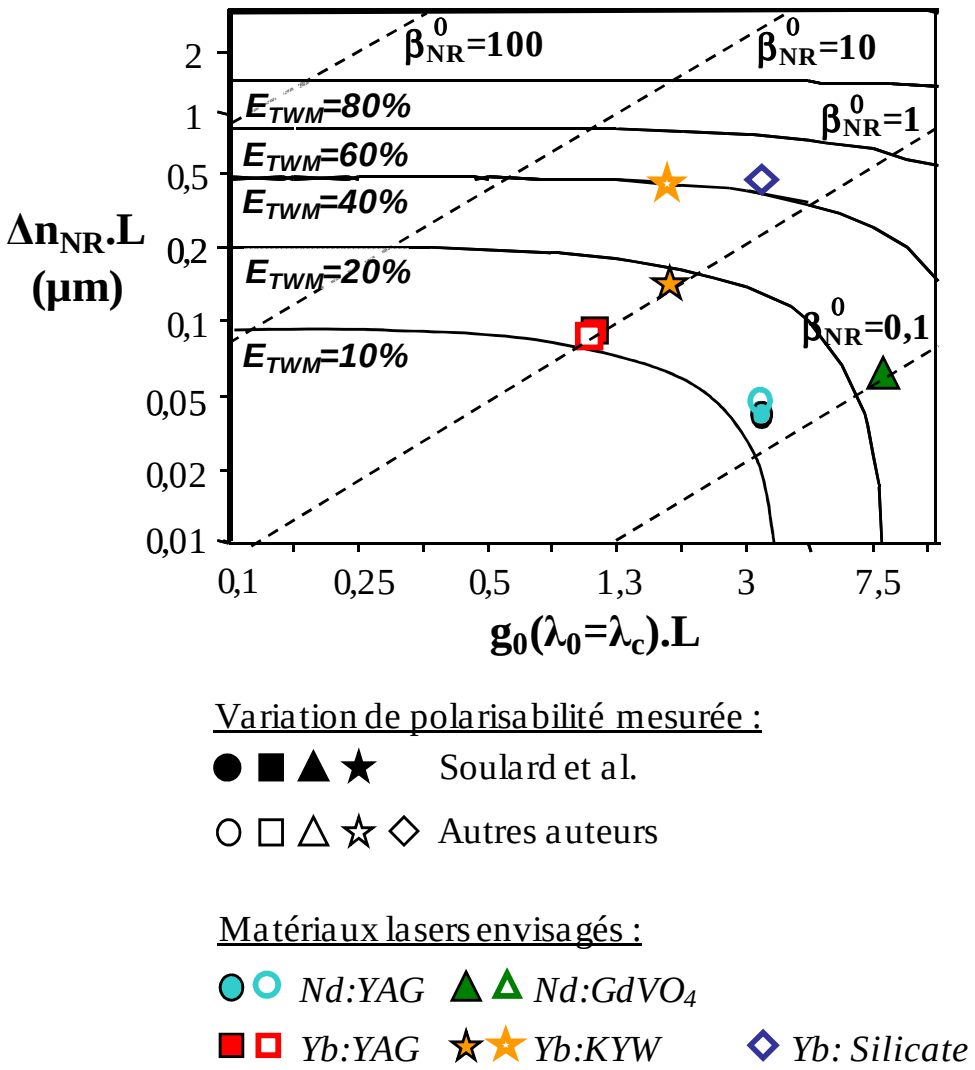


Figure 2.10: Calculs théoriques du taux d'énergie transférée par mélange à deux ondes en fonction du gain petit signal g_0L à la résonance et de la variation d'épaisseur optique non-résonante $\Delta n_{NR}.L$.

Tableau 2.1 : Données expérimentales de la variation de polarisabilité, de la section efficace d'émission et du paramètre β_{NR}^0 utilisées dans les calculs théoriques. Les références aux données de la littérature sont donnés par [a] = [Antipov 2003], [b] = [Antipov 2006], [c] = [Ivakin 2007], [d] = [Fotiadi 2008]. Les valeurs marquées d'un astérique sont celles mesurées par Soulard et al.

matériaux	Nd:YAG	Nd:$GdVO_4$ (E//c)	Yb:YAG	Yb:KYW (E//N_m)	Yb:Silicate
$\Delta\alpha$ (10^{-26} cm^3)	4,0 [a] 3,3*	3,8*	1,9 [b] 2,0*	8,2 [c] 3,0*	7,5 [d]
σ_ε^{max} (10^{-19} cm^2)	3,0	7,6	0,20	0,3	0,28
β_{NR}^0	0,17 0,14*	0,09*	1,2 1,3*	4,2 1,5*	3,1

L'approximation lorentzienne de la forme de la raie laser est valable pour le YAG et le $GdVO_4$ dopés Nd^{3+}. Cette approximation n'est pas bien vérifiée dans les matériaux dopés Yb^{3+}. Cependant, le paramètre β_{NR}^0 valant plus que l'unité, l'approximation lorentzienne n'est pas si critique car en effet le transfert d'énergie par mélange à deux ondes est régi par la contribution non-résonante de la variation d'indice.

En prenant les valeurs de variation de polarisabilité de Soulard et al, le taux d'énergie transférée vaut 18% pour le meilleur des matériaux massif dopé Yb^{3+} (KYW en polarisation parallèle à N_m) et 22% pour le meilleur des matériaux dopé Nd^{3+} ($GdVO_4$ en polarisation parallèle à l'axe c). Comme indiqué sur la figure 2.10, le taux d'énergie transférée d'un faisceau à l'autre serait considérablement augmenté en prenant les valeurs de la littérature. Dans le KYW dopé Yb^{3+} ou dans une fibre silicate dopée Yb^{3+} les taux de transfert d'énergie atteindraient 40%.

Le paramètre β_{NR}^0 doit être le plus grand possible pour maximiser le taux de transfert d'énergie d'un faisceau sur l'autre. Dans le cas d'un pompage flash dans un cristal de Nd^{3+}:YAG, des niveaux d'énergie situés plus haut que le niveau métastable laser sont peuplés. Ces niveaux ont des variations de polarisabilité plus grande que celle du niveau métastable. Avec un pompage intense, une valeur β_{NR}^0 de 2.2 peut être atteinte ce qui mène à la prédominance du réseau d'indice de réfraction sur le réseau de gain [Antipov 1999]. Cependant, dans le cas d'un pompage par diode laser, β_{NR}^0 est dans la gamme 0,1 à 0,25 quelque soit la puissance de la diode laser [Antipov 2003].

2.5 REALISATION EXPERIMENTALE DANS UNE FIBRE CRISTALLINE ND:YAG

Le but de ce chapitre est de valider expérimentalement le modèle de mélange à deux ondes dans une fibre cristalline de Nd^{3+}:YAG en faisant varier les paramètres δ et Ω.

2.5.1 PRESENTATION DES FIBRES CRISTALLINES

Les fibres cristallines sont réalisées avec un tirage par micro-pulling-down. Cette méthode est en quelque sorte un tirage Czochralski avec la tête en bas. Un schéma explicatif est présenté sur la figure 2.11 [Fybercryst]. La matière première est placée dans un creuset chauffé, et le liquide en fusion peut s'écouler par une petite ouverture en bas du creuset. On vient accoler un germe cristallin à la goutte ainsi formée, puis l'ensemble est tiré vers le bas. Après sa sortie du

creuset, le liquide refroidit et cristallise sous la forme souhaitée, imposée par la forme de la sortie du creuset [Didierjean].

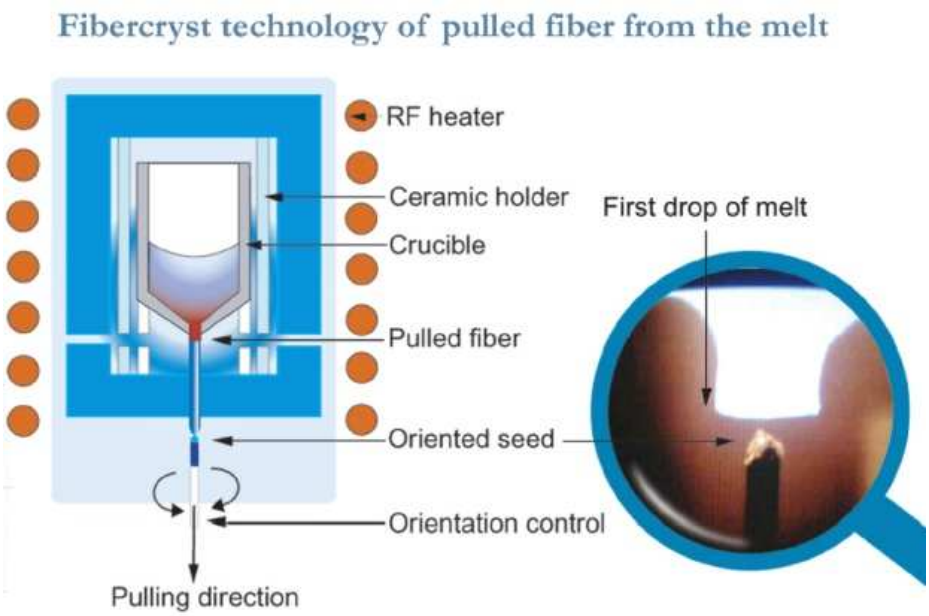


Figure 2.11 : Principe de la croissance par micro-pulling-down

La figure 2.12 présente des photos de fibres cristallines Nd :YAG obtenues par micro-pulling-down.

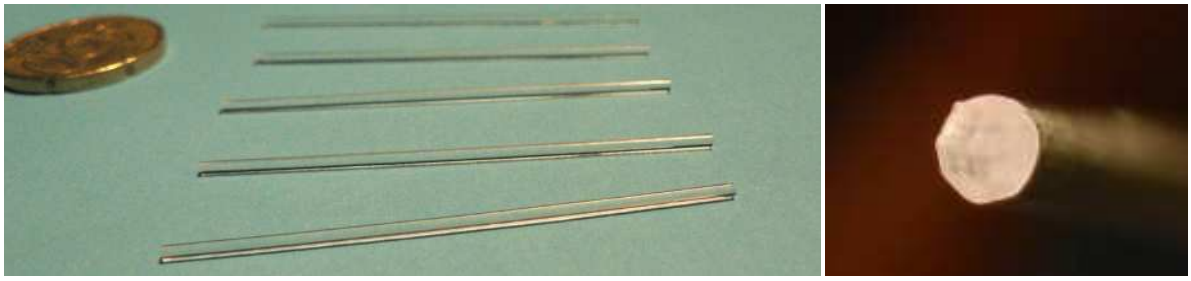


Figure 2.12 : fibres cristallines Nd :YAG [Fybercryst]

2.5.2 Realisation et caracterisation des amplificateurs a fibres cristalline

La géométrie des fibres cristallines permettrait d'atteindre des gains importants en pompage longitudinal en utilisant notamment des fibres cristallines présentant des diamètres de 0,5 à 1 mm. Ces milieux combinent les avantages d'un matériau cristallin avec la capacité d'une fibre à guider la lumière. De telles fibres sont fabriquées par la société Fibercryst [Fybercryst].

Nous nous sommes procurés différentes fibres Nd :YAG afin de réaliser des amplificateurs. Les fibres testées ont une longueur de 50 mm, un dopage de 0,25%. Deux diamètres ont été testés : 500 µm et 1 mm. Les extrémités des fibres sont polies et traitées anti-reflet à 808 nm et 1064 nm.

Une pièce en cuivre refroidie par de l'eau a été réalisée pour maintenir les fibres. Une rainure en « V » a été réalisée à la surface de la pièce de cuivre dans laquelle est insérée la fibre. Une autre plaque de cuivre possédant également une rainure en « V » est placée sur la fibre. De la pâte thermique a été préalablement placée dans les rainures pour optimiser l'échange thermique. La figure 2.13 présente le montage réalisé. Ce montage permettant de recevoir plusieurs fibres à tester, aucune optimisation n'a été faite en terme de compacité.

Pour pomper ces fibres, une diode laser LIMO fibrée a été utilisée avec les caractéristiques suivantes : puissance continue = 90 W à 808 nm, largeur spectrale = 2,7 nm. La fibre possède un diamètre de 200 µm et une ouverture numérique (ON) de 0,22.

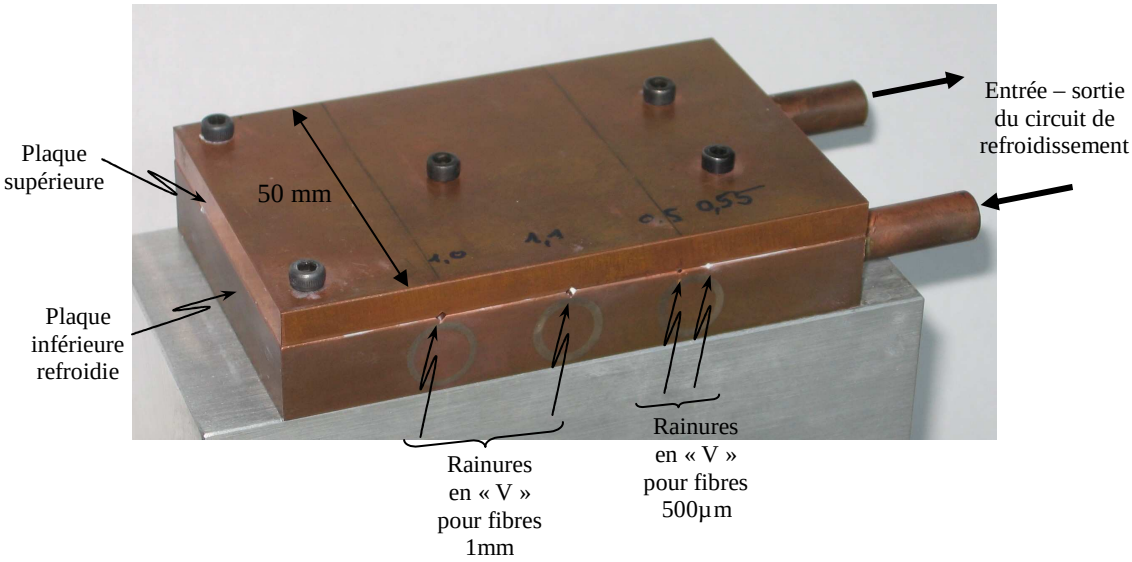


Figure 13 : montage des fibres cristallines Nd :YAG

La figure 2.14 présente le montage expérimental réalisé pour pomper les fibres cristallines. Deux doublets achromatiques (f_1=50 mm et f_2=80 mm ou f_2=50 mm) sont utilisés pour refocaliser le faisceau pompe dans la fibre. Dans ces conditions le diamètre du faisceau pompe à l'entrée de la fibre est de 450 µm lorsque f_2=80 mm et 250 µm lorsque f_2=50 mm. Une lame dichroïque permet de rentrer le faisceau sonde à 1064 nm sans perte. Ce faisceau est obtenu à partir d'un laser Nd :YAG continu, polarisé et mono-fréquence (NPRO de la marque Lightwave) délivrant jusqu'à 300 mW de puissance. Une lentille f_3 est utilisée pour ajuster la taille du faisceau sonde et notamment pour éviter les effets de diffractions sur les

bords de la fibre et ainsi toute dégradation de la qualité de faisceau. En revanche, la fibre est utilisée pour guider le faisceau pompe. Des caméras CCD (non représentées sur la figure) sont utilisées pour imager l'entrée et la sortie de la fibre. Un miroir dichroïque optionnel après la fibre (non représenté sur la figure) est également utilisé pour couper le résiduel de pompe à 808 nm. La figure 2.15 montre des photographies du montage expérimental.

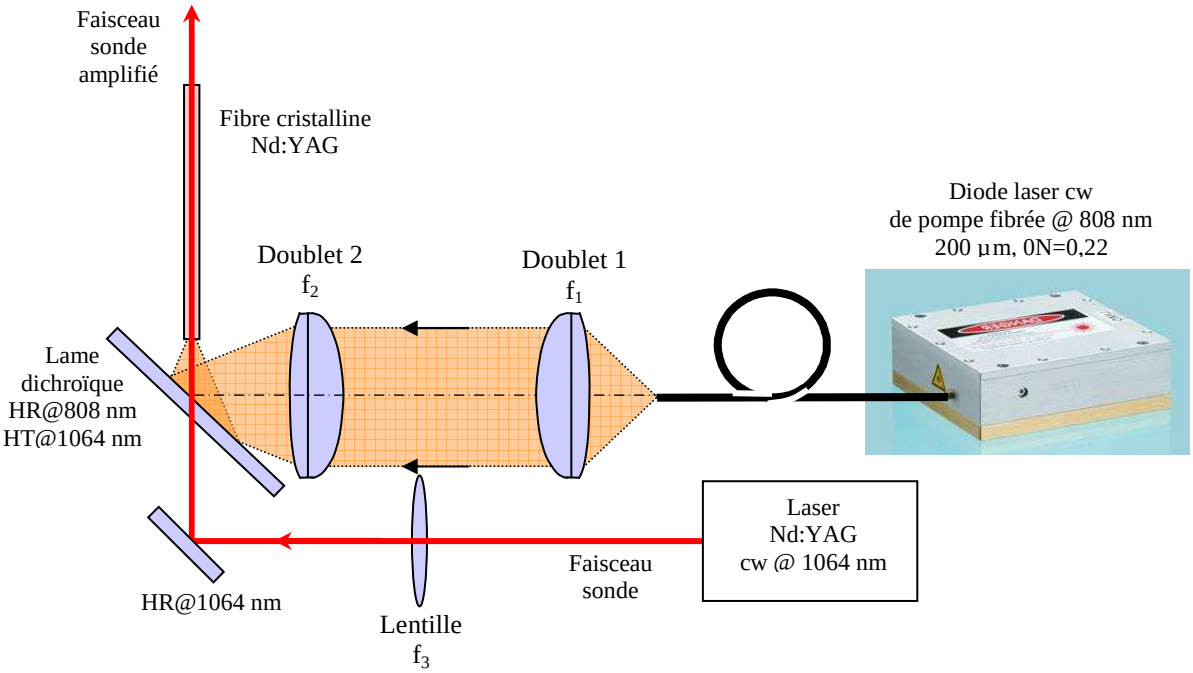


Figure 2.14 : schéma expérimental de pompage de la fibre cristalline et de caractérisation de l'amplificateur ainsi réalisé.

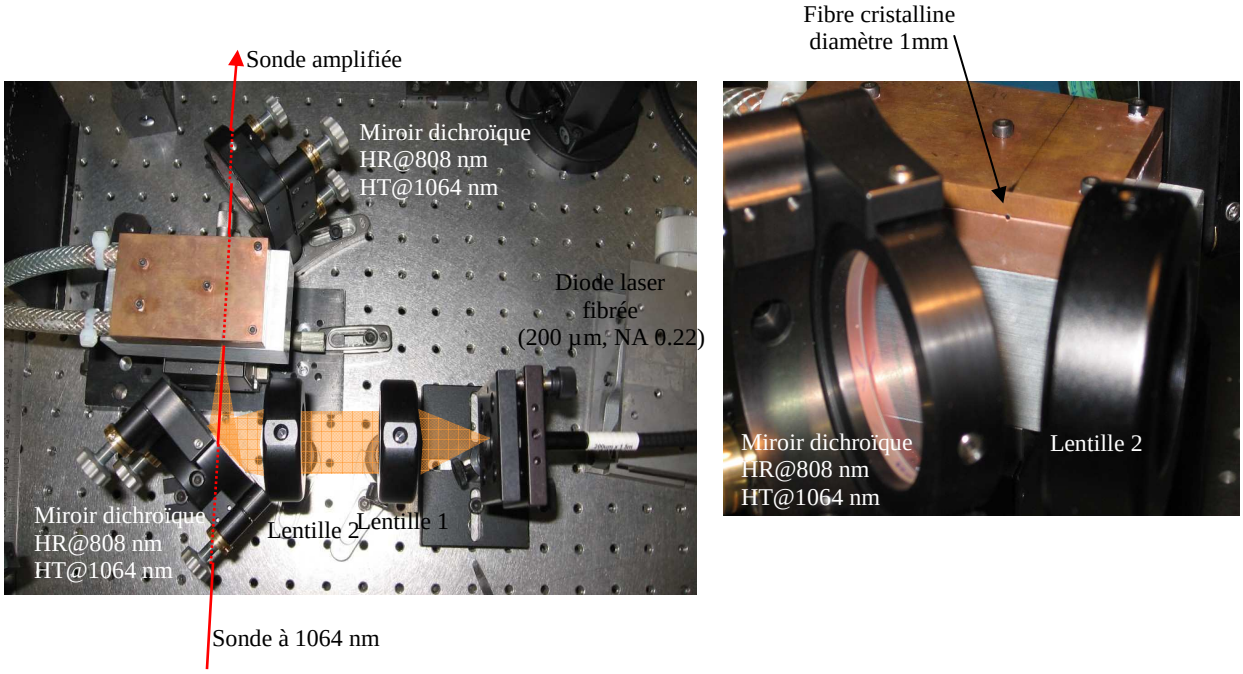


Figure 2.15 : Photographies du montage expérimental

Dans ces conditions, avec 90 W de pompage continu incident sur la fibre, on mesure un résiduel de pompe transmise de 3,5 W avec la fibre de 1 mm de diamètre soit seulement 4% de la puissance de pompe.

La figure 2.16 présente les caractéristiques spatiales mesurées expérimentalement du faisceau sonde utilisé pour mesurer les caractéristiques des fibres. La taille du waist est de 150 µm. La qualité de faisceau du laser sonde est M^2~1.

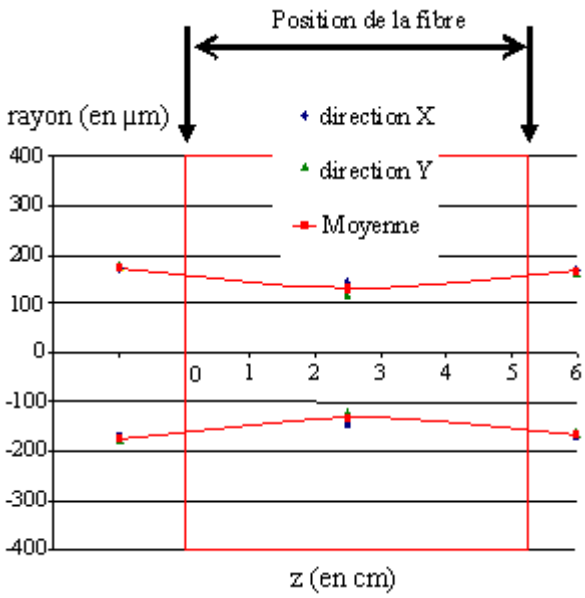


Figure 2.16 : caractéristique du faisceau sonde à 1064 nm à l'intérieur de la fibre cristalline.

La figure 2.17 présente l'image de la fluorescence de la face d'entrée et de la face de sortie (image de gauche et du milieu) ainsi que l'image de la fluorescence et du faisceau sonde amplifié au niveau de la face de sortie (image de droite).

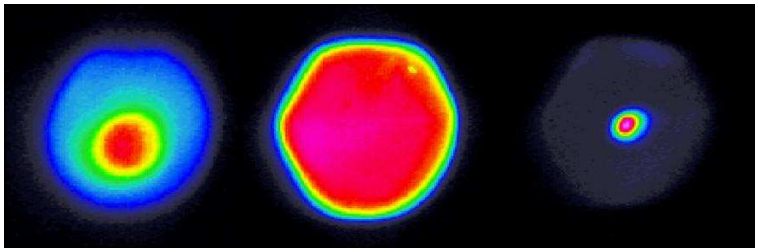
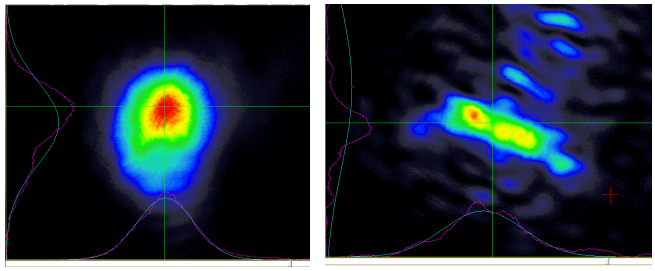


Figure 2.17 : image des faces d'entrée et de sortie de la fibre cristalline de 1 mm pompée avec 90 W.

Afin d'évaluer la qualité optique des fibres, nous avons enregistré la qualité spatiale du faisceau sonde sans pompe au moyen d'une caméra CCD. Les résultats

sont présentés sur la figure 2.18. Dans le cas de la fibre de 1 mm de diamètre, la qualité de faisceau reste correcte. Néanmoins, le M^2 est de 2. Pour la fibre de 500 µm, on observe une forte dégradation de la qualité de faisceau (M^2 non mesuré).



Fibre 1 mm Fibre 500 µm

Figure 2.18 : qualité de faisceau de la pompe après propagation dans les fibres non pompées.

La figure 2.19 présente les résultats de gain faible signal obtenus avec des fibres cristallines de 1 mm et de 500 µm de diamètre en fonction de la puissance optique de la diode fibrée. Pour éviter toute saturation du gain laser une puissance du laser sonde de 1,9 mW et 0,2 mW a été utilisée pour les deux fibres, respectivement.

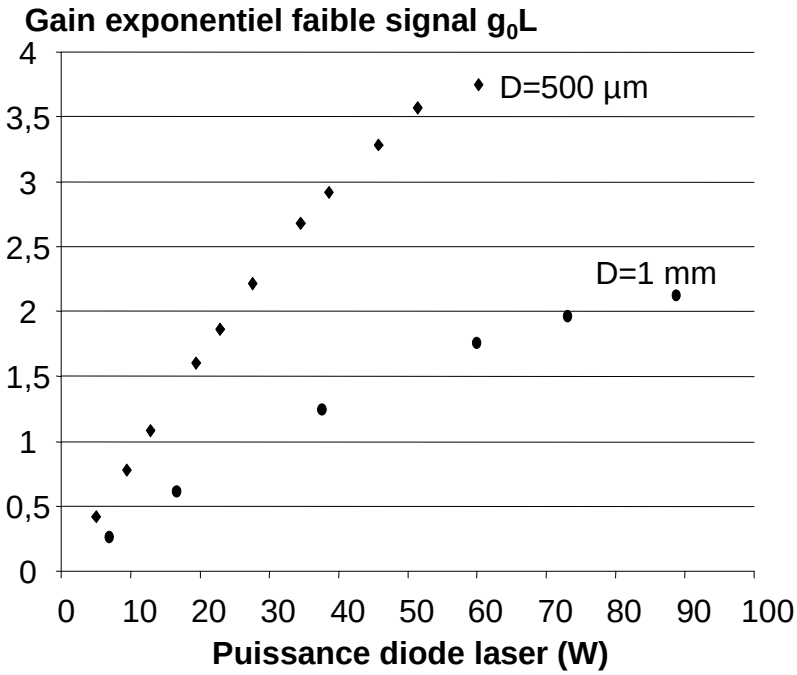


Figure 2.19 : Gain faible signal des fibres cristallines Nd :YAG pompées en régime continu, pour 2 diamètres de fibre (longueur = 5 cm)

Pour la fibre de 1 mm de diamètre, un gain maximum de 2,1 est mesuré pour 90 W de pompe. Pour la fibre de 500 µm, un gain de 3,7 est mesuré pour 60 W de pompe. Ces valeurs de gain en continu sont très élevées. Néanmoins, une saturation des courbes de gain en fonction du pompage est observée alors que théoriquement la dépendance devrait être linéaire. Ce phénomène est certainement à attribuer à un effet d'amplification de l'émission spontanée.

2.5.3 Experience de Melange a deux ondes

Nous avons réalisé une expérience de mélange à deux ondes dans une « fibre » cristalline Nd :YAG précédemment décrite. La fibre était pompée à chacune de ces extrémités par deux diodes laser fibrées opérant à 808 nm et délivrant un total de 140 W. Les deux diodes étaient collimatées en utilisant une lentille de 50 mm de focale puis focalisées en utilisant une lentille de 80 mm de focale. Il en résultait un faisceau de 450 µm de diamètre situé à l'intérieur de la fibre.

Les deux faisceaux contrapropageant étaient générés en utilisant une source laser accordable, mono-fréquence composée d'une diode laser en semiconducteur dans une cavité externe. Ce laser délivrait une puissance de 20 mW continue accordable entre 1000 nm et 1075 nm. Il était ensuite injecté dans un amplificateur à fibre dopé Yb^{3+}. La source laser ainsi réalisée fournissait 2W entre 1035 nm et 1070 nm. La largeur spectrale de la source était de 1 MHz sur toute la plage d'accordabilité. Le faisceau laser était séparé en deux au moyen d'un cube polariseur pour produire le faisceau pompe et le faisceau signal comme indiqué sur la figure 2.20.

La figure 2.21 indique le gain entrée-sortie en fonction de l'intensité entrante du faisceau sonde ou du faisceau pompe normalisé par l'intensité de saturation. Un gain faible signal de 3 pour la sonde et pour la pompe était obtenu à la résonance de gain. En outre, on constate que le gain de la pompe seule ou le gain de la sonde seule approchent le modèle théorique pour des faisceaux de 800 µm de diamètre (diamètre à $1/e^2$). Par ailleurs, le gain petit signal de la sonde en présence de la pompe (dont l'intensité était variable) approche aussi le modèle théorique pour cette même valeur de 800 µm de diamètre lorsque pompe et sonde sont de polarisation croisée. Ceci est un gage du bon recouvrement entre pompe et sonde. Le diamètre des deux faisceaux interagissant dans la fibre était donc d'environ 800 µm le long des 5 cm de la fibre cristalline.

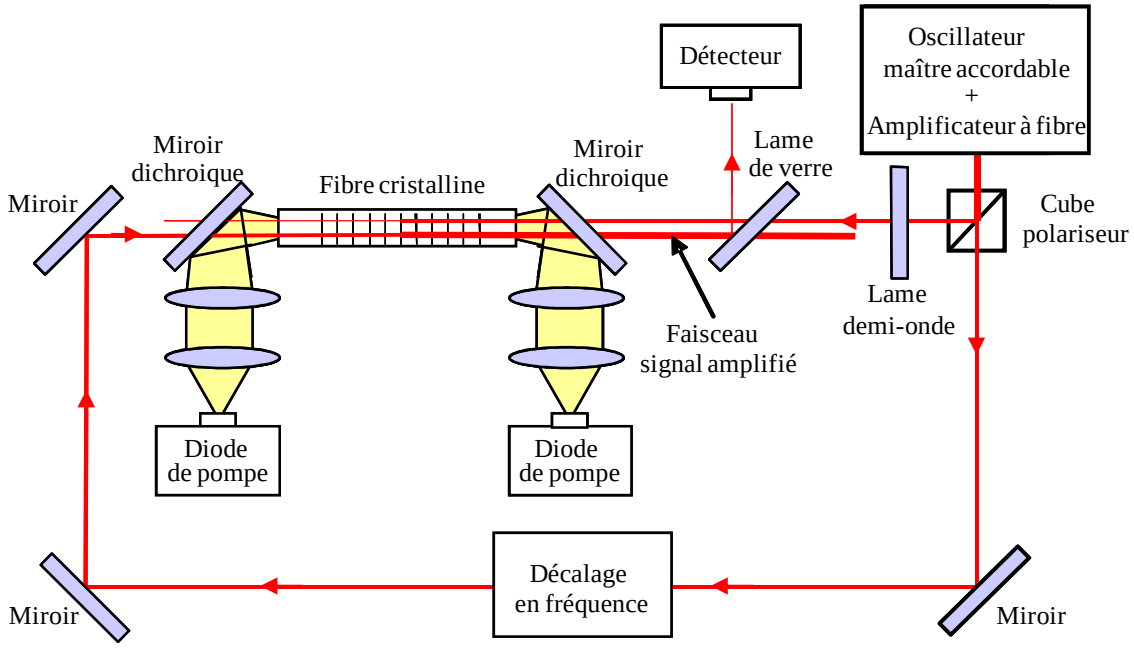


Figure 2.20 : Schéma expérimental du mélange à deux ondes dans une fibre cristalline de Nd^{3+}:YAG.

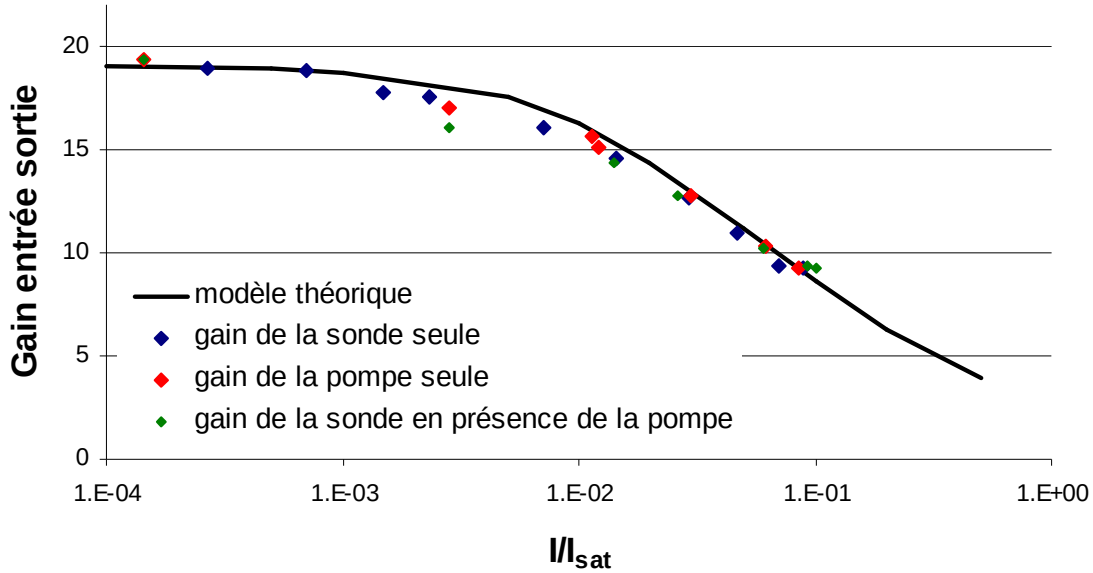


Figure 2.21 : Gain entrée sortie en fonction de l'intensité entrante du faisceau sonde ou pompe normalisée par l'intensité de saturation pour des faisceaux de 800 µm de diamètre. La courbe en trait plein est le résultat du modèle théorique.

Le faisceau signal A_2 subissait un décalage en fréquence de 0 à 20kHz en utilisant deux cellules acousto-optiques tête-bêche. Nous avons mesuré le rapport de l'intensité de sortie du faisceau signal avec et sans mélange à deux ondes en ajustant la polarisation du faisceau pompe par rapport à celle du faisceau signal.

La figure 2.22 montre les données expérimentales et les résultats du calcul du gain par mélange à deux ondes en fonction du rapport en intensité entre le faisceau pompe et le faisceau sonde. Le paramètre δ valait -0,2, l'intensité totale des faisceaux était de 0,12 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$ et le décalage en fréquence entre les deux faisceaux était nul.

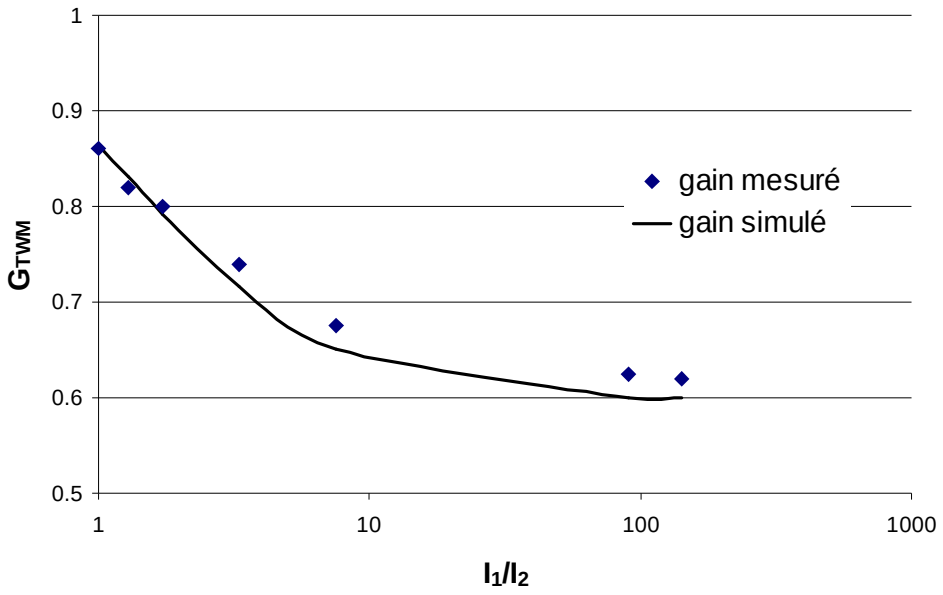


Figure 2.22 : Gain par mélange à deux ondes en fonction du rapport des intensités des faisceaux pompe et sonde pour δ=-0,2, I_{tot} = 0,12 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$ et pour un décalage en fréquence nul entre pompe et sonde.

On constate, sur la figure 2.22, que le gain par mélange à deux ondes est inférieur à 1 lorsque pompe et sonde sont de même intensité. En effet, lorsque le décalage en fréquence Ω est nul, le terme cos(Φ) vaut -1 et le terme sin(Φ) vaut 0 dans l'expression (2.18). Par conséquent seul le réseau de gain a un impact sur le couplage entre les ondes pompe et sonde. La partie diffractée de la pompe dans la direction du signal (le terme $-\gamma_1 A_1$ dans l'expression (2.18) contribue alors largement à modifier le signal ce qui diminue le gain de l'onde sonde. Ce terme est d'autant plus important que le faisceau pompe incident sur le cristal laser est grand devant le faisceau signal entrant. Le gain par mélange à deux ondes diminue alors d'autant plus que le rapport entre pompe et sonde est grand.

Les résultats expérimentaux et théoriques du gain par mélange à deux ondes en fonction de l'intensité totale des faisceaux pompe et sonde normalisée par l'intensité de saturation à la résonance sont présentés sur la figure 2.23. Le paramètre δ valait -0,25, le rapport en intensité entre le faisceau pompe et le

faisceau sonde était de 17 et le décalage en fréquence entre les deux faisceaux était nul. On constate sur la figure ci-dessous que le gain par mélange à deux ondes diminue à mesure que l'intensité totale des faisceaux augmente. En effet, la partie diffractée du faisceau pompe se soustrait au signal venant ainsi diminuer son amplitude et ce processus est d'autant plus important que l'intensité de la pompe est grande. En réalité, le processus non-linéaire croît avec l'énergie des faisceaux incidents jusqu'à obtenir un optimum correspondant à un compromis entre une saturation qui permet de bien moduler le gain tout en conservant un gain laser moyen suffisant. Pour des saturations trop élevées le processus non linéaire diminue fortement car le réseau de gain n'est plus sinusoïdal et le gain laser est pratiquement nul. Cependant, la puissance de notre laser n'était pas suffisante pour observer cet optimum.

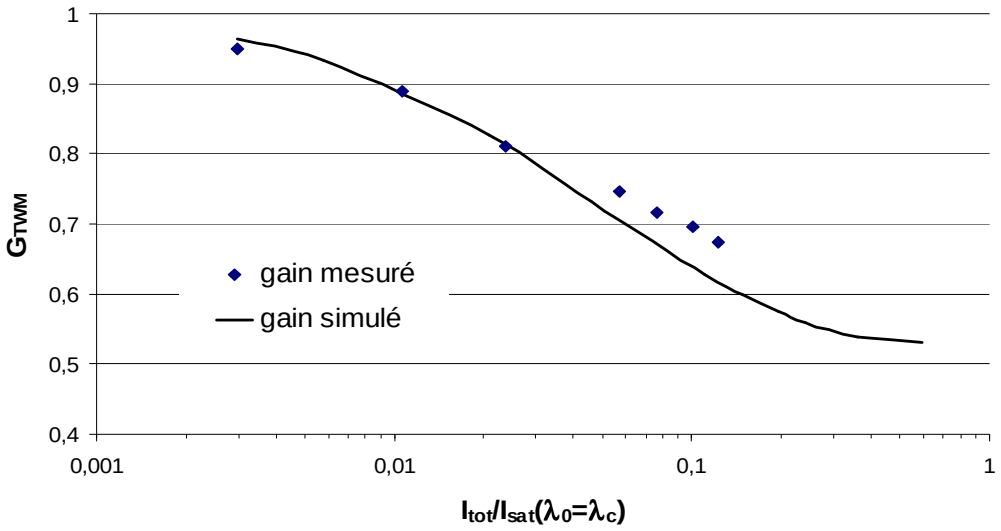


Figure 2.23 : Gain par mélange à deux ondes en fonction de I_{tot} / $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$ pour un rapport en intensité des faisceaux pompe et sonde de 17, pour δ = -0,25 et pour un décalage en fréquence nul entre pompe et sonde.

La figure 2.24 indique les résultats expérimentaux et les résultats du calcul du gain par mélange à deux ondes en fonction de la longueur d'onde des faisceaux pompe et sonde. Le rapport en intensité des faisceaux pompe et sonde était de 17, l'intensité totale des faisceaux pompe et sonde était de I_{tot} = 0,12 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$ et le décalage en fréquence entre pompe et sonde était nul. On constate alors sur la figure ci-dessous qu'un minimum de gain par mélange à deux ondes est obtenu à la résonance (λ_c = 1064,62). Ceci s'explique par le fait qu'à la résonance, le gain petit signal ($g_0L(\delta=0)$) est maximum et par le fait que l'intensité de saturation y est minimale.

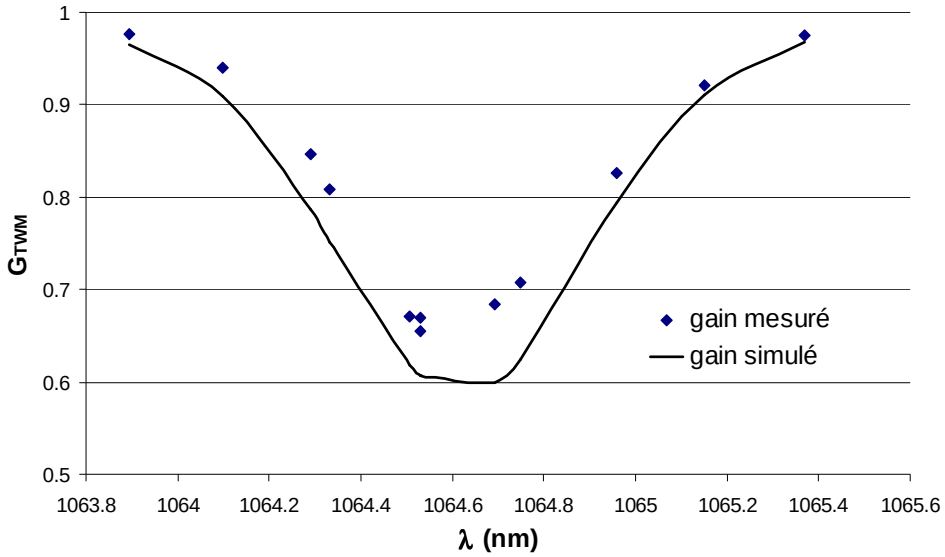


Figure 2.24 : Gain par mélange à deux ondes en fonction de la longueur d'onde du faisceau pompe et du faisceau sonde pour un rapport en intensité des faisceaux pompe et sonde de 17, pour I_{tot} = 0,12 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$ et pour un décalage en fréquence nul entre pompe et sonde.

La figure 2.25 montre les données expérimentales et les résultats du calcul du gain par mélange à deux ondes en fonction du décalage en fréquence entre les deux faisceaux contrapropageant. Le réseau d'indice intervient alors dans le processus de mélange à deux ondes car le terme sin(Φ) dans l'expression (2.18) est différent de zéro. Le rapport des intensités entre le faisceau pompe et le faisceau signal était de 17 et l'intensité totale des faisceaux était de 0,12 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$. Différentes données expérimentales ont été obtenues en réglant la longueur d'onde de 1063 nm à 1065 nm pour changer la valeur de δ (cf figure 2.25(d)). Nous pouvons remarquer que les résultats sont symétriques par rapport à l'axe Ω = 0 pour δ = -0,25. Ceci est la preuve que le signe de la variation de polarisabilité non-résonante des ions quand ils sont portés de l'état fondamental à l'état excité est positif. En effet, le réseau d'indice de réfraction résonant Δn_R est négatif et exactement opposé au réseau d'indice de réfraction non-résonant Δn_{NR} qui est par conséquent positif. Dans ces conditions, seul le réseau de gain est présent. D'après les expressions (1.8) et (2.18), nous pouvons directement estimer β_{NR}^0 = 0,24. Par ailleurs, le paramètre $\Delta\alpha_{NR}$ a été mesuré à l'aide des techniques de diffractométrie et d'interférométrie transitoire. Cette mesure combinée avec la connaissance de la section efficace d'émission du Nd :YAG $\sigma_e = 3.10^{-19}$ cm^2 nous permet d'évaluer β_{NR}^0 = 0,14. Cette différence est attribuée au peuplement de niveaux d'énergie dont la variation de polarisabilité non-résonante est plus grande. Elle est également due à une section efficace d'émission plus basse à cause de l'effet thermique engendré dans les matériaux lasers fortement pompés.

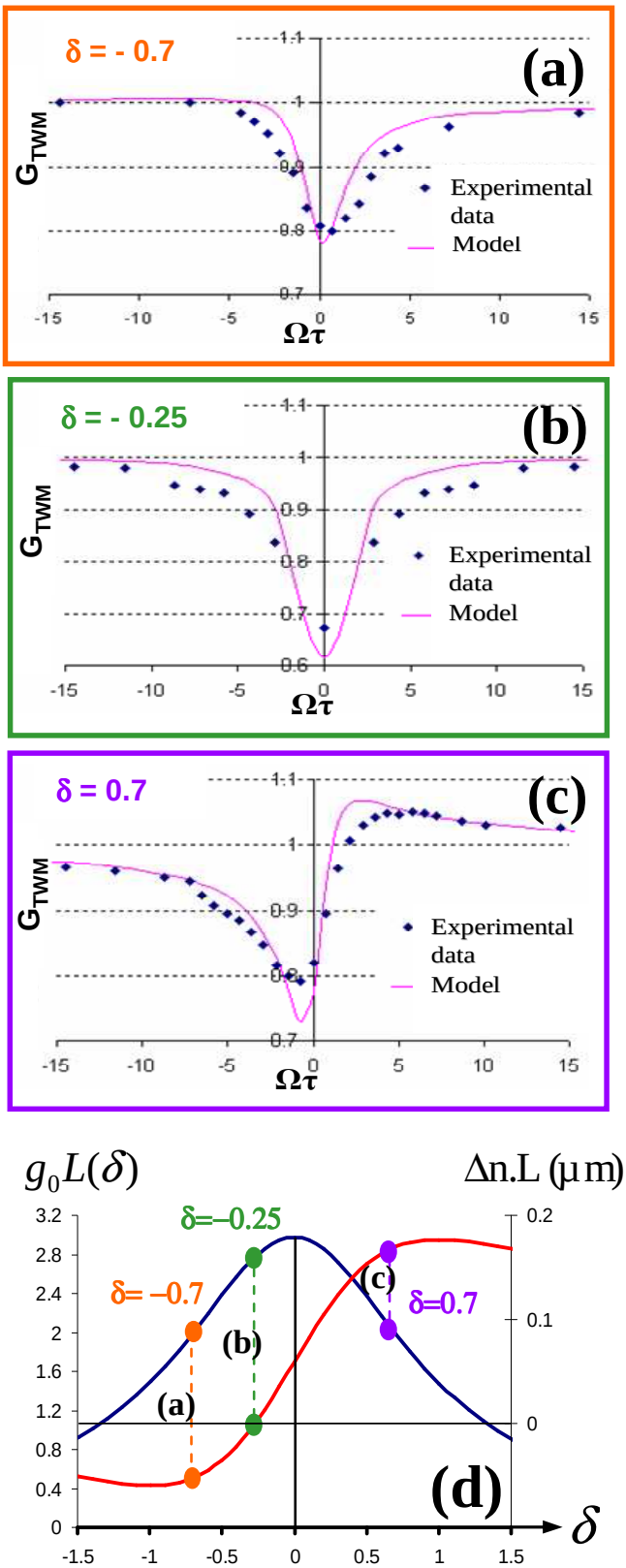


Figure 2.25 : Le gain par mélange à deux ondes subit par le faisceau signal en fonction du décalage en fréquence ΩT est tracé pour δ = -0,7 (a), δ = -0,25 (b) et δ = 0,7 (c). Les résultats expérimentaux sont comparés au modèle théorique pour un paramètre β_{NR}^0 de 0,24. Un graph de g_0L, Δn.L en fonction de δ pour g_0L = 3 et pour β_{NR}^0 =0,24 est aussi tracé (d).

Lorsque $\delta \neq -0{,}25$, les résultats deviennent asymétriques par rapport à l'axe $\Omega\tau = 0$ avec un maximum de gain par mélange à deux ondes plus grand que 1 pour une valeur optimale $\Omega\tau > 0$ si $\delta > -0{,}25$ et une valeur optimale $\Omega\tau < 0$ si $\delta < -0{,}25$. Un transfert d'énergie a alors lieu du faisceau pompe vers le faisceau sonde.

En résumé, les résultats expérimentaux obtenus pour $\delta = -0.7$, $\delta = -0.25$ et $\delta = 0.7$ sont comparés au modèle théorique sur la figure 2.25. On constate qu'il y a un bon accord entre théorie et expérience. Il est possible d'obtenir un transfert d'énergie de l'onde pompe vers l'onde signal en ajustant la valeur du paramètre $\Omega\tau$. Ce transfert d'énergie s'avère néanmoins assez faible dans une fibre cristalline Nd :YAG dans les conditions où nous avons fait l'expérience.

2.6 APPLICATION A LA VIBROMETRIE AUTO-ADAPTATIVE

2.6.1 INTRODUCTION

Actuellement la plupart des dispositifs de mesure optique de vibrations, de vitesse et de distance d'une surface objet sont basés sur des interféromètres de Michelson ou de Mach-Zehnder. Les performances de tels capteurs ont permis un développement très important de mesures sans contact dans l'industrie, la médecine, la recherche et la défense [Hariharan 1991].

Les informations sur la vibration, la vitesse et la distance d'une surface objet peuvent être mesurées optiquement par des techniques interférométriques avec des résolutions temporelles et spatiales très grandes. Malheureusement, il y a un manque de performances lorsque les objets sont diffusants. Les faisceaux réfléchis acquièrent des fronts d'onde déformés et l'extraction de l'information vibratoire est plus délicate [Sirohi 1991, Zhu 2002]. Les techniques holographiques contournent le problème par adaptation des fronts d'onde [Breugnot 1995, De Rossi 2001]. Elles permettent d'avoir une tolérance angulaire très importante entre le signal vibratoire et le signal de référence. On les appelle techniques d'interférométrie à grand champ. Nous allons voir ici que les hologrammes de gain et d'indice peuvent être exploités dans les milieux laser pour réaliser de l'interférométrie auto-adaptative [Damzen 2005].

2.6.2 THEORIE DE L'INTERFEROMETRIE AUTO-ADAPTATIVE EN PRESENCE DE RESEAUX D'INDICE DE POPULATION

Considérons que deux ondes cohérentes entre elles interfèrent dans un milieu à gain comme indiqué sur la figure 2.26. Une figure d'interférence est produite et est sinusoïdalement modulée selon l'axe y :

$$I(y,t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(Ky + \varphi(t)) \qquad (2.26)$$

avec K le vecteur réseau induit tel que **K** = $\mathbf{k_1}$-$\mathbf{k_2}$, $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ la différence de phase entre les faisceaux signal et référence. I_i, $\mathbf{k_i}$ et φ_i sont les intensités, les vecteurs d'onde et les phases de chaque faisceau respectivement. Pour des fronts d'onde déformés le terme de phase $\varphi=\varphi(\mathbf{r})$ dépend de la coordonnée spatial **r**.

Si le faisceau issu de l'objet est modulé temporellement, nous nous apercevons dans la formule de l'intensité totale que la figure d'interférence vibre dans la direction y perpendiculaire à l'axe de propagation à la même fréquence que la modulation de phase φ(t) de l'onde signal issue de l'objet.

Le milieu laser transforme alors la figure d'illumination en une figure d'inversion de population via la saturation du gain. La figure d'interférence module spatialement les populations qui peuvent être écrites en série de Fourier.

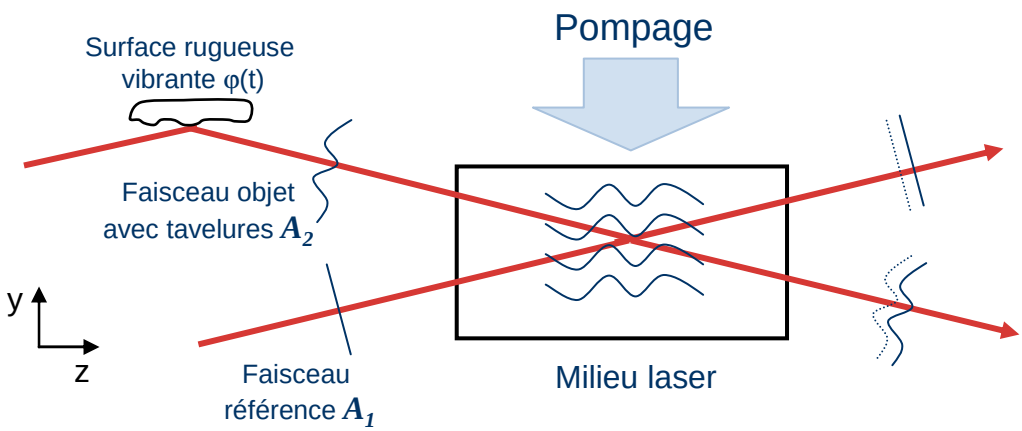


Figure 2.26 : Shéma de principe de l'interférométrie auto-adaptative.

En utilisant les équations de Maxwell, nous obtenons le système d'équations différentiel couplé pour l'interaction du faisceau référence A_1 et du faisceau objet A_2 :

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= \gamma_0 A_1 - \gamma_1 A_2 (1 - i\beta) e^{-i\varphi_0 \cos(\omega t)} \\ \frac{dA_2}{dz} &= \gamma_0 A_2 - \gamma_1 A_1 (1 - i\beta) e^{i\varphi_0 \cos(\omega t)} \end{aligned} \tag{2.27}$$

où ω est la fréquence de vibration de l'objet, φ_0 est l'amplitude de la modulation de phase et où γ_0 et γ_1 sont les coefficients issus de la décomposition en série de fourier de la variation de la susceptibilité diélectrique.

Or la fonction $e^{i\varphi_0 \cos(\omega t)}$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$e^{i\varphi_0 \cos(\omega t)} = \sum_{-\infty}^{+\infty} (-i)^p J_p(\phi_0) e^{ip\omega t} \tag{2.28}$$

Nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} \frac{dA_2}{dz} = \gamma_0 A_2 - \gamma_1 A_1 (1 - i\beta)[J_0(\phi_0) - J_2(\phi_0) e^{2i\omega t} - J_{-2}(\phi_0) e^{-2i\omega t} \\ + i(J_{-1}(\phi_0) e^{-i\omega t} - J_1(\phi_0) e^{i\omega t})] \end{aligned} \tag{2.29}$$

Sachant que :

$$J_{-n}(\phi_0) = (-1)^n J_n(\phi_0) \tag{2.30}$$

Nous pouvons en déduire les relations suivantes :

$$J_{-1}(\phi_0) = -J_1(\phi_0) \tag{2.31}$$

$$J_{-2}(\phi_0) = J_2(\phi_0) \tag{2.32}$$

Nous obtenons donc l'équation de propagation suivante :

$$\begin{aligned}\frac{dA_2}{dz} = \gamma_0 A_2 - \gamma_1 A_1 (J_0(\phi_0) - 2J_2(\phi_0)\cos(2\omega t) - 2\beta J_1(\phi_0)\cos(\omega t)) \\ - i\gamma_1 A_1(-2J_1(\phi_0)\cos(\omega t) - \beta J_0(\phi_0) + 2\beta J_2(\phi_0)\cos(2\omega t))\end{aligned} \quad (2.33)$$

Si β=0, l'expression (2.33) s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{dA_2}{dz} = \gamma_0 A_2 - \gamma_1 A_1 (J_0(\phi_0) - 2J_2(\phi_0)\cos(2\omega t)) \\ - i\gamma_1 A_1(-2J_1(\phi_0)\cos(\omega t))\end{aligned} \quad (2.34)$$

Nous avons donc :

$$\begin{aligned}\left|\frac{dA_2}{dz}\right|^2 = \left(\gamma_0 A_2 - \gamma_1 A_1 (J_0(\phi_0) - 2J_2(\phi_0)\cos(2\omega t))\right)^2 \\ + \left(\gamma_1 A_1(-2J_1(\phi_0)\cos(\omega t))\right)^2\end{aligned} \quad (2.35)$$

Nous obtenons donc un signal qui varie en 2ω lorsque β=0.

2.6.3 REALISATION EXPERIMENTALE DANS UNE FIBRE CRISTALLINE ND:YAG

Nous avons réalisé une expérience de vibrométrie dans une fibre cristalline Nd :YAG précédemment décrite. La fibre utilisée avait une longueur de 50 mm, un dopage de 0,25% et un diamètre de 1 mm. La fibre était pompée à chacune de ces extrémités par deux diodes laser fibrées opérant à 808 nm et délivrant un total de 140 W. Les deux diodes étaient collimatées en utilisant une lentille de 50 mm de focale puis focalisées en utilisant une lentille de 80 mm de focale. Il en résultait un faisceau de 450 µm de diamètre situé à l'intérieur de la fibre.

Les faisceaux référence et signal étaient générés en utilisant la source laser accordable, mono-fréquence décrite dans ce chapitre. Le faisceau laser était séparé en deux au moyen d'un cube polariseur pour produire le faisceau référence et le faisceau signal. Le faisceau signal se réfléchissait sur un miroir collé sur une cale piezo-électrique avant d'être injecté dans la fibre cristalline. Les

faisceaux objet et référence contrapropageant étaient de même intensité, égale à 0,06 $I_{sat}(\lambda_0=\lambda_c)$.

Le schéma expérimental est représenté sur la figure ci-dessous :

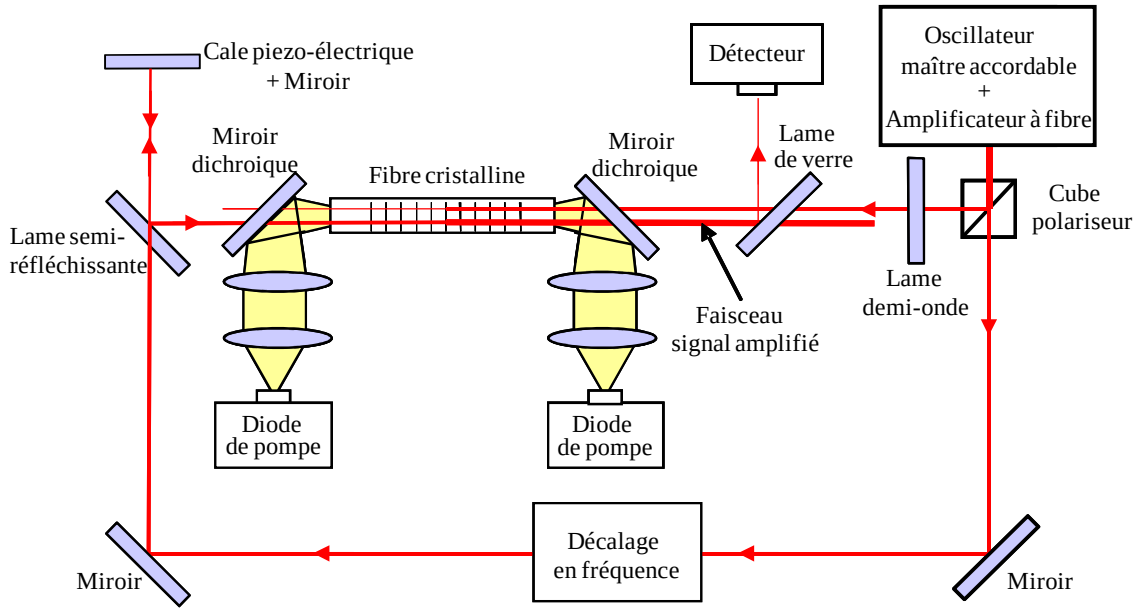


Figure 2.27 : Schéma expérimental de l'interférométrie auto-adaptative réalisé dans une fibre cristalline de Nd^{3+}:YAG.

Afin de connaître le déplacement de l'objet pour une tension u appliquée à la cale piézo-électrique nous avons réalisé un montage de type Mach-Zender. Cette cale était pilotée par une alimentation haute tension, elle-même commandée par un générateur basse tension (GBT). Nous constations alors que nous avions une dépendance linéaire du déplacement de la cale piézo-électrique avec la tension crête à crête qui lui était appliquée jusqu'à une tension du GBT de 190 mV (figure 2.28). Les expériences qui suivent ont été réalisées à une fréquence de 411 Hz.

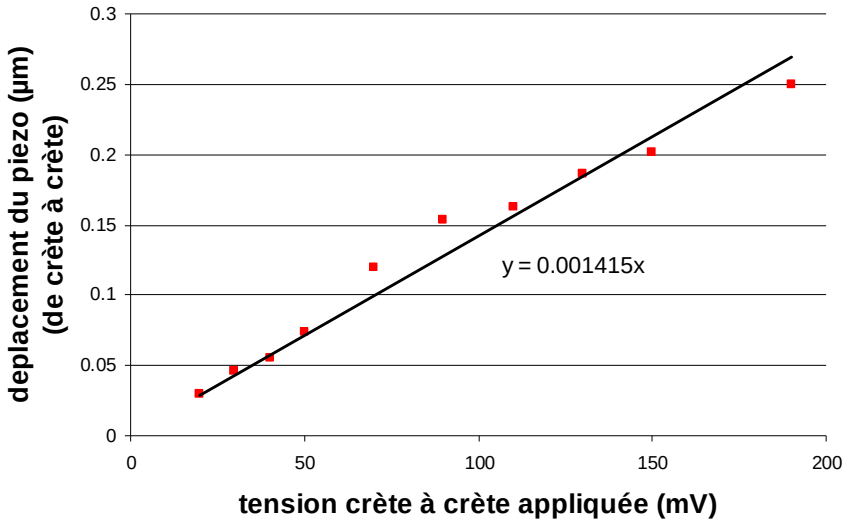


Figure 2.28 : Déplacement de la cale piezo-électrique en fonction de la tension crête à crête appliquée au GBT

La figure 2.29 montre la mesure de la puissance du faisceau signal après mélange à deux ondes autour de 1064.745 nm, soit δ=-0,28 (figure 2.29(a), 2.29(b) et 2.29(c)). La figure 2.29(d) indique la décomposition en série de fourier de ces signaux. On constate un minimum de l'harmonique pour δ=-0,28. Cette indication est une nouvelle preuve que la variation de polarisabilité non-résonante des ions lasers lorsqu'ils sont portés de l'état fondamental à l'état excité est de signe positif. En effet, à cette longueur d'onde de fonctionnement, la variation d'indice du réseau d'indice résonant est négative. Elle est alors exactement opposée à la variation d'indice du réseau d'indice non-résonant. Dans ces conditions, seul le réseau de gain a un effet et nous observons un signal qui varie en 2ω. Connaissant le paramètre δ, on peut alors estimer directement le paramètre β_{NR}^{0} à partir de la relation (1.8) :

$$\beta_{NR}^{0} = \frac{-\delta}{1+\delta^{2}} \approx 0{,}26 \qquad (2.36)$$

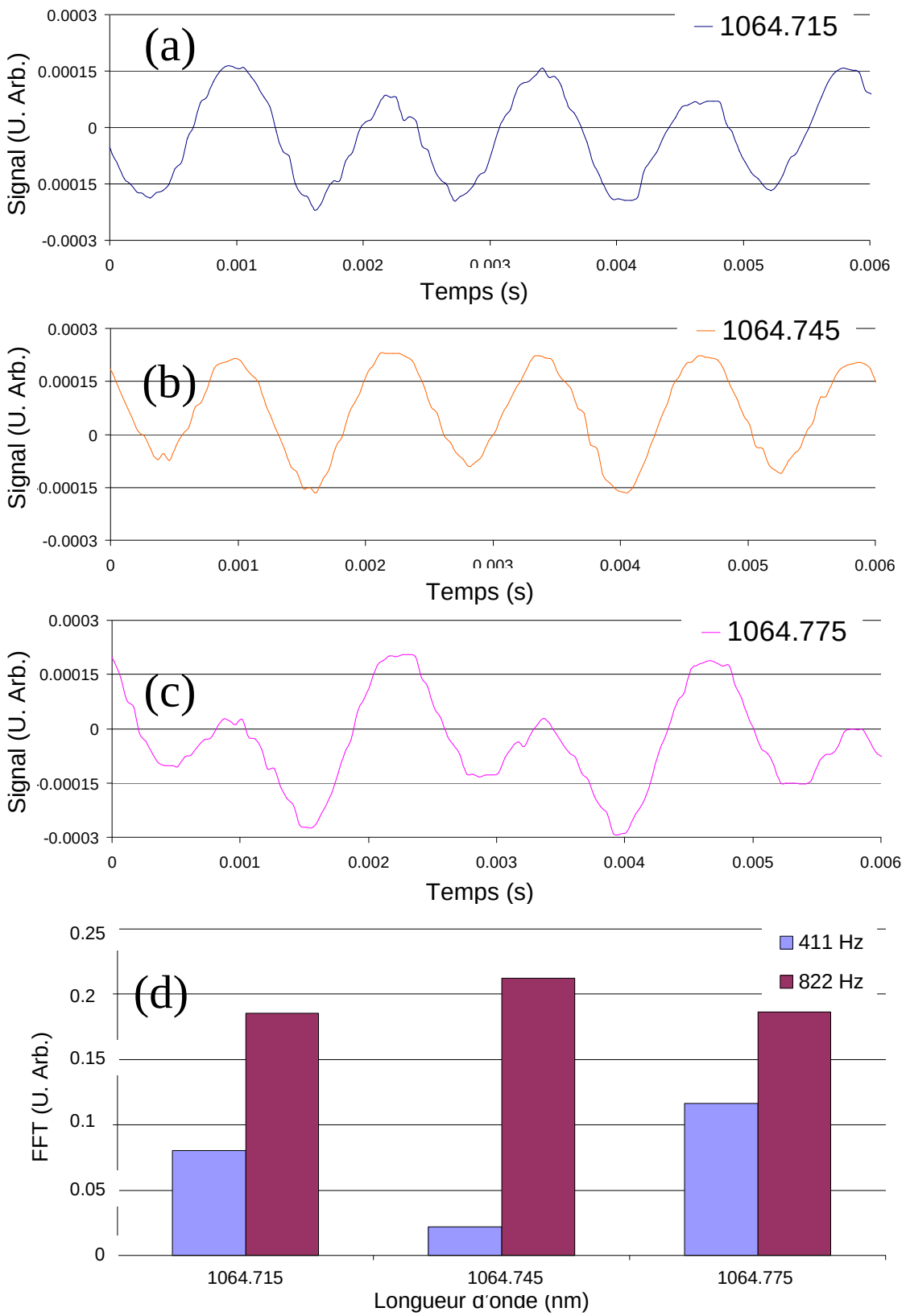


Figure 2.29 : Signaux observés en fonction du temps autour de β=0 (δ=-0,34 pour λ=1064,775nm, δ=-0,28 pour λ=1064,745nm et δ=-0,21 pour λ=1064,715nm). La figure (d) indique la décomposition en serie de Fourier. Un minimum de l'harmonique à 411 Hz est obtenu pour δ=-0,28.

Nous nous sommes placés à la longueur d'onde où β=0 et nous avons fait varier la tension appliquée à la cale piézo-électrique. Les signaux observés sont indiqués sur la figure 2.30 (a). La figure 2.30(b) montre la dépendence de l'harmonique à ω, 2ω et 3ω en fonction du déplacement de la cale piézo-électrique. On constate que l'harmonique à 2ω dépend de manière quasi-quadratique ($y=2,6x^{1.8}$) avec le déplacement de la cale piézo-électrique. C'est ce que prévoyait le modèle.

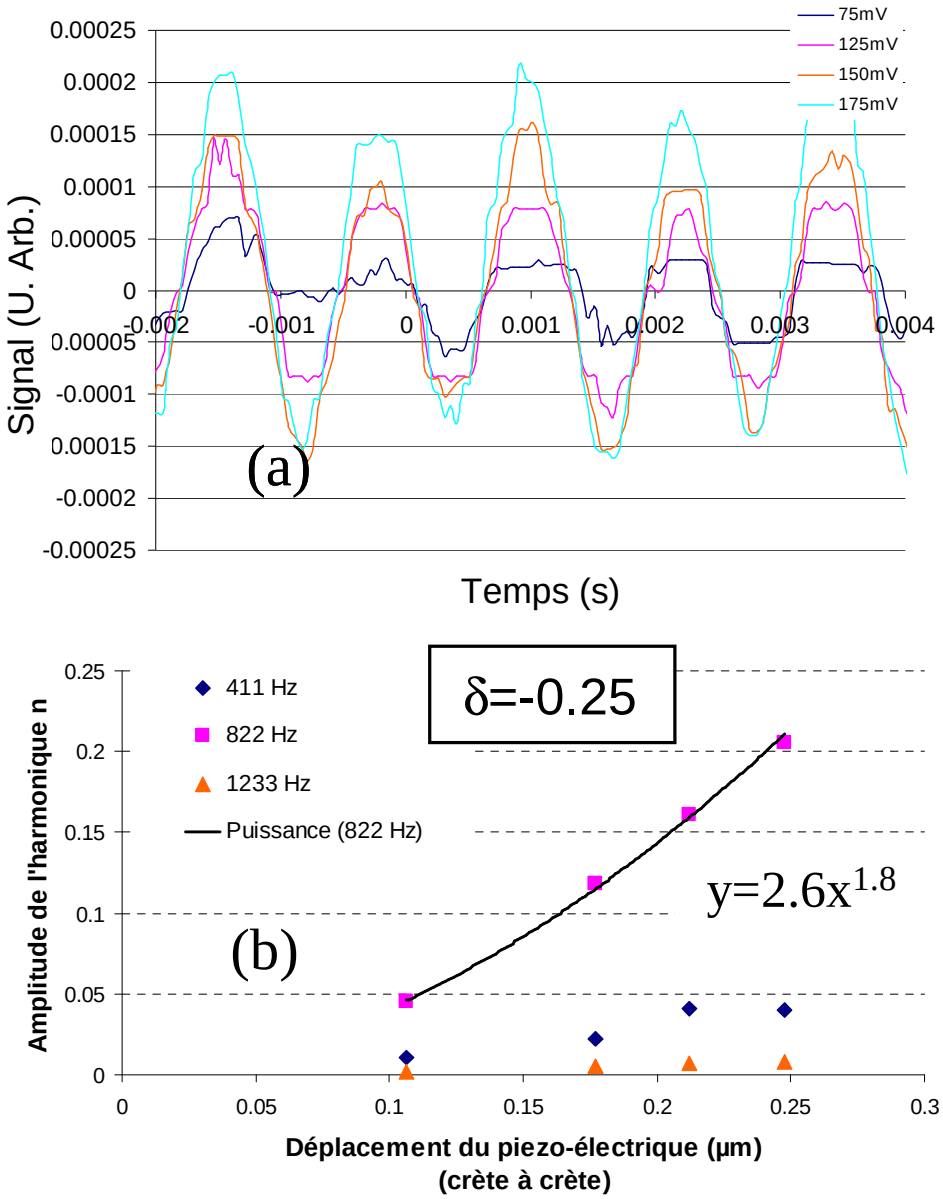


Figure 2.30 : Signaux en fonction du temps obtenus pour différents voltages appliqués à la cale piezo-électrique à δ=-0,25 (a). La figure (b) indique la décomposition en série de Fourier. On constate une dépendance quadratique avec le déplacement de la cale piezo-électrique.

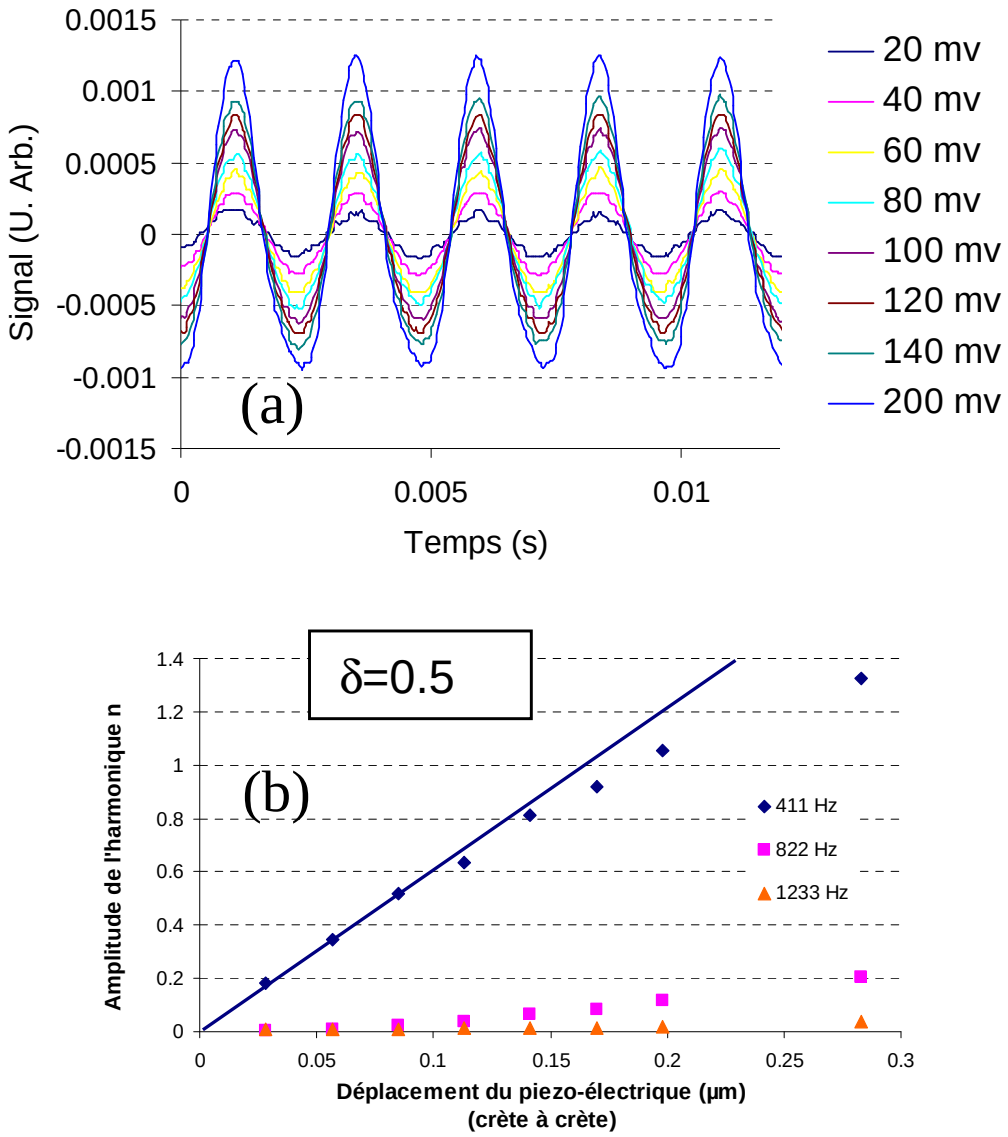


Figure 2.31 : Signaux en fonction du temps obtenus pour différents voltages appliqués à la cale piezo-électrique à δ=0,5 (a). La figure (b) indique la décomposition en série de Fourier. On constate une dépendance linéaire avec le déplacement de la cale piezo-électrique.

Nous nous sommes ensuite placés à δ=0,5 et nous avons fait varier la tension appliquée à la cale piézo-électrique. Les signaux observés sont indiqués sur la figure 2.31(a). La figure 2.31(b) montre la dépendance de l'harmonique à ω, 2ω et 3ω en fonction du déplacement de la cale piézo-électrique. On constate que l'harmonique à ω dépend de manière linéaire avec le déplacement de la cale piézo-électrique jusqu'à un déplacement de l'objet vibrant de 0,15 µm. Un déplacement de la cale piézo-électrique de 0,025µm à δ=0,5 permet d'obtenir une amplitude de la première harmonique de 0,2 alors qu'il est nécessaire que le

déplacement de l'objet soit de 0,25µm à δ=-0,25 pour que la deuxième harmonique atteigne cette même valeur. Un réseau d'indice est donc préférable pour détecter de faibles déplacements.

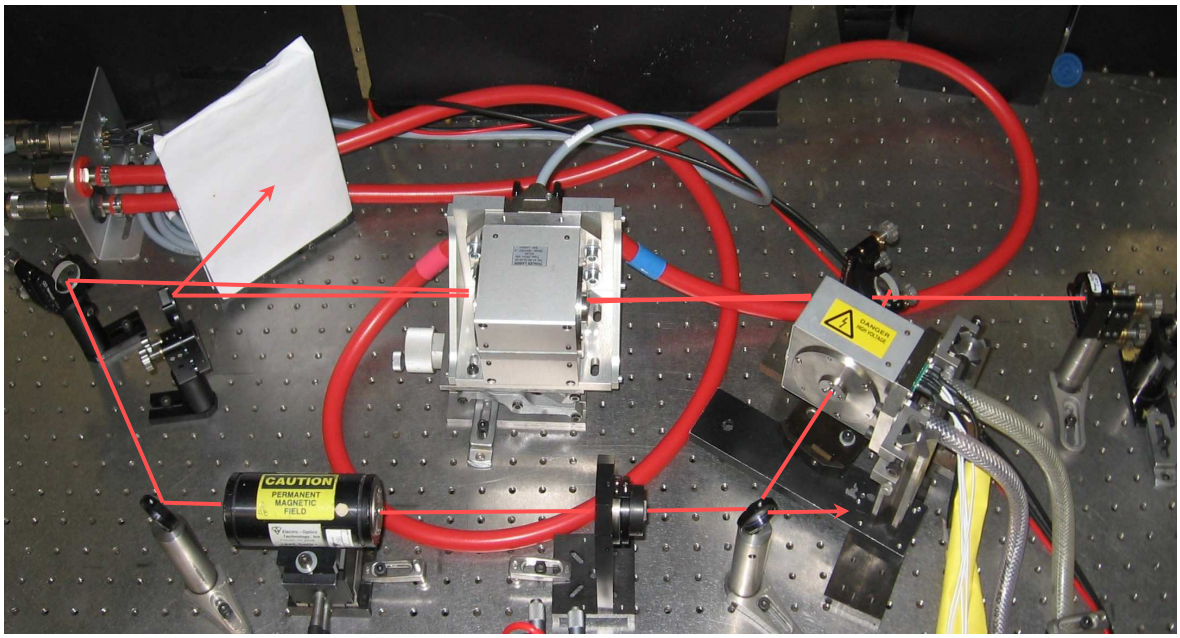
2.7 CONCLUSION

Nous avons présenté un modèle complet de mélange à deux ondes entre deux ondes qui interfèrent dans des matériaux laser pompés dopés Nd^{3+} et Yb^{3+}. Ce modèle prend en compte tous les paramètres majeurs qui contrôlent le taux d'énergie transférée d'un faisceau vers l'autre. En particulier, l'influence du décalage en longueur d'onde par rapport à la résonance de gain laser, la variation d'indice de réfraction non-résonante et le décalage en fréquence d'un faisceau par rapport à l'autre ont été pris en compte. Une expérience de mélange à deux ondes dans une fibre cristalline Nd :YAG pompée en continu par deux diodes laser a été réalisée et le modèle donne un accord satisfaisant avec les données expérimentales. Par ailleurs, ce travail indique les conditions optimales pour un mélange à deux ondes plus efficace et permettra de choisir le meilleur des matériaux pour réaliser une application à la combinaison de faisceau.

Nous avons également réalisé un interféromètre auto-adaptatif dans une fibre cristalline de Nd^{3+}:YAG. Il permet d'extraire les informations vibratoires d'un objet vibrant malgré le fait que celui-ci génère une figure de speckle. Un autre avantage de ce système est son auto-alignement. Une analyse théorique a été réalisée et est en bon accord avec les résultats expérimentaux. En se plaçant à la bonne longueur d'onde, on peut faire en sorte que les ondes se diffractent sur un réseau de gain pur (δ=-0,25) ou de gain et d'indice (δ=0,5). Lorsque δ=-0,25, la détection était alors quadratique avec l'amplitude de déplacement du piezo-électrique alors qu'elle était linéaire lorsque δ=0,5. Un réseau d'indice permet donc d'avoir une meilleure sensibilité de détection des déplacements de l'objet à analyser (de l'ordre de 20 nm).

Chapitre 3

CAVITE LASER AUTO-ADAPTATIVE



3.1 INTRODUCTION

Pour des applications telles que les mesures dynamiques des déplacements des masses d'air ou la détection de polluant et d'aérosols, des énergies par impulsion supérieures ou égales à 100 mJ à une cadence de 100 Hz sont nécessaires. Il faut de plus un fonctionnement mono-fréquence du laser. Ce type de laser permet alors de réaliser une fonction de Light Detection And Ranging autrement dénommée Lidar.

La qualité spatiale et spectrale du laser utilisé dans un Lidar ainsi que son énergie / puissance sont cruciales et déterminent directement les performances

globales du système. Cependant, il devient difficile de maintenir une bonne qualité de faisceau lorsque l'énergie ou la puissance du laser augmente. En effet, les effets thermiques dans le cristal laser apportent de fortes aberrations de phase qui contribuent à distordre le front d'onde et à diminuer la qualité de faisceau. Les sources lasers conventionnelles sont donc souvent limitées en énergie / puissance à cause de ces problèmes. Par ailleurs, les sources lasers classiques utilisent un certain nombre de composants critiques, complexes, coûteux et à forte consommation électrique pour créer des impulsions et pour affiner spectralement l'émission laser. Le déclenchement de l'impulsion est assuré par une cellule de Pockels ou une cellule acousto-optique et la cavité laser est asservie électroniquement avec une câle piezo-électrique.

Les sources auto-adaptatives qui utilisent les effets non-linéaires du milieu laser permettent de s'affranchir de ces limitations. Dans cette architecture, un hologramme dynamique de population s'inscrit dans le milieu laser permettant de contrôler spatialement (correction des aberrations des cristaux lasers par conjugaison de phase), temporellement (génération d'impulsions) et spectralement (fonctionnement mono-fréquence) l'émission laser. En revanche, le milieu laser doit posséder un gain très important afin d'inscrire un hologramme dynamique efficace pour une extraction optimisée de l'énergie stockée dans les milieux à gain.

La plupart des lasers auto-adaptatifs réalisés précédemment utilisaient des amplificateurs Nd:YAG pompés par lampes flash avec un rendement à la prise intrinsèquement limité [Bel'dyugin 1989, Damzen 1995, Sillard 1997]. Les versions utilisant un pompage par diodes étaient jusqu'à présent limitées à environ 10 mJ par impulsion [Sillard 1998, Antipov 2004]. Pour les applications spatiales des Lidars, des énergies par impulsion supérieures ou égales à 100 mJ à une cadence de 100 Hz sont nécessaires. C'est pourquoi nous avons développé une tête laser à fort gain pompée diode pour réaliser en définitive un laser auto-adaptatif présentant les propriétés requises pour les applications Lidar spatiales.

Le mélange à 4 ondes dans un matériau à gain tel que le Nd^{3+}:YAG permet de réaliser de la conjugaison de phase. Il peut être utilisé dans une cavité laser telle que celle qui est présentée sur la figure 3.1 pour obtenir de la conjugaison de phase auto-pompée. Le faisceau A_1 traverse une première fois le milieu à gain puis y est réinjecté (faisceau A_3) à l'aide d'une boucle de rétro-action. Cette boucle peut être réalisée par un jeu de miroir diélectrique ainsi qu'un élément non-réciproque en transmission. Le faisceau de sortie est extrait à partir de

l'élément non-réciproque en transmission dans le sens T_+, c'est-à-dire dans le sens où la transmission est faible.

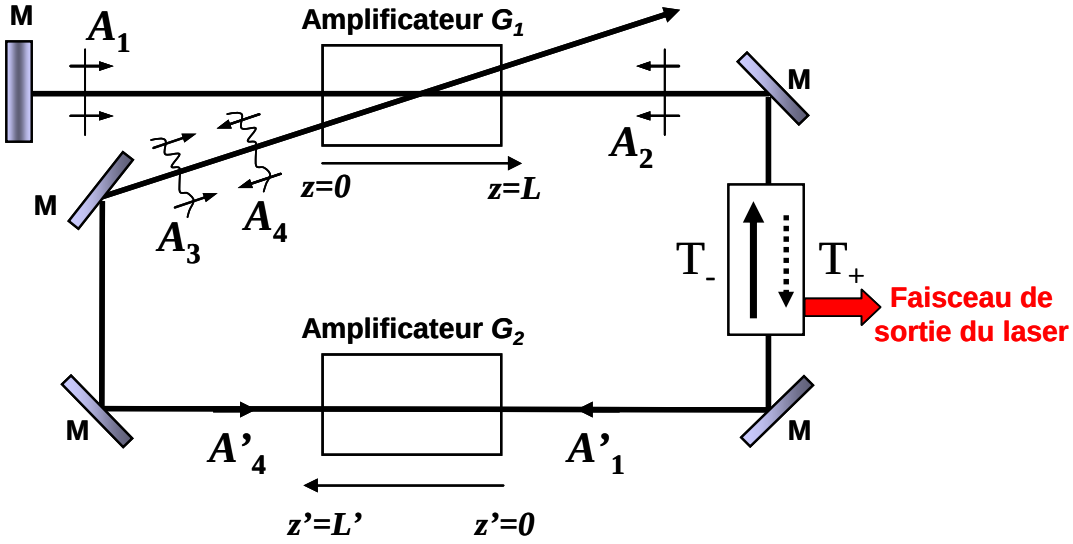


Figure 3.1 : Schéma du laser à conjugaison de phase auto-pompée avec les champs électriques A_1, A_2, A_3 et A_4.

Les faisceaux A_1 et A_3 interfèrent dans le milieu à gain pour former un hologramme dynamique de population. Le faisceau de pompe A_2 est engendré à partir de l'émission laser spontanée. L'onde conjuguée A_4 est alors obtenue par diffraction de A_2 sur l'hologramme. Ce type de miroir non-linéaire fonctionne si la condition $\eta G_2 T_+ > 1$ est vérifiée où η est l'efficacité de diffraction de l'hologramme enregistré, G_2 le gain de l'amplificateur présent dans la boucle et T_+ la transmission de l'élément non-réciproque en transmission dans le sens horaire. La condition d'oscillation est en fait conditionnée par le renforcement du faisceau A_2 à chaque tour.

Pour optimiser l'efficacité de diffraction η de l'hologramme de population, les faisceaux A_1 et A_3 doivent être à peu près d'égale intensité. C'est le rôle de l'élément non réciproque en transmission qui introduit peu de pertes dans le sens trigonométrique et beaucoup dans le sens inverse. L'élément non réciproque en transmission permet par ailleurs de compenser le déphasage de π introduit par le réseau de gain. En effet, les ondes se diffractent sur un réseau de gain qui est en opposition de phase par rapport au réseau d'illumination.

L'objet de ce chapitre est de présenter la configuration d'une tête laser pompée par diodes qui a été réalisée par Thales Laser dans le cadre d'un projet

CNES. Cette tête nous a permi de réaliser un laser auto-adaptatif dont les performances requises dans le cadre de ce projet étaient les suivantes.

Tableau 3.1 : performances visées du laser auto-adaptatif

Paramètre	Valeur visée
Energie par impulsion	100 mJ
Durée des impulsions	Entre 5 et 20 ns
M^2 du faisceau laser	< 2
Fréquence de répétition	100 Hz
Propriétés spectrales du laser	. Largeur de raie limitée par transformée de Fourier . Fonctionnement monomode longitudinal

Ce chapitre présente les essais qui ont été réalisés sur la tête laser et les résultats de ces essais. En particulier, les paramètres suivants ont été mesurés : le gain faible signal, la focale de la lentille thermique, les aberrations de front d'onde d'origine thermique et la dépolarisation induite par effet thermique.

Un laser auto-adaptatif comprenant deux têtes laser sera ensuite présenté. Ses caractéristiques en terme d'énergie par impulsion, de durée d'impulsion, de M^2, et de rendements de conversion optique/optique et électrique/optique seront donnés. Ces valeurs seront comparées aux valeurs visées (cf. tableau 3.1 ci-dessus).

3.2 CONFIGURATION DE LA TETE LASER

3.2.1 PRESENTATION DE LA GEOMETRIE RETENUE

Nous avons étudié en collaboration avec Thales Laser (TL) une tête laser « Diode Pumped Chamber Homogeneous » (DPCH) comprenant un barreau de YAG en céramique de 6 mm de diamètre constitué d'un cœur dopé au centre à 0,9% en Nd^{3+} sur 4 mm de diamètre. Ce barreau est pompé en transverse par des diodes laser. La structure de pompage est constituée de 4 couronnes de 3

empilements de diodes laser distants de 5 mm du barreau de YAG. La longueur du barreau est de 77 mm avec des faces biseautées à 4° de façon anti-parallèle pour réduire les phénomènes de réflexions parasites.

La DPCH réalisée à TL est constituée comme le présente la figure 3.2. Une jaquette canalise l'eau autour du barreau pour en assurer le refroidissement, des collecteurs de flux guident la lumière émise par les diodes jusqu'au plus près de la jaquette. L'optimisation des critères d'une DPCH est obtenue par l'adaptation des paramètres d, e et du dopage du barreau. Il faut préciser que souvent, l'homogénéité du profil est optimisée au détriment du rendement d'absorption de la puissance de pompe.

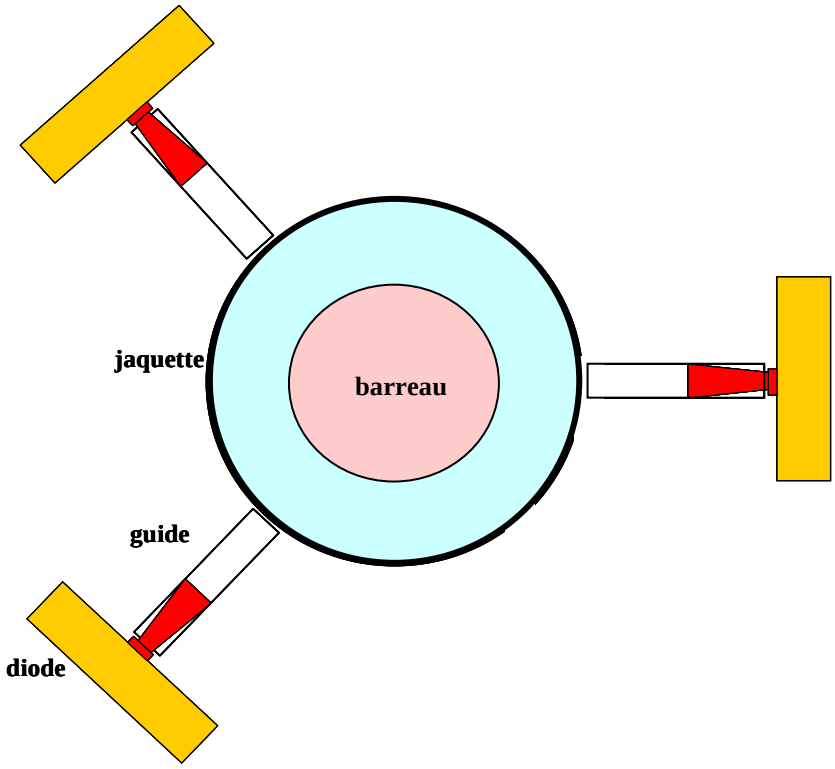


Figure 3.2 : schéma de principe opto-mécanique d'une DPCH. En bleu est représenté le circuit de refroidissement par eau.

Chaque identification de DPCH est accompagnée d'un nombre composé de trois chiffres. Le premier chiffre indique le nombre de couronnes de la DPCH. Le second indique le nombre d'empilements de diodes laser par couronnes. Enfin, le troisième chiffre indique le diamètre extérieur du barreau. Dans la réponse technique au cahier des charges, TL avait privilégié une DPCH 436 avec un

barreau dopé au centre sur 4 mm et non dopé sur les bords pour les raisons suivantes :

- Configuration avec un cœur dopé au centre sur 4 mm pour déposer le gain sur un diamètre plus petit ce qui permet d'obtenir des gains plus importants
- Configuration avec un cœur dopé au centre sur 4 mm et avec un barreau long pour limiter l'accrochage avec l'ASE (ASE pour Amplified Spontaneous Emission)
- Configuration avec un barreau non dopé sur les bords pour que les faisceaux entrent dans la DPCH avec des angles plus importants

3.2.2 DESCRIPTION DU MODULE DE POMPE REALISE

Le module pompé diode DPCH 436 (voir figure 3.3) est constitué de 12 empilements de diodes laser de 750W (crête) pompant un barreau de Nd :YAG de diamètre extérieur 6mm avec un cœur dopé au centre sur 4mm. Ce module est alimenté par un rack d'alimentation dédiée, contrôlé par un rack de commande et thermalisé par un circuit de refroidissement par eau.

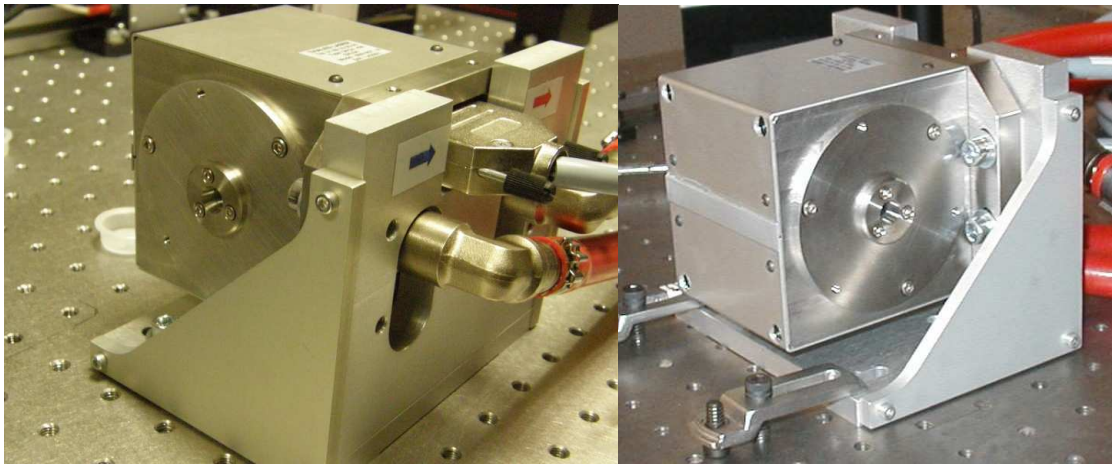


Figure 3.3 : Photo de la DPCH 436.

Le tableau suivant donne les spécifications du module.

Tableau 3.2 : caractéristiques du module réalisé

Paramètre	Valeur
Fréquence	**1 à 100 Hz**
Longueur d'onde	**1064 nm (YAG)**
Durée de pompage	**Jusqu'à 250µs**
Puissance crête de pompe	**Jusqu'à 9000W**
Longueur du barreau	**77 mm**
Diamètre du barreau	**6 mm**
Diamètre utile du barreau	**4 mm**

Les caractéristiques physiques typiques sont les suivantes : hauteur = 108 mm, largeur = 111 mm et longueur = 140 mm. Les dimensions principales du module de pompe sont données sur la figure 3.3.

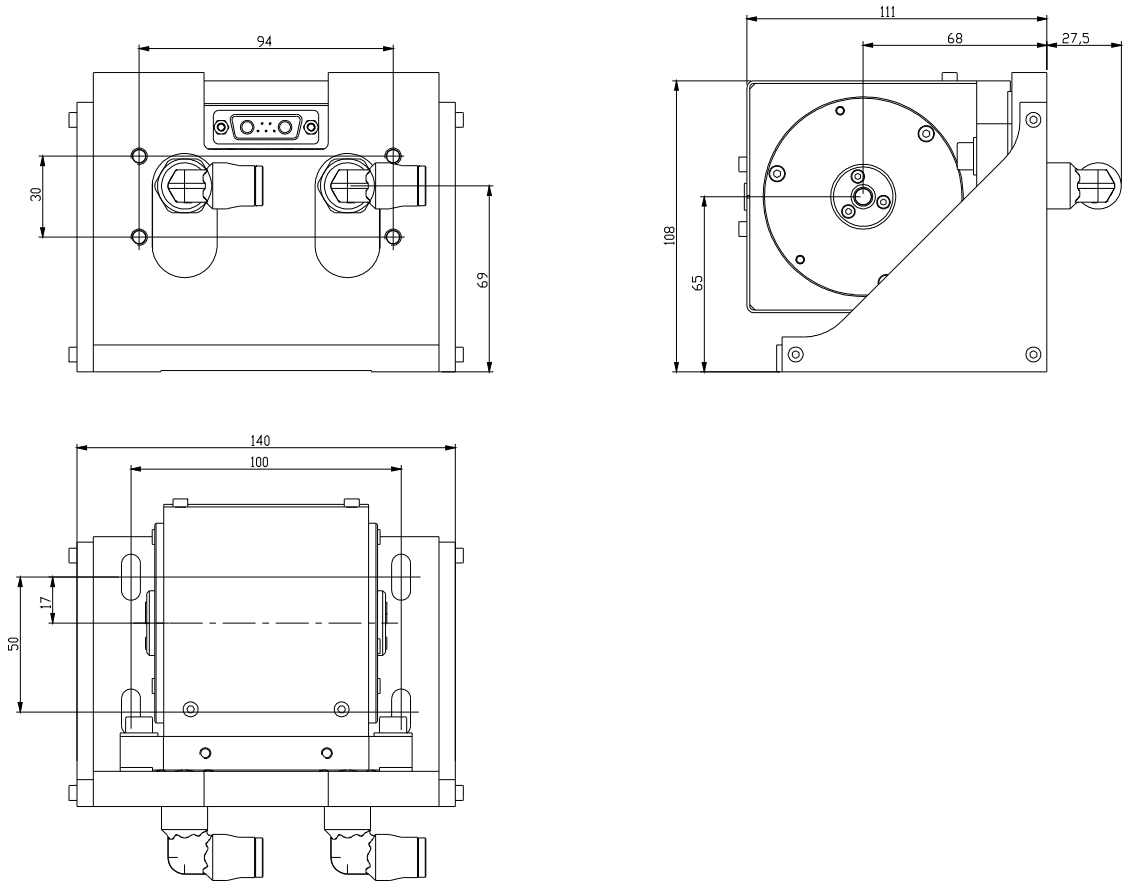


Figure 3.4 : Interfaces & dimensions de la DPCH 436. Les plans mécaniques ont été réalisé par TL.

3.2.3 CARACTERISTIQUES DES DIODES LASERS DE POMPE

Le tableau 3.3 présente les caractéristiques des 12 empilements de diodes laser de pompe. La cadence de répétition des diodes laser de pompe peut aller de 1 Hz à 100 Hz et la durée de l'impulsion est réglable de 150 µs à 250 µs. Le lot de diodes est accepté lorsque la puissance crête totale P est telle que P = 9 kW ± 10% ce qui est le cas avec le lot testé. La Puissance totale émise par les diodes est de 9,45 kW à 117 A. Compte tenu du seuil de courant, la relation reliant la puissance émise et le courant est donnée par :

$$P(kW) = [I(A) - 16{,}5] \times \frac{9{,}5}{100{,}5} \tag{3.1}$$

Tableau 3.3 : caractéristiques des diodes de pompe utilisées

Paramètre	Valeur
P_0/P_e (%)	**63 ± 0,3**
λ (nm)	**807,9 ± 0,5**
Δλ (nm)	**2,2 ± 0,1**
I (A)	**117**
$P_{crête}$ (W)	**787 ± 7**

3.3 MESURES DU GAIN G_0L

3.3.1 DESCRIPTION DES ESSAIS REALISES

Considérons un faisceau continu sonde de puissance P_0 à la longueur d'onde d'utilisation de la tête laser DPCH et de diamètre plus petit que le diamètre utile de la zone de gain. Au passage dans la tête, ce faisceau subit une amplification G à la fin du pompage par les diodes. A la fin du pompage par les diodes, la puissance P_1 du faisceau est donné par :

$$P_1 = G.P_0 \tag{3.2}$$

L'équation de propagation du champ électrique tiré des équations de Maxwell et les équations de population permettent d'obtenir l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dI(z)}{dz} = \frac{g_0 I(z)}{1+[I(z)/I_{sat}]} \tag{3.3}$$

où I est l'intensité du faisceau, z la distance de propagation et I_{sat} est l'intensité de saturation du milieu laser choisi. I_{sat} est donné par :

$$I_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma_e \tau} \tag{3.4}$$

où $h\nu$ est l'énergie d'un photon à la longueur d'onde d'utilisation, σ_e est la section efficace d'émission du milieu laser et τ est la durée de fluorescence.

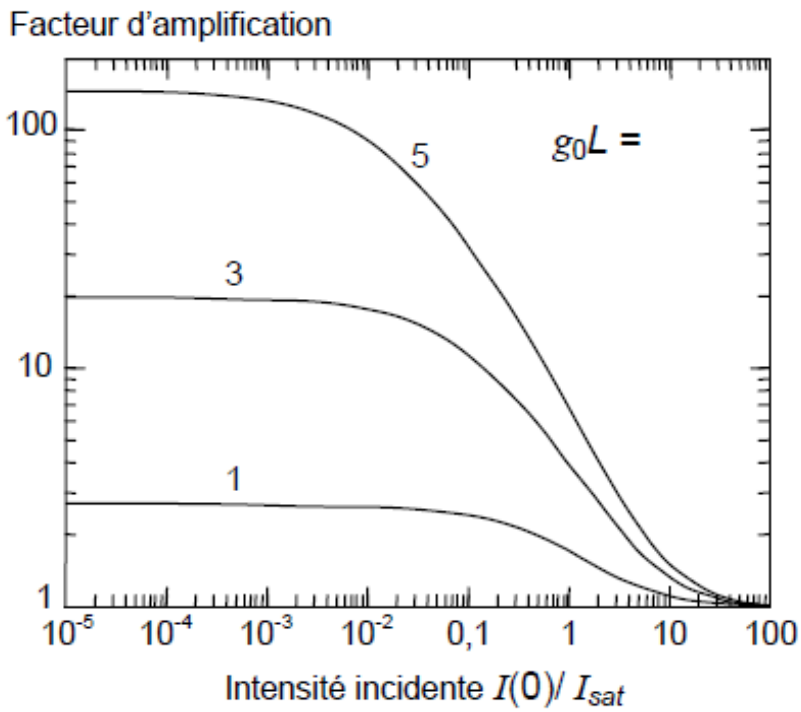


Figure 3.5 : Saturation du gain dans un milieu laser à 4 niveaux (cas du Nd :YAG) en fonction de l'intensité incidente du faisceau normalisée à l'intensité de saturation I_{sat} et pour différentes valeurs du gain petit signal g_0L.

Pour le Nd :YAG, σ_e = 3,5 10^{-19} cm^2, τ = 230 µs et $h\nu$ =1,86 10^{-19} J. L'intensité de saturation est 2,3 kW/cm^2.

La résolution de l'équation (3.3) permet alors de calculer le facteur d'amplification G en régime stationnaire. D'après la figure 3.5, pour éviter toute saturation du gain par le faisceau sonde pour des gains faibles signaux jusqu'à 5, la densité de puissance du faisceau sonde doit être :

$$I(0) = \frac{P_0}{\pi w^2} < 10^{-3} \times I_{sat} \tag{3.5}$$

où w est le rayon du faisceau sonde à $1/e^2$.

Dans ces conditions, on mesure le facteur d'amplification *G*. Le gain faible signal g_0L est alors donné par :

$$g_0 L = \ln(G) \tag{3.6}$$

Les mesures du gain ont été effectuées au moyen de l'expérience présentée sur la figure 3.6. Le faisceau sonde est obtenu à partir d'un laser Nd :YAG continu, polarisé et mono-fréquence délivrant jusqu'à 300 mW. La puissance du faisceau sonde est mesurée par une photodiode reliée à un oscilloscope. Des optiques de mise en forme de faisceau sont utilisées pour ajuster le diamètre du faisceau. La mesure de la taille du faisceau est réalisée au moyen d'une caméra CCD. Le laser est protégé par un isolateur de Faraday situé juste en sortie du laser. Une lame demi-onde placée entre le laser et l'isolateur de Faraday permet de régler la puissance du laser incident sur la tête laser.

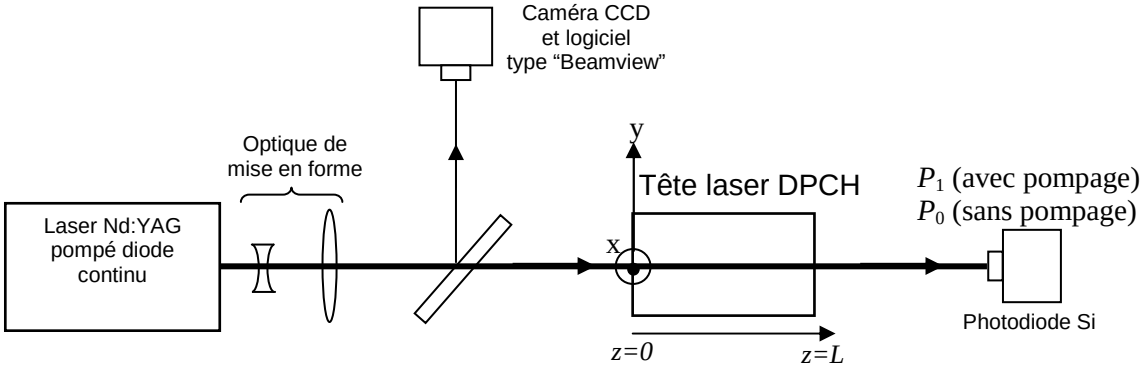


Figure 3.6: Banc de test pour les mesures du gain, de la longueur donde d'utilisation et de la cadence.

Lorsque la tête laser est pompée, on visualise à l'oscilloscope une courbe de gain typique représentée sur la figure 3.7.

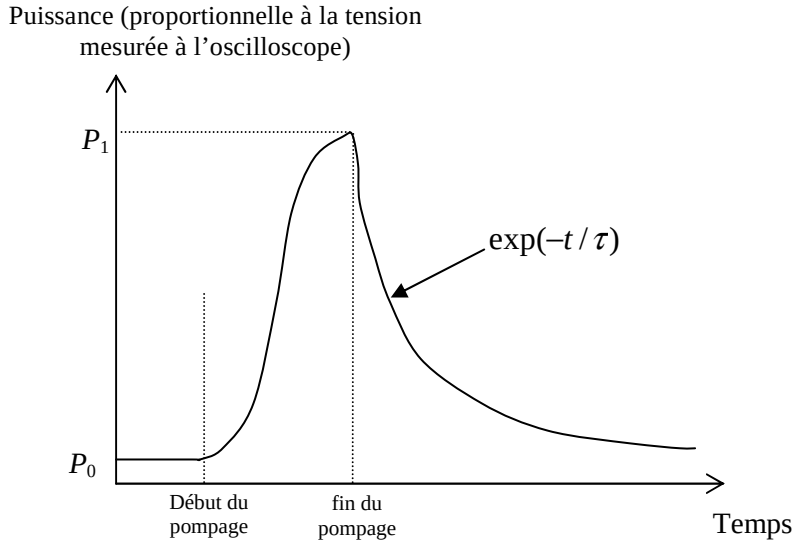


Figure 3.7 : courbe de gain typique mesurée à l'oscilloscope

Le gain est calculé de la manière suivante :

$$g_0 L = \ln(G) = \ln\left(\frac{P_1}{P_0}\right) \tag{3.7}$$

Comme les gains mesurés sont importants, des densités étalonnées sont utilisées pour mesurer P_1. Une densité RG1000 est également utilisée pour couper le résiduel de pompe à 808 nm. La valeur P_0 est mesurée en enlevant ces densités et en coupant les diodes de pompe. A chaque mesure, on s'assure de la bonne linéarité du détecteur en plaçant une densité neutre de transmission 50% et en vérifiant que le signal est bien réduit d'un facteur 2.

3.3.1 GAIN AU CENTRE DU BARREAU

Dans cette série d'expériences, le faisceau sonde a un diamètre d'environ 600 µm sur toute la longueur du barreau. Les caractéristiques précises du faisceau sont présentées sur la figure 3.8. La puissance du faisceau sonde avant la tête laser est de 1,5 mW. Dans ces conditions, la densité de puissance est de 0,5 W/cm^2 et la relation (3.5) est bien vérifiée (pas de saturation du gain). L'ensemble

des expériences ont été réalisées avec une température de l'eau circulant dans la tête de 20°C.

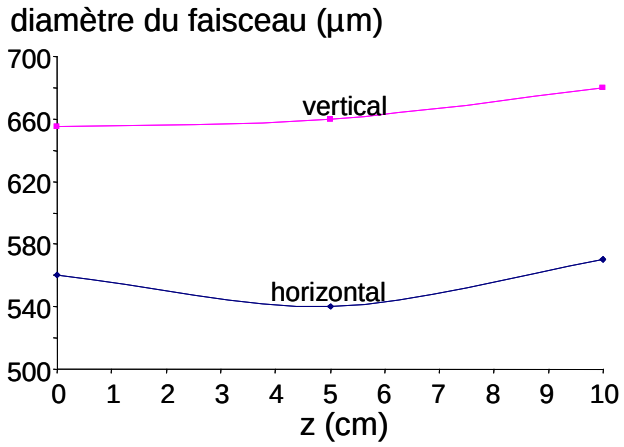


Figure 3.8 : Caractéristique spatiale du faiscceau sonde mesurée dans l'air (z=5 cm correspond à la localisation du centre du barreau)

L'influence de la durée d'impulsion T_p des diodes laser sur le gain faible signal est présentée sur la figure 3.9 pour un courant d'alimentation des diodes de 117 A et une cadence de répétition de 100 Hz. Avec une durée de pompage de 150 µs, le gain faible signal g_0L est de 5,3. Le gain atteint une valeur maximale de 5,6 pour une durée d'impulsions de 195 µs. Pour des durées plus longues, le gain diminue sous l'effet de l'élargissement spectral des diodes laser et de leur décalage en longueur d'onde par rapport au pic d'absorption du Nd^{3+}.

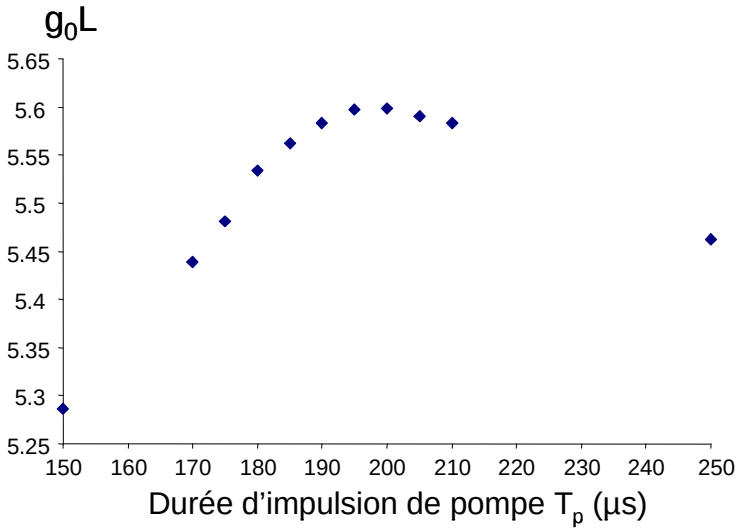
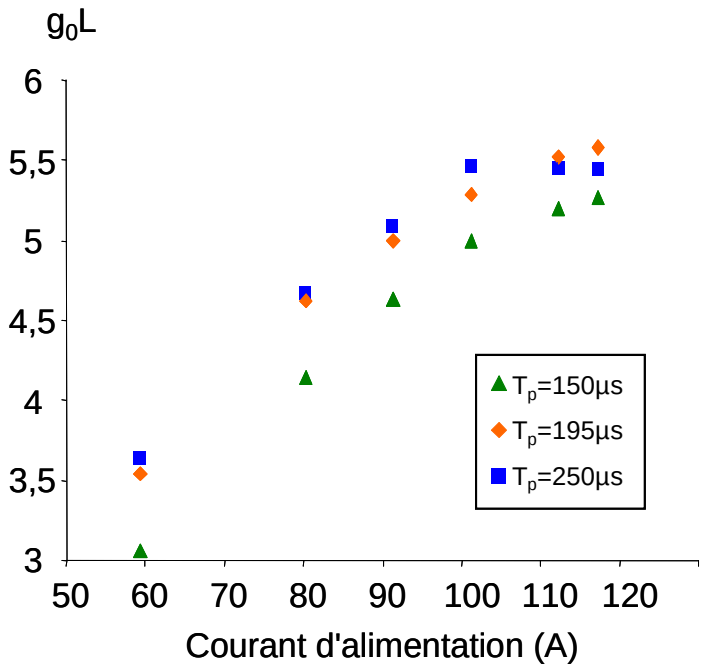


Figure 3.9 : Gain faible signal en fonction de la durée des impulsions de pompage. Cadence de répétition = 100 Hz, Courant des diodes = 117 A

L'influence du courant d'alimentation des diodes laser sur le gain est présentée sur la figure 3.10 pour différentes durées d'impulsion.



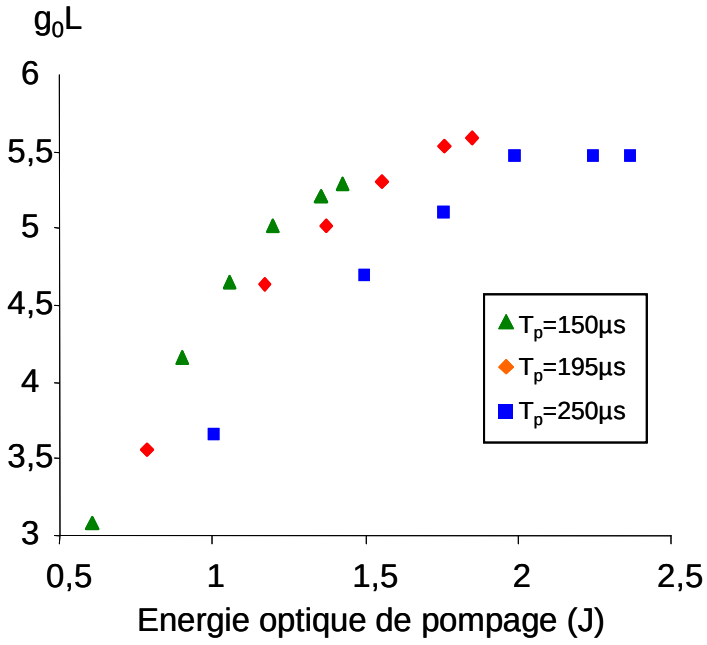


Figure 3.10 : Gain faible signal en fonction du courant des diodes (figure du haut) et de l'énergie optique délivrée par les diodes (figure du bas) pour différentes valeurs de durée d'impulsion

Pour des courants d'alimentation inférieur à 100 A, plus l'impulsion de pompe est longue plus le gain est important. En utilisant l'équation (3.1), il est possible de convertir le courant d'alimentation en énergie optique par impulsion délivrée par les diodes laser. Le résultat est présenté sur la partie basse de la figure 3.10. Dans ce cas on voit que pour atteindre un gain donné, il vaut mieux utiliser des impulsions les plus courtes possibles. Par exemple pour avoir un gain faible signal de 5, il faut 1,7 J pour des impulsions de 250 µs, 1,37 J pour des impulsions de 195 µs et 1,19 J pour des impulsions de 150 µs. Cet effet est du à un effet d'ASE qui tend à diminuer l'inversion de population lorsque la durée d'impulsion T_p augmente.

3.3.2 CARTOGRAPHIE DU GAIN

Cette mesure permet d'évaluer l'uniformité du pompage. Elle est effectuée en utilisant un faisceau sonde de petit diamètre (environ 300 µm de diamètre comme le montre la figure 3.11) et en translatant la tête laser suivant les axes x et y (voir figure 3.6). Pour chaque position le gain est mesuré suivant la méthode présentée précédemment.

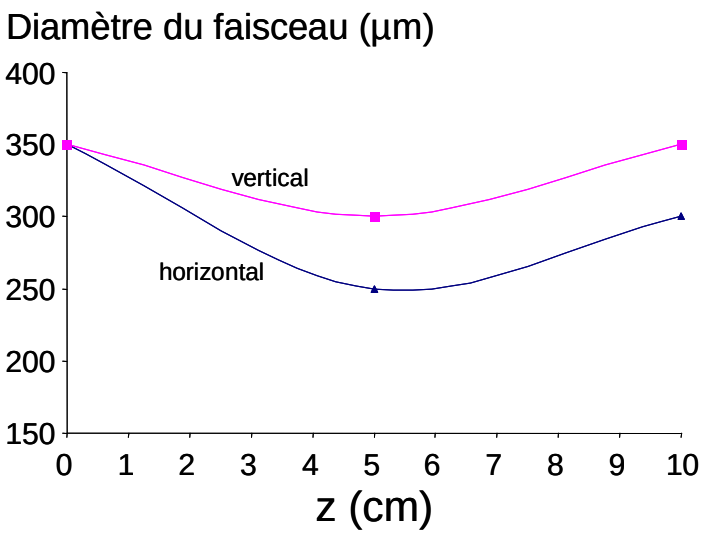


Figure 3.11 : Caractéristique spatiale du faiscceau sonde mesurée dans l'air (z=5 cm correspond à la localisation du centre du barreau)

Comme précédemment, la puissance du faisceau sonde avant la tête laser est de 1,5 mW. Dans ces conditions, la densité de puissance est de 2 W/cm^2 et la relation (3.5) est toujours vérifiée (pas de saturation du gain). Ces mesures ont

été effectuées avec des impulsions Tp=195 µs à une cadence de 100 Hz et avec un courant de 117 A. Dans ces conditions, le gain est mesuré successivement en déplaçant le faisceau sur toute la section de la zone dopée du barreau.

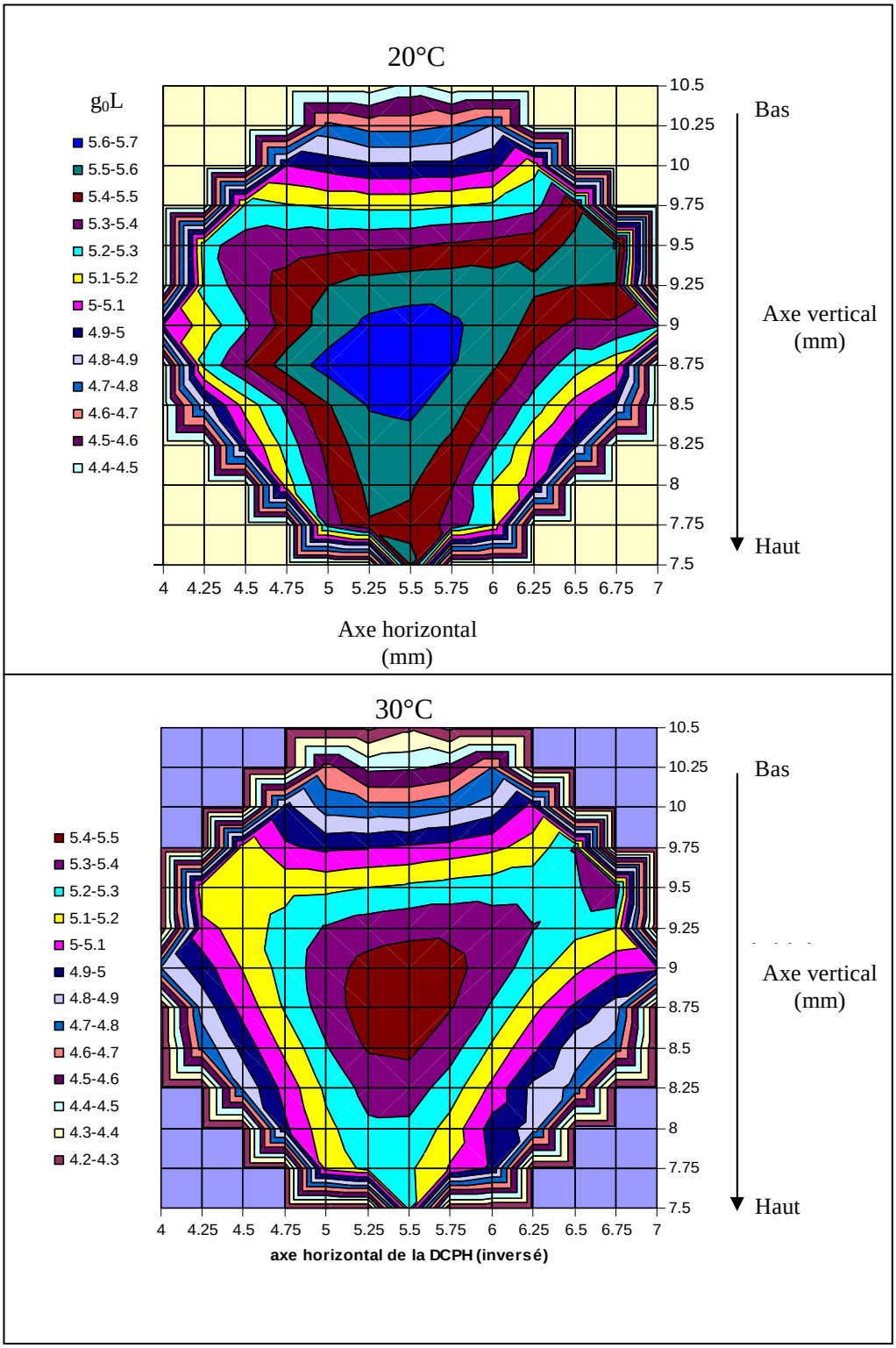


Figure 3.12 : Cartographies du gain faible signal mesurées à l'aide d'un faisceau de diamètre 300 µm, pour deux températures de fonctionnement.

La figure 3.12 présente les résultats obtenus pour deux températures de l'eau de refroidissement (20°C et 30°C). Les deux graphes ont une allure similaire. La structure triangulaire due à l'agencement des diodes de pompage apparaît nettement. Les gains les plus importants sont obtenus pour une température de l'eau de 20°C. Dans ces conditions, un gain maximum de 5,6 – 5,7 est obtenu au centre du barreau. Le gain varie de plus ou moins 10% autour d'une valeur moyenne située à 5. Au minimum, le gain est de 4,5 sur un cercle de 3 mm de diamètre. Ces graphes montrent que le pompage n'est pas parfaitement homogène mais que le gain reste néanmoins suffisamment grand sur l'ensemble du barreau pour permettre un fonctionnement correct d'un laser auto-adaptatif.

3.3.3 GAIN FAIBLE SIGNAL MOYEN

Une donnée importante est la mesure du gain moyenné de la tête avec un faisceau de grand diamètre. C'est en effet cette valeur qui intervient globalement sur les performances du futur laser auto-adaptatif. Pour réaliser cette mesure, le faisceau sonde est collimaté sur un diamètre de 3 mm. Pour un courant des diodes de 117 A, une durée d'impulsion T_p=195 µs et une cadence de 100Hz, un facteur d'amplification de 250 est mesuré correspondant à un gain g_0L = 5,5.

3.3.4 COMPORTEMENT TEMPOREL

La figure 3.13 présente le comportement temporel du gain au cours du pompage pour un courant de 117 A et une cadence de 100Hz. Ces courbes ont été obtenues avec une photodiode rapide reliée à un oscilloscope numérique (1 GHz de bande passante). t=0 représente le début de l'impulsion de pompage. Pour un pompage de 200 µs, le facteur d'amplification G atteint une valeur maximale d'environ 270 (g_0L = 5,6). On voit apparaître une saturation sur la fin de l'impulsion qui correspond à l'apparition de l'amplification de l'émission spontanée (ASE). Pour une durée d'impulsion plus courte de 150 µs, un facteur d'amplification de 230 est mesuré (g_0L = 5,4). Dans ce cas, il n'y a pas de saturation du gain. En termes d'efficacité, un pompage de 150 µs est donc plus favorable et confirme les conclusions du paragraphe 3.2.

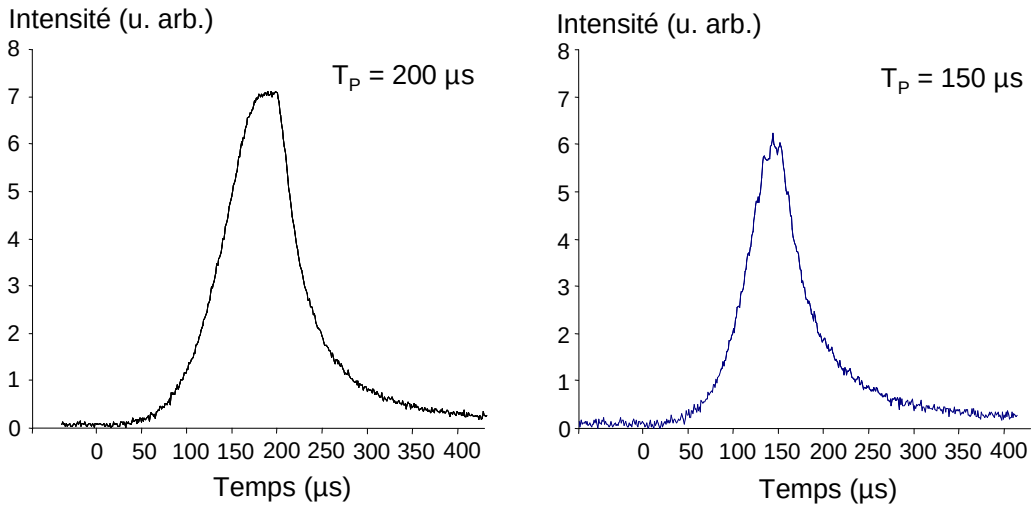


Figure 3.13 : Comportement temporel du gain au cours du pompage pour deux durées d'impulsion. Courant = 117 A , cadence = 100Hz, t=0 correspond au début du pompage

3.4 MESURE DES EFFETS THERMIQUES

3.4.1 MESURE DE LA LENTILLE THERMIQUE ET DES ABERRATIONS D'ORDRES SUPERIEURS

3.4.1.1 Description des essais réalisés

Afin de pouvoir optimiser le futur laser auto-adaptatif, il est important de mesurer la focale thermique de la DPCH en fonction de la cadence de répétition et en fonction de la durée de l'impulsion de pompage T_p. La figure 3.14 montre le montage expérimental pour mesurer la focale thermique. Un laser Hélium-Néon à 633 nm est utilisé afin de pouvoir s'affranchir de l'émission spontanée à 1064 nm au moyen d'un filtre interférentiel placé devant l'analyseur de front d'onde. Le faisceau laser est focalisé au moyen d'un objectif de microscope, filtré avec un trou puis collimaté avec une lentille de focale 300 mm placée à 300 mm du trou. L'onde plane ainsi obtenue est utilisée pour sonder la tête laser placée à environ 50 cm de la lentille. Un analyseur de front d'onde à décalage d'onde de marque PHASICS est ensuite utilisé pour mesurer la courbure du faisceau avec et sans pompage pour en déduire finalement la valeur de la focale thermique.

Ce montage permet en outre de mesurer les aberrations résiduelles d'ordres supérieurs.

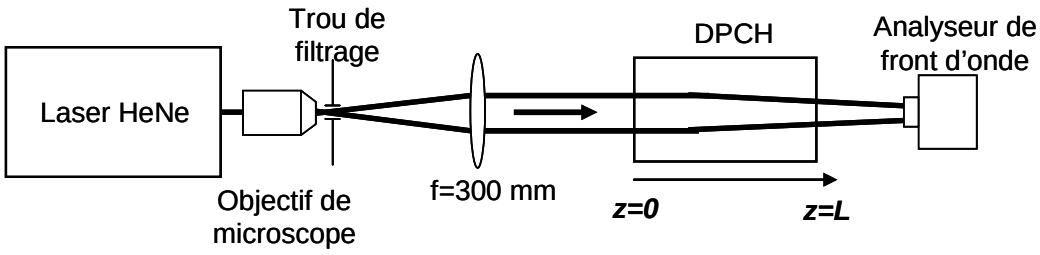


Figure 3.14 : Montage permettant la mesure de la lentille thermique et des aberrations d'ordre supérieurs.

3.4.1.2 Mesure de la focale de la lentille thermique

La lentille thermique est évaluée au moyen du montage de tests présenté sur la figure 3.14. La figure 3.15 présente la valeur de la focale thermique en fonction du courant d'alimentation pour différente durée de pompage. Ces courbes ont été réalisées à une cadence de 100 Hz. Pour une durée d'impulsion de 150 µs, la focale passe de 1,7m à 70A (puissance moyenne de pompage = 76 W) à 90 cm à 117A (puissance moyenne de pompage = 143 W). Pour 195 µs, la focale thermique est de 80 cm à 117 A (puissance moyenne de pompage = 185 W). Le graphique du haut de la figure 3.16 montre l'influence de la durée de pompage lorsque le courant d'alimentation est fixé à 116A et la cadence de répétition est de 100 Hz. Le graphique du bas montre l'influence de la cadence de répétition lorsque le courant est fixé à 116A.

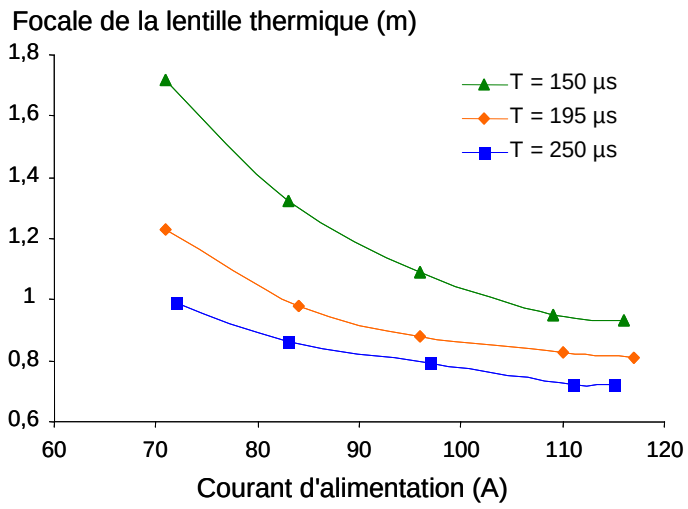


Figure 3.15 : Longueur focale de la lentille thermique en fonction du courant d'alimentation pour différentes valeurs de la durée de pompage. Cadence=100Hz.

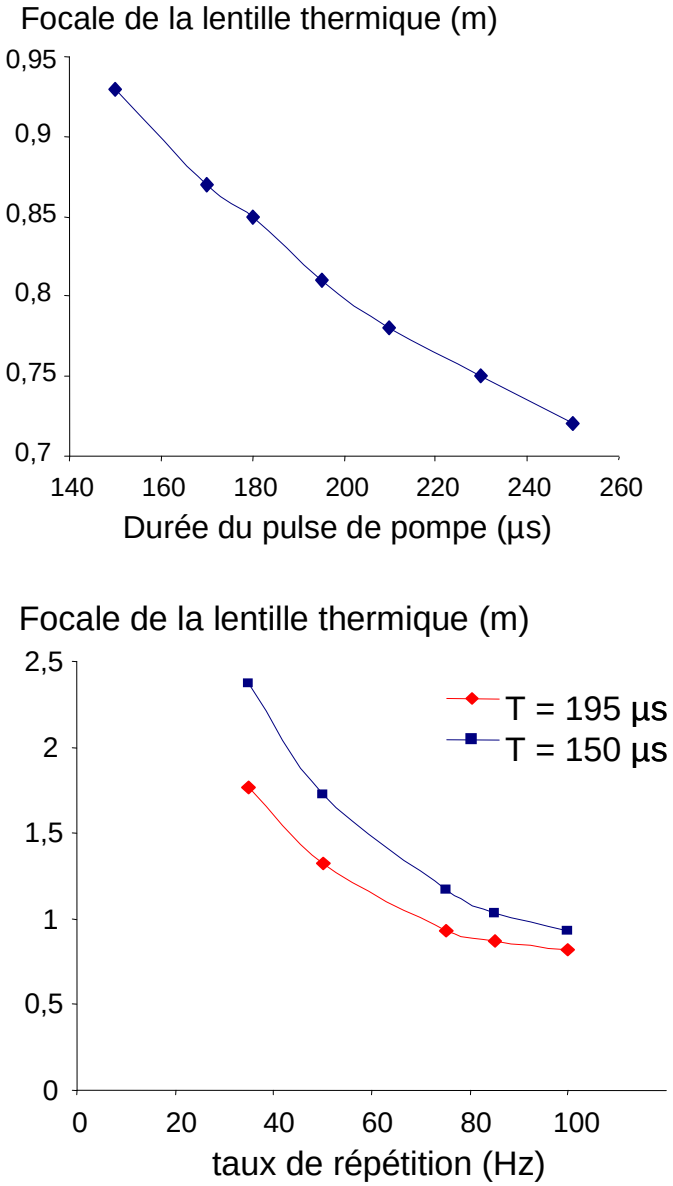


Figure 3.16 : Longueur focale de la lentille thermique en fonction de la durée de pompage (courbe du haut) pour 116A et 100Hz. Longueur focale de la lentille thermique en fonction de la cadence de répétition (courbes du bas) pour un courant d'alimentation de 116 A.

3.4.1.3 Mesure des aberrations

En utilisant le montage expérimental présenté au paragraphe 3.4.1.1, il est possible de quantifier les aberrations d'ordres supérieurs. Ces mesures sont directement données par le logiciel de l'analyseur de front d'onde. Les résultats sont présentés sur la figure 3.17. L'aberration principale est provoquée par l'astigmatisme avec une amplitude de 0,95×λ à 633 nm. A la longueur d'onde de

1064 nm, l'amplitude de cette aberration est d'environ λ/2. L'aberration sphérique présente une amplitude de λ/3 à 1064 nm.

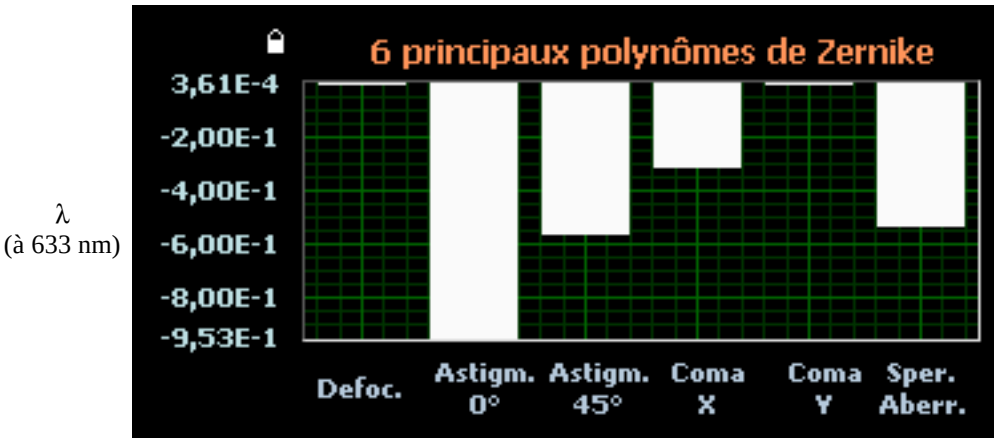


Figure 3.17 : Aberrations d'ordres supérieurs (hors défocalisation) mesurées à 633 nm au moyen d'un analyseur de front d'onde à décalage d'ondes (Phasics). Courant d'alimentation =116A, cadence = 100 Hz.

Ces valeurs indiquent que les aberrations d'ordre supérieur sont relativement faibles. Il est néanmoins difficile de prédire à partir de ces valeurs l'effet des aberrations sur la qualité d'un faisceau se propageant dans le milieu laser. Pour évaluer ces effets, nous avons utilisé le laser de sonde Nd :YAG continu. Après propagation dans le milieu laser, les qualités de faisceau sans et avec pompage ont été enregistrées au moyen d'une caméra CCD reliée à un logiciel beamview.

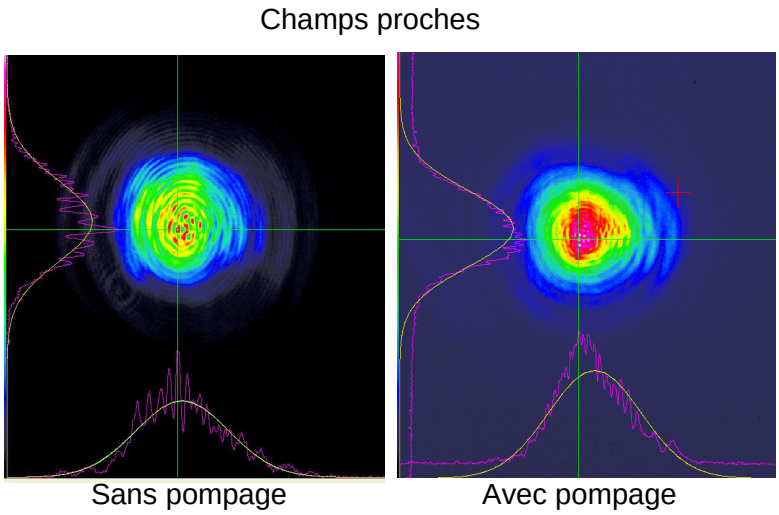


Figure 3.18 : champs proches avec et sans pompage d'un faisceau à 1064 nm de 3 mm de diamètre s'étant propagé dans la DPCH.

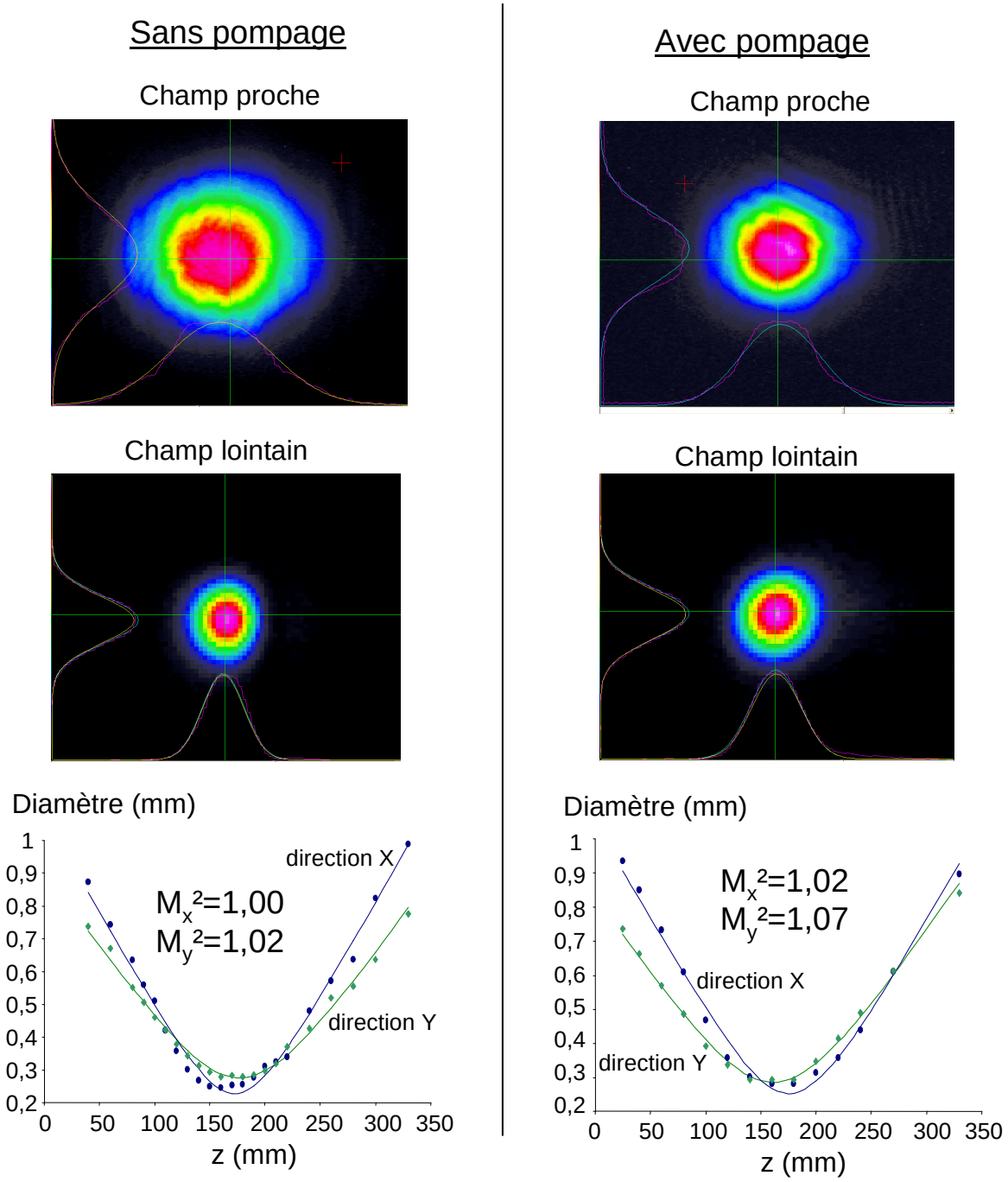


Figure 3.19 : Qualité de faisceau après propagation dans la DPCH avec et sans pompage pour un diamètre de faisceau sonde de 1,5 mm.

La figure 3.18 présente les résultats obtenus en champ proche (caméra placée à environ 10 cm de la tête) lorsqu'un faisceau de diamètre 3 mm se propage dans le milieu laser. Même sans pompage, il apparaît des anneaux de diffraction indiquant que la zone dopée au centre du barreau et la zone non dopée au bord du barreau possèdent des indices légèrement différents. Avec pompage (117A,

100Hz), la figure de champ proche est similaire avec une légère réduction de la taille du faisceau du à l'effet de lentille thermique.

Afin de pouvoir évaluer les effets des aberrations d'ordre supérieur sans être gêné par l'effet de diffraction sur l'interface zone dopée / zone non dopée, le diamètre du faisceau sonde est réduit à 1,5 mm. Les résultats de qualité de faisceau sont présentés sur la figure 3.19.

Lorsque la DPCH n'est pas pompée, le M^2 du faisceau sonde après propagation dans le barreau laser est proche de 1. Lorsque la tête est pompée, la qualité de faisceau reste excellente avec un M^2 de 1,05.

3.4.2 MESURE DE LA DEPOLARISATION

3.4.2.1 Description des essais réalisés

Le laser auto-adaptatif contenant des éléments polarisants, il est important de quantifier la dépolarisation induite dans le barreau de Nd :YAG par les effets thermiques. Cette mesure est réalisée au moyen du montage expérimental présenté sur la figure 3.20. Le faisceau sonde est obtenu à partir d'un laser Nd :YAG continu, polarisé et mono-fréquence délivrant jusqu'à 300 mW. Des lentilles sont utilisées pour collimater le faisceau sur un diamètre de 3 mm dans le barreau.

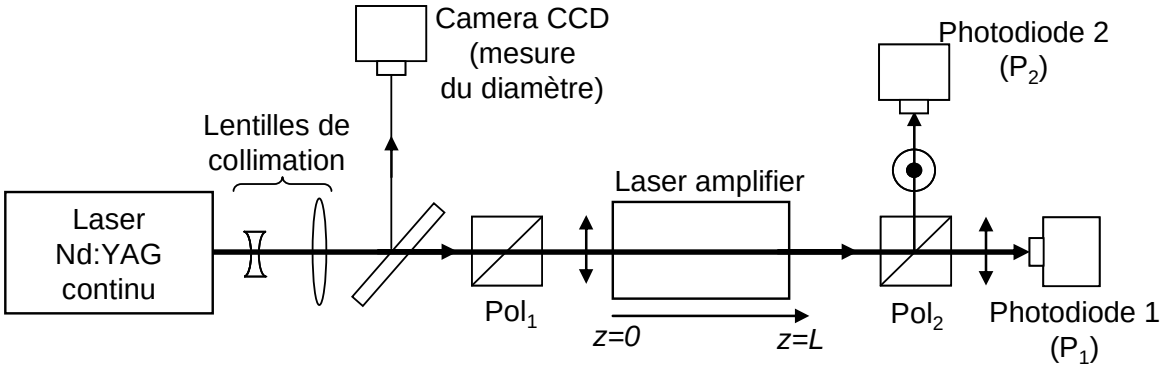


Figure 3.20 : Mesure de la dépolarisation induite par effet thermique.

Un premier polariseur (Pol_1) est utilisé pour polariser le faisceau linéairement. Après passage dans la tête laser, un second polariseur permet de quantifier la

dépolarisation subite par le faisceau. La partie polarisée est mesurée au moyen de la photodiode 1 (puissance P_1) et la partie dépolarisée avec la photodiode 2 (puissance P_2).

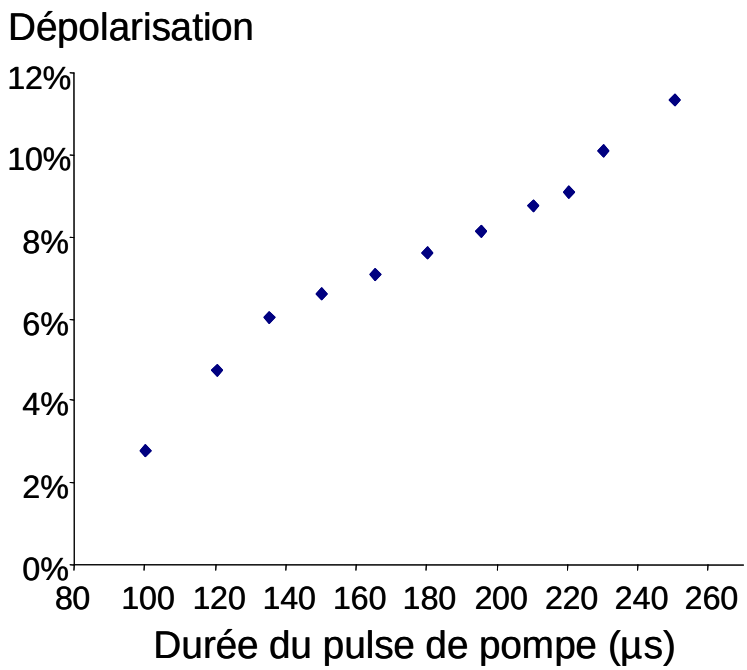
La dépolarisation est ensuite quantifiée par la formule suivante :

$$Dépolarisation = \frac{P_2}{P_1 + P_2} \tag{3.8}$$

3.4.2.2 Mesure de la dépolarisation

La dépolarisation de la DPCH a été mesurée en fonction de la durée des impulsions de pompage et en fonction de la cadence de répétition. Ces mesures ont été effectuées à une température de l'eau de refroidissement de 20°C. Le diamètre du faisceau sonde à 1064 nm dans le barreau est choisi suffisamment grand (environ 3 mm) afin de mesurer toute la dépolarisation. La figure 3.21 présente les résultats obtenus.

Pour une cadence de 100Hz et un courant d'alimentation de 117A, la dépolarisation est de 6,5% pour une durée d'impulsion de pompage de 150 µs et de 8% pour une durée de 200 µs. Elle atteint une valeur maximale de 11,5% pour 250 µs.



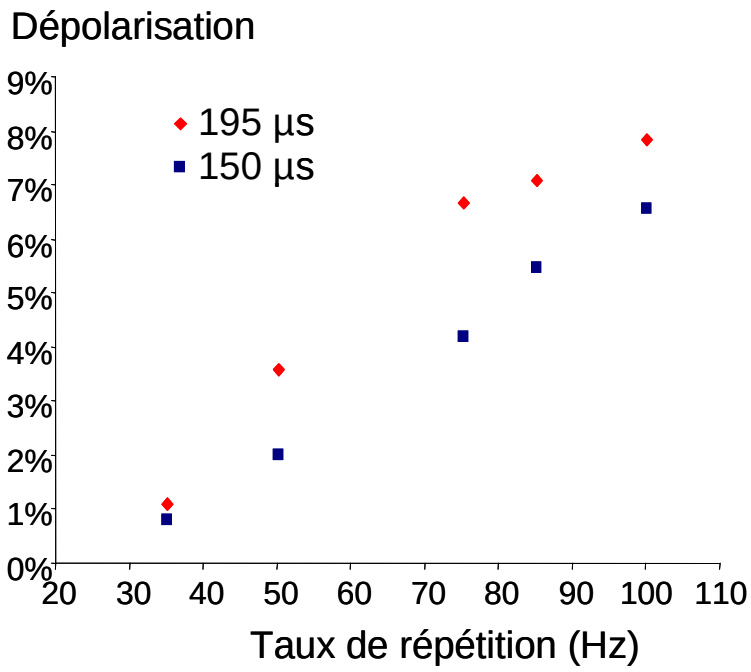


Figure 3.21 : Dépolarisation de la DPCH en fonction de la durée des impulsions de pompage et une cadence de 100 Hz (courbe du haut) et en fonction de la cadence de répétition (courbe du bas). Courant d'alimentation = 117A.

3.4.3 Conclusion

Sur une longueur totale de barreau de 77 mm, la zone pompée a une longueur de L=44 mm. Pour un diamètre de la zone de gain de d=4 mm, le rapport de forme est de L/d=11. Un gain de 5,5 pour un tel rapport de forme constitue un résultat très important pour un futur laser auto-adaptatif. Le rapport de forme détermine en effet la compacité (plus L/d est petit, plus la cavité est compacte) et le gain détermine l'efficacité du laser. Le résultat obtenu est placé sur le graphe de la figure 3.22 avec les autres mesures qui avaient été faites dans le passé à TL et à Thales Research and Technology (TRT) et celles que l'on trouve dans la littérature [Labudde 1976].

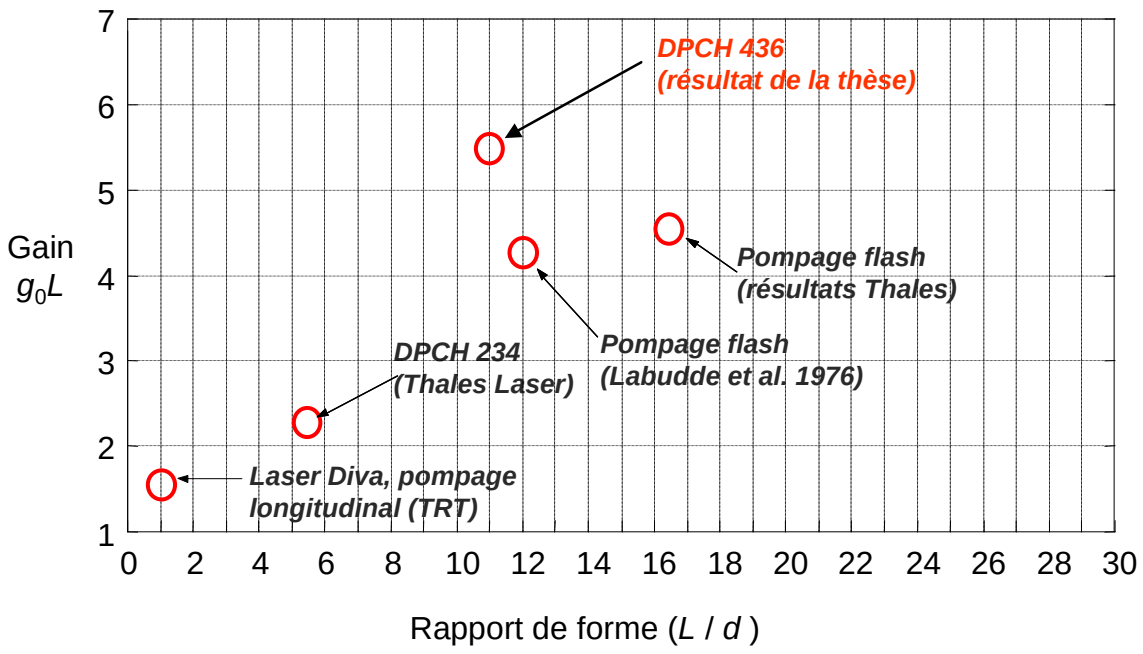


Figure 3.22 : gain faible signal en fonction du rapport de forme pour des amplificateurs Nd :YAG pompés par diodes ou par lampes flash.

Le tableau 3.4 répertorie les propriétés de la tête laser DPCH 436. Nous avons obtenu, à notre connaissance, le gain faible signal le plus élevé jamais obtenu pour un amplificateur Nd :YAG. Outre un gain important, les effets thermiques induits sont faibles aussi bien sur la lentille thermique que sur la dépolarisation induite.

Tableau 3.4 : Performances de la tête DPCH 436 pompée diode.

Paramètres	**DPCH 436 pompée diodes réalisée dans le présent projet** (performances pour T_p=150 µs)
Gain	**5,3**
Dépolarisation	**6,5 %**
Focale de la lentille thermique	**93 cm**

Pour conclure, la tête laser pompée par diodes qui a été réalisée possède un gain très élevé ce qui est adapté pour un fonctionnement optimisé d'un laser auto-adaptatif.

3.5 DIMENSIONNEMENT DU LASER AUTO-ADAPTATIF UTILISANT LA TETE REALISEE

3.5.1 DIMENSIONNEMENT DE LA CAVITE

Nous proposons la cavité auto-adaptative présentée sur la Figure 3.23 qui permet de réduire au maximum le nombre de composants optiques utilisés. Notamment les deux polariseurs à Brewster P_1 et P_2 nécessaires à l'élément non-réciproque en transmission sont utilisés comme miroir pour les faisceaux de la cavité. Les polariseurs fonctionnent à une incidence d'environ 56°. Par conséquent l'angle entre les axes définis par M_1-M_2 et M_2-P_1 ainsi que l'angle entre les axes M_1-M_2 et M_3-P_2 est d'environ 56°. Aux polariseurs, il faut ajouter un rotateur de Faraday et une lame $\lambda/2$ pour réaliser l'élément non réciproque en transmission. La cavité contient deux milieux amplificateurs dont les caractéristiques seront données au paragraphe suivant. Elle nécessite un miroir à 1064 nm fonctionnant à une incidence de 0° et deux autres miroirs à 1064 nm fonctionnant à une incidence de 28°. Enfin, rajouter les deux lentilles L_d et L_c permet éventuellement d'ajuster la taille du faisceau intracavité.

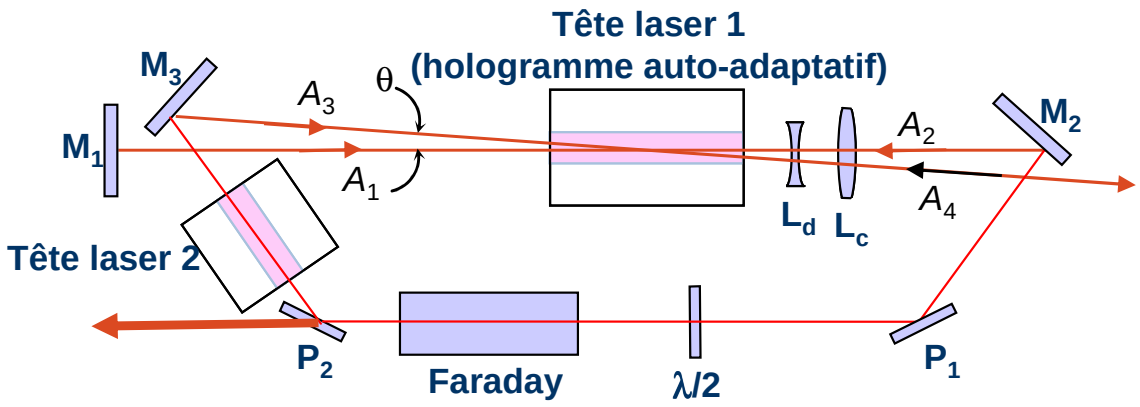


Figure 3.23 : Schéma de la cavité auto-adaptative pompée par diodes

La longueur de la cavité est fixée par l'angle maximum θ entre les faisceaux A_1 et A_3. Cet angle dépend lui-même directement du rapport de forme de la tête laser 1.

Nous avons observé des effets de diffraction sur l'interface partie dopée/ partie non dopée du barreau (voir Figure 3.18), par conséquent nous devons tenir compte de la longueur complète du barreau (c'est à dire L=77 mm) pour calculer l'angle maximum θ. Par ailleurs, il faut que le faisceau A_3 soit beaucoup plus petit que le faisceau A_1 pour assurer un fonctionnement correct de la conjugaison de phase. On considère que le faisceau A_1 utilise toute la zone de gain avec une taille de 4 mm. Le diamètre du faisceau A_3 peut être choisi à Δ=0,8 mm dans la tête laser. Avec un diamètre de barreau d=4 mm et une distance δ entre les bords de la zone de gain et le faisceau A_3 de 0,5 mm, on trouve :

$$\theta_{barreau} = \frac{d - \Delta - 2\times\delta}{L} \tag{3.9}$$

soit un angle de 29 mrad environ. Compte tenu de l'indice de réfraction de 1,8 du Nd :YAG, l'angle θ passe à 50 mrad.

L'encombrement des montures des têtes 1 et 2 imposent une distance de 16 cm entre le miroir M_3 et l'entrée du barreau de la tête 1. A cette distance les faisceaux A_1 et A_3 sont suffisamment séparés (environ 8 mm) pour insérer les miroirs M_1 et M_3. La distance entre la sortie de la tête laser 1 et le miroir M_2 peut être d'environ 10 cm. Le faisceau A_3 est alors décalé transversalement de 5 mm par rapport à A_1 ce qui laisse suffisamment de place pour insérer le miroir M_2. La longueur totale du laser en tenant compte d'une longueur de 9 cm pour la tête laser 1 et le miroir M_1 placé à 1 cm de M_3, est alors de 36 cm.

L'encombrement des têtes imposent une distance de 13 cm entre le polariseur P_2 et le miroir M_3.

Le tableau 3.5 donne les distances approximatives entre les différents composants

Tableau 3.5 : distances entre les différents composants.

Distances entre les composants	M_1	M_2	P_1	P_2	M_3	Milieu de la tête laser 1
M_1		36 cm			1 cm	22,5 cm
M_2	36 cm		12 cm		35 cm	13,5 cm
P_1		12 cm		21 cm		
P_2			21 cm		13 cm	
M_3	1 cm	35 cm		13 cm		21,5 cm
Milieu de la tête laser 1	22,5 cm	13,5 cm			21,5 cm	

La dimension totale de la cavité (trajets des faisceaux) serait donc de 37 cm sur 11 cm. En prenant en compte l'encombrement des montures des composants optiques, l'encombrement pourrait atteindre 40 cm sur 20 cm avec une hauteur de 12 cm, soit environ 8 litres pour la partie opto-mécanique (hors refroidissement et alimentation).

3.5.2 CHOIX DES TETES LASER

Les principaux résultats de la modélisation de ce laser qui ont été réalisé avant ce projet de thèse indiquent que les conditions sur les gains des deux amplificateurs pour atteindre une efficacité optimisée sont les suivantes [Sillard 1998]:

$$(g_0L)_1 + (g_0L)_2 \geq 8{,}5$$

avec $$(g_0L)_1 \geq 4{,}5 \text{ et } (g_0L)_1 \geq (g_0L)_2 \qquad (3.10)$$

où $(g_0L)_1$ est le gain du premier milieu laser dans lequel est inscrit l'hologramme de gain et où $(g_0L)_2$ est le gain du second milieu laser. La DPCH réalisée dans ce présent projet vérifie bien la relation $(g_0L)_1 \geq 4{,}5$.

D'après la figure 3.10, une durée de pompage de 150 µs permet à la fois d'atteindre un gain important, $(g_0L)_1$=5,3, tout en optimisant l'énergie totale de pompage nécessaire, soit 1,42 J par impulsion de pompage.

En prenant donc T_p=150µs pour la durée de pompage de la première tête, on trouve que le gain de la deuxième tête doit être de $(g_0L)_1$=3,2. Cette valeur correspond au gain d'une tête laser déjà réalisée par Thales Laser, la DPCH 234 contenant un barreau de Nd :YAG de 4 mm de diamètre pour lequel le centre est dopé sur 3,5 mm. Cette tête laser est constituée de 2 couronnes de 3 empilements de diodes laser, soit 6 empilements de diodes laser en tout. Chaque empilement de diode laser délivrant 500 W de puissance crête sur une durée de 180 µs, l'énergie totale de pompage est de 0,54 J.

En conclusion, un fonctionnement optimisé du laser auto-adaptatif peut se faire avec deux têtes lasers différentes dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 3.6 : Caractéristiques des têtes lasers pour un futur laser auto-adaptatif optimisé.

Paramètres	**Tête laser 1**	**Tête laser 2**
Rôle	Inscription de l'hologramme dynamique de gain	Gain supplémentaire
Type de DPCH	DPCH 436 $\Phi_{barreau}$=6 mm, Φ_{coeur}=4 mm (conçue et réalisée dans ce projet)	DPCH 234 $\Phi_{barreau}$=4 mm, Φ_{coeur}=3,5 mm (déjà réalisée par TL)
Gain	$(g_0L)_1$=5,3	$(g_0L)_2$=3,3
Energie de pompage (par impulsion)	1,42 J	0,54 J

3.5.3 CHOIX DES LENTILLES L_D ET L_C

Le mode oscillant dans la boucle laser dépend des positions et des focales des lentilles L_d et L_c. Le modéliser permet d'optimiser le fonctionnement du laser auto-adaptatif.

La boucle laser est montrée schématiquement sur la figure 3.23. Le composant principal est la tête laser 1 où le mélange à quatre ondes (FWM) est réalisé. Ce processus est produit par l'interférence de deux faisceaux pompe (A_1 et A_2), d'un faisceau sonde A_3, et du faisceau conjugué A_4 à l'intérieur du milieu à gain.

Le champ électrique E s'écrit d'après le formalisme suivant :

$$\begin{cases} E = \frac{1}{2}(Ae^{i(\omega t - kz)} + cc) \\ A \propto e^{-i\frac{kr^2}{2q(z)}} \\ \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i\frac{\lambda}{\pi w^2(z)} \end{cases} \tag{3.11}$$

où E est le champ électrique, A son amplitude complexe, q son rayon de courbure complexe. R est le rayon de courbure géométrique et w le waist du faisceau à $1/e^2$.

Le mélange à quatre ondes est alors modélisé de la façon suivante :

$$\mathrm{A}_4 \propto \mathrm{A}_1\mathrm{A}_2\mathrm{A}_3^* \tag{3.12}$$

ce qui implique :

$$\frac{1}{q_4} = \frac{1}{q_1} + \frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_3^*} \tag{3.13}$$

La modélisation de ce laser réalisé avant ce projet de thèse indique que connaissant la matrice $M = M_n ... M_2 M_1 = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$, il est possible de déterminer le rayon de courbure complexe q en tout point de la cavité

où :

$$M_i^{espace\,libre} = \begin{pmatrix} 1 & d_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{3.14}$$

et :

$$M_i^{lentille} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f_i & 1 \end{pmatrix} \tag{3.15}$$

Le modèle a été utilisé pour calculer les rayons et les rayons de courbure du faisceau dans la cavité auto-adaptative. Pour les calculs, une cavité avec deux milieux amplificateurs a été considérée. Ces deux têtes laser pompées diodes présentent un effet de lentille thermique.

Considérons un fonctionnement à 40 Hz. La lentille thermique de la tête laser 1 pour une durée de pompage de 150 µs et un courant d'alimentation des diodes de 117 A a été mesurée à 2,2 m. La lentille thermique de la tête 2 a été estimée par une simple règle de trois sur les gains faibles signaux des deux têtes : $f_1 = f_2 \times (g_0 L)_1 / (g_0 L)_2$. f_2 vaut donc 3,5 m. Les résultats sont représentés sur la figure 3.24.

Le faisceau A_1 au niveau du miroir M_1 a un rayon de 1,05 mm. Ensuite le faisceau converge en raison de l'effet de lentille thermique dans les amplificateurs. Après un tour dans la cavité le faisceau devient plus petit au niveau de l'amplificateur où le mélange à quatre ondes est réalisé. Le faisceau A_3 à un diamètre de 600 µm. On peut alors remarquer que les caractéristiques du faisceau généré A_4 par mélange à quatre ondes sont tel que $w_4 \approx w_3$ et $R_4 \approx -R_3$. On est donc en régime de conjugaison de phase en utilisant uniquement les lentilles thermiques des deux amplificateurs.

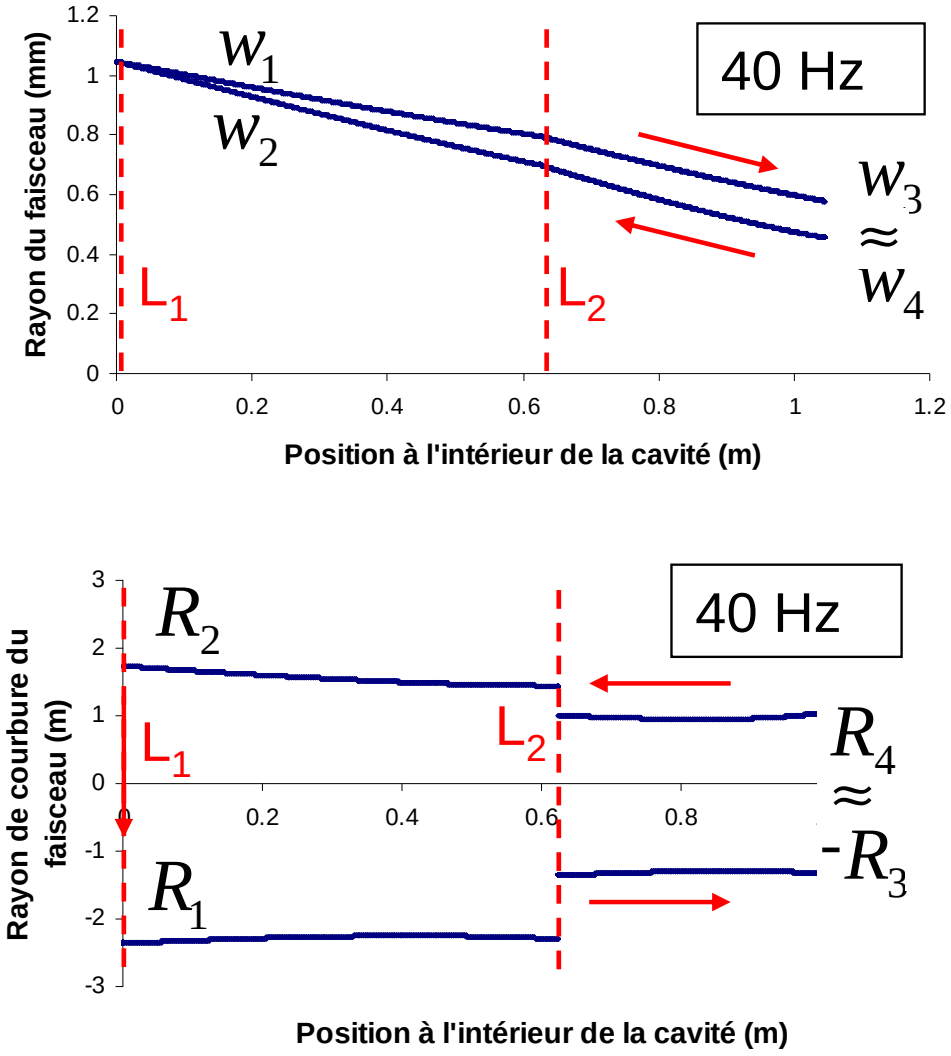


Figure 3.24 : Waist (en haut) et rayon de courbure (en bas) pour une cadence de 40Hz

Considérons maintenant un fonctionnement à 100Hz. L'effet de lentille thermique est alors très important et le faisceau se focalise avant la tête laser 1. Nous avons donc rajouté un télescope formé par les lentilles L_d (f_d = -150 mm) et L_c (f_c = 200 mm) afin d'avoir un faisceau A_3 focalisé dans la tête laser 1. Le rayon du faisceau A_1 simulé (figure 3.25) était alors légèrement inférieur à la zone de gain disponible. Les caractéristiques du faisceau A_4 généré par mélange à quatre ondes sont alors telles que $w_{4=}w_3$ et $R_{4=}$-R_3 c'est-à-dire que nous obtenons en théorie un faisceau A_4 parfaitement conjugué en phase.

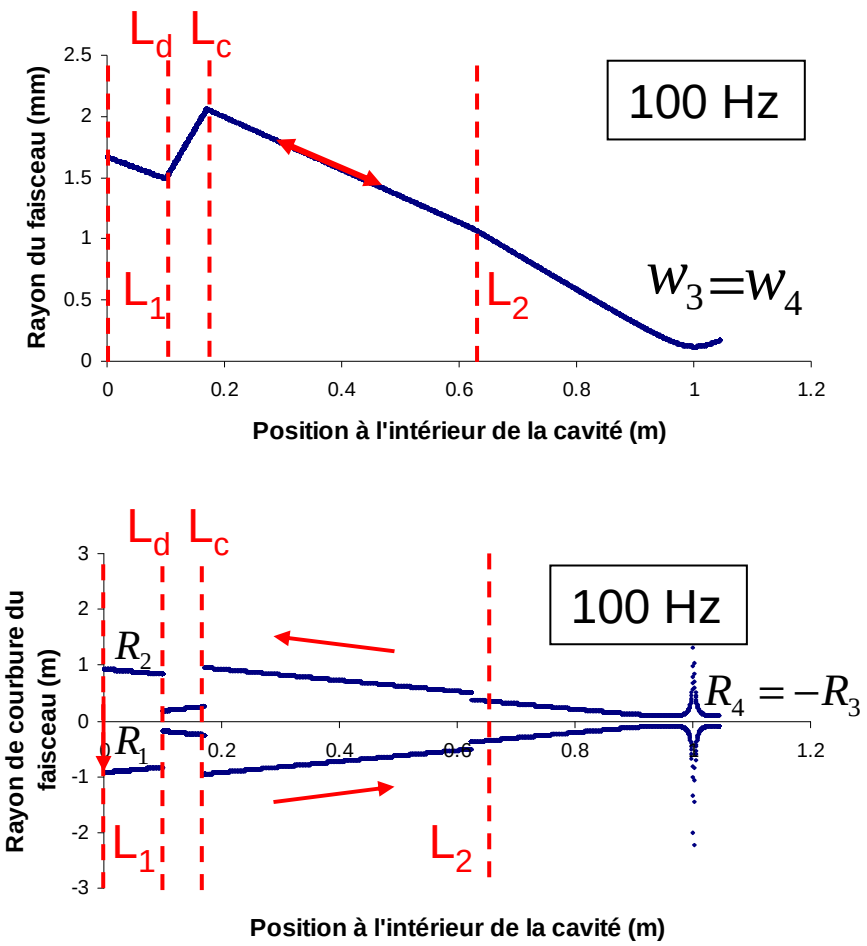


Figure 3.25 : waist (en haut) et rayon de courbure (en bas) pour une cadence de 100Hz

3.6 PERFORMANCES DU LASER AUTO-ADAPTATIF UTILISANT LA TETE LASER A FORT GAIN

3.6.1 CARACTERISTIQUES ENERGETIQUE

L'énergie par impulsion du laser auto-adaptatif a été mesurée à 10 Hz, 40 Hz et 100 Hz. Comme indiqué sur le tableau 3.7, nous obtenions des impulsions de 180 mJ à 10 Hz, de 160 mJ à 40 Hz et 105 mJ à 100 Hz.

Ainsi, lorsque la cadence du laser augmente, l'énergie par impulsion délivrée par le laser diminue. Ces effets proviennent de la dépolarisation qui est d'autant plus importante que les effets thermiques dans les amplificateurs sont grands (Tableau 3.8).

Tableau 3.7 : Résumé des caractéristiques énergétiques obtenues avec le laser auto-adaptatif pompé diodes

Cadence	Energie par impulsion (mJ)	Puissance moyenne (W)	$\eta_{opt \rightarrow opt}$
10 Hz	180	1.8	9.2 %
40 Hz	160	6.4	8.1 %
100 Hz	105	10.5	5.3 %

Tableau 3.8 : Pertes par dépolarisation à 10 Hz, 40 Hz et 100 Hz.

Cadence	Pertes par dépolarisation (mJ)
10 Hz	1,9
40 Hz	15
100 Hz	45

Les effets de dépolarisation peuvent être corrigés en utilisant un schéma de compensation de biréfringence en utilisant par exemple deux têtes lasers identiques et un rotateur de quartz à 90°.

Le rendement optique-optique était de 9% à 10 Hz ce qui est comparable à l'efficacité d'architecture laser de type MOPA (Master oscillator power amplifier). Une puissance moyenne de 10,5 W a été mesurée à 100 Hz.

La figure 3.26 indique que pour un courant dans l'amplificateur additionnel de 80A, le laser auto-adaptatif commence à fonctionner si le courant dans la tête laser 1 est d'au moins 90A (soit 80% de sa valeur maximale). L'énergie de sortie des impulsions est alors une fonction linéaire du courant dans la DPCH.

Pour un courant injecté dans la DPCH de 116A, l'énergie de sortie des impulsions laser est non nulle si le courant injecté dans l'amplificateur additionnel est de 15A à 50A selon la cadence. Il y a alors une saturation de l'énergie de sortie des impulsions avec l'intensité injectée dans l'amplificateur additionnel.

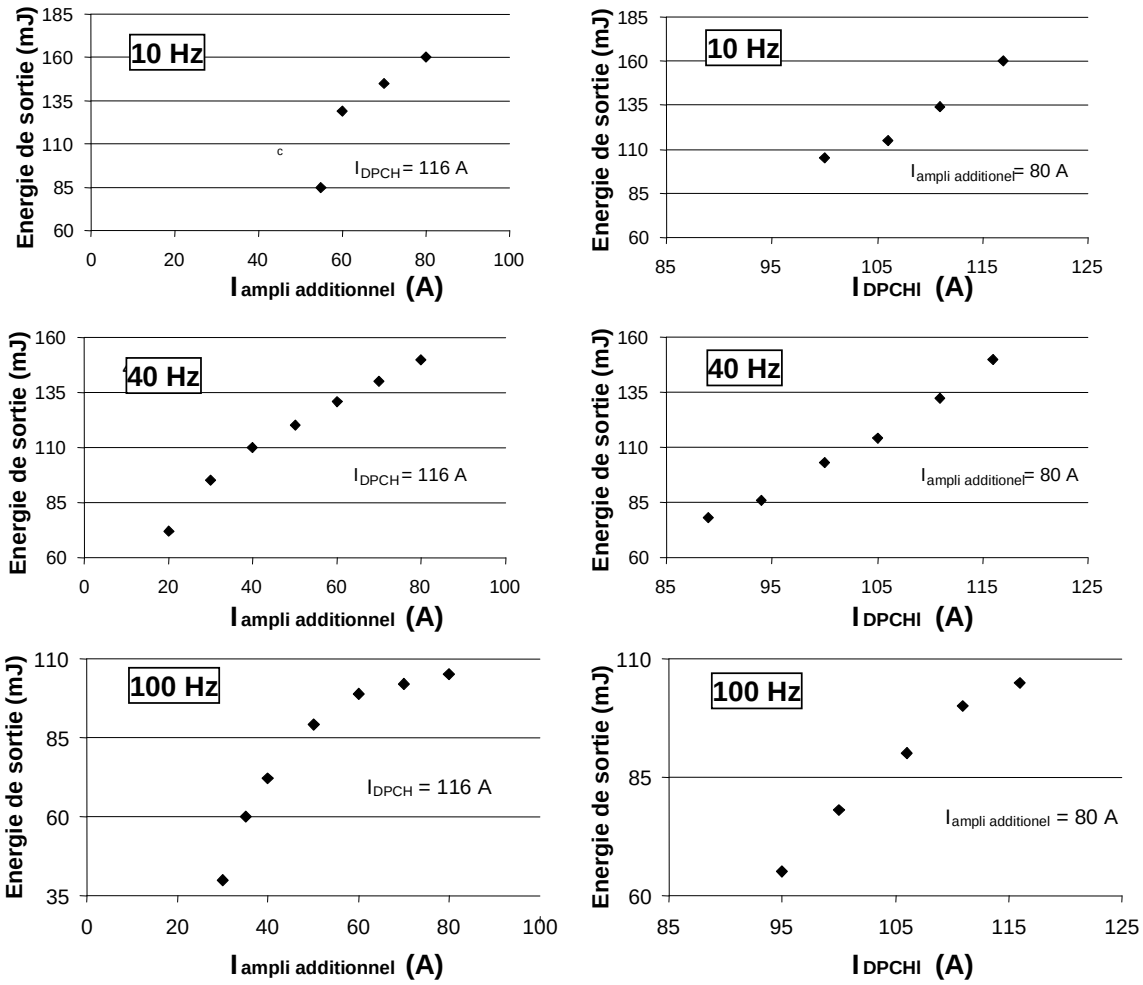


Figure 3.26 : Energie de sortie du laser à 10 Hz, 40 Hz et 100 Hz en fonction du courant d'alimentation des diodes laser de l'amplificateur additionnel pour un courant d'injection dans la DPCH de 116A (à gauche) et en fonction du courant d'injection dans la DPCH pour un courant injecté dans l'ampli additionnel de 80 A (à droite).

3.6.2 CARACTERISTIQUES SPATIALES

La figure 3.27 montre les profils des faisceaux en champ proche et en champ lointain pour des cadences de 10 Hz, 40 Hz et 100 Hz. Pour des cadences de 10 Hz et 40 Hz, le facteur M^2 est satisfaisant puisqu'il est inférieur à 2. A 100 Hz, le facteur M^2 est de 2,5, soit un peu plus que celui qui était demandé dans le cadre de ce projet (<2). La dépolarisation importante à cette cadence cause en effet une perte de la qualité spatiale du faisceau.

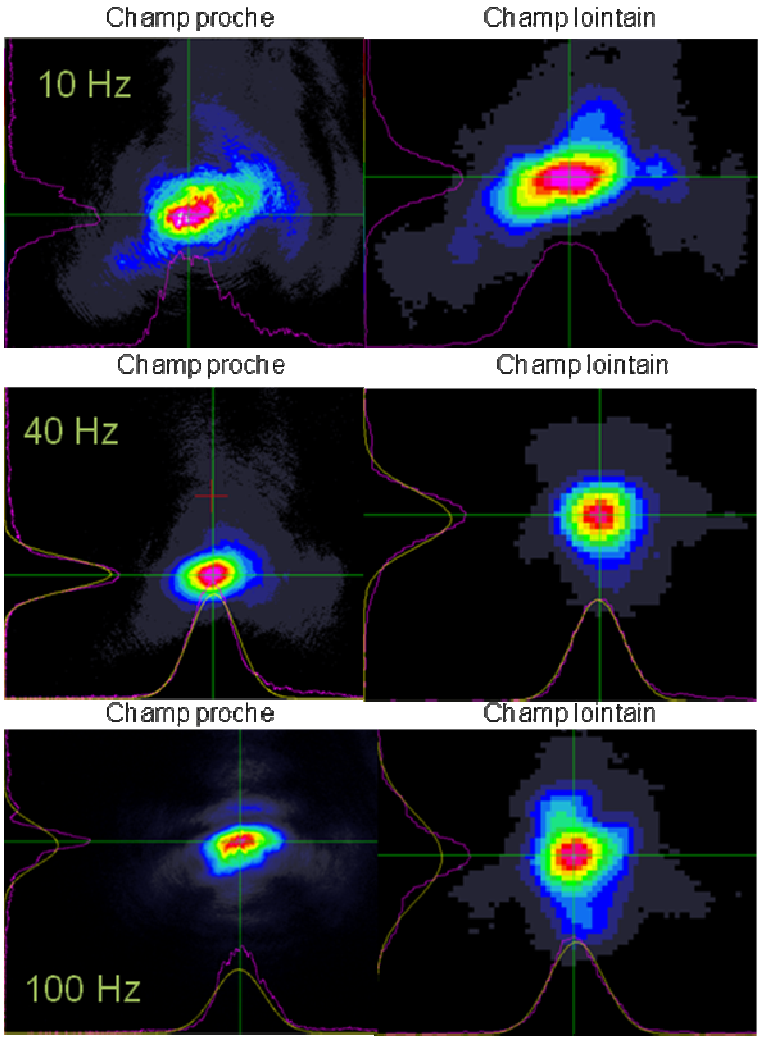


Figure 3.27 : Profil spatial du faisceau en sortie du polariseur 2 pour des cadences de 10Hz (en haut), 40 Hz (au milieu) et 100 Hz (en bas).

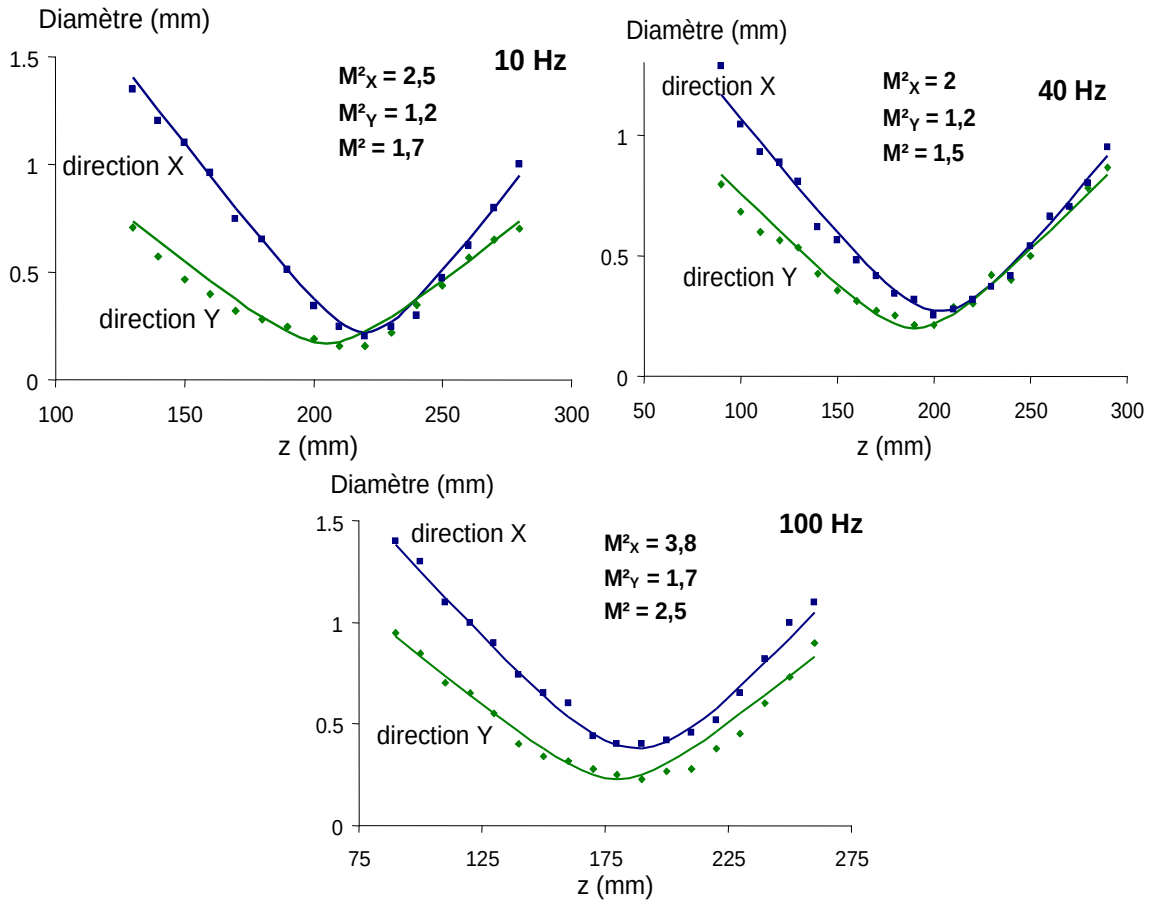


Figure 3.28 : Mesure du M^2 du faisceau pour des cadences de 10Hz, 40 Hz et 100 Hz.

3.6.3 CARACTERISTIQUES TEMPORELLES

L'inscription dynamique du réseau de gain permet de réaliser un déclenchement passif de l'impulsion. Lorsque $\eta G_2 T_+$ est plus petit que l'unité, un hologramme de population se construit lentement selon le bruit de l'émission spontanée. Puis lorsque la condition d'oscillation $\eta G_2 T_+$ est supérieure à 1, les ondes optiques à l'intérieur de la cavité sont amplifiées et $\eta G_2 T_+$ augmente rapidement. Ceci se produit tant que les intensités des faisceaux ne sont pas trop importantes. Ensuite, les amplificateurs sont fortement saturés ce qui réduit l'efficacité de diffraction de l'hologramme de population ainsi que le gain de la tête laser 2. Quand la condition d'oscillation n'est plus satisfaite l'onde optique est extraite sous la forme d'une impulsion.

Les impulsions générées à 10 Hz et 40 Hz étaient de 15 ns alors qu'elles étaient de 20 ns à 100 Hz.

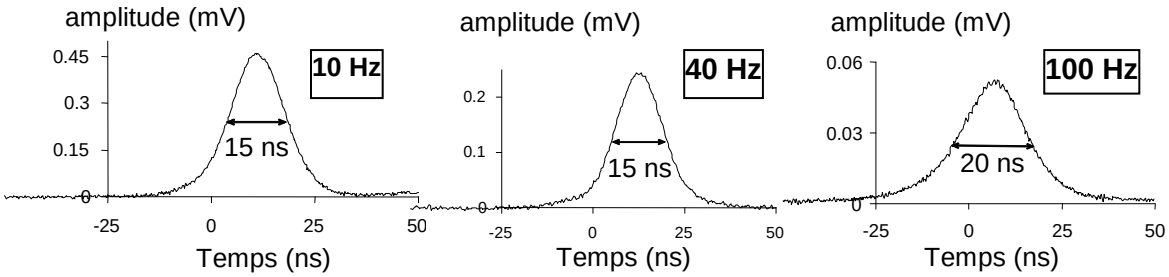


Figure 3.29 : Impulsions ns délivrées par le laser auto-adaptatif pompé diodes à 10 Hz, 40 Hz et 100 Hz.

Par ailleurs, le fonctionnement mono-fréquence est inhérent au laser auto-adaptatif. En effet, un réseau épais est inscrit au sein du milieu amplificateur et joue le rôle de filtre spectral. L'aspect lisse des impulsions indique qu'un seul mode oscille dans la cavité. Les impulsions délivrées sont alors limitées par transformée de Fourier.

La gigue (jitter) du laser a été mesurée en utilisant « la fonction persistance » de l'oscilloscope. Nous évaluons le jitter à 3µs.

3.7 CONCLUSION ET PERSPECTIVES

En conclusion, une tête laser pompée diodes a été réalisée et caractérisée. Un gain faible signal g_0L = 5,5 a été mesuré ce qui correspond a un gain d'amplification simple passage de 250. Cette tête laser a permis d'obtenir les impulsions les plus énergétiques jamais obtenues avec un laser auto-adaptatif pompé diode. Ce type de laser présente des performances en terme d'efficacité qui sont tout à fait comparables avec celles des lasers conventionnels avec des avantages supplémentaires tels que la bonne qualité de faisceau, l'aspect mono-fréquence et l'auto-déclenchement de l'impulsion (ns). Cette architecture permet donc de s'affranchir d'un asservissement électronique de la cavité laser avec une cale piezo-électrique et de supprimer la cellule de Pockels (ou la cellule acousto-optique).

En perspective de ce travail, il pourrait être réalisé un laser auto-adaptatif utilisant une seule tête laser amplificatrice avec une configuration multi-passage.

Conclusion générale et perspectives

Dans le Chapitre 1 de ce mémoire, une étude fine des variations d'indice dans les matériaux lasers a été réalisée. Elle consistait à mesurer les variations d'indice de réfraction lorsque les ions actifs d'un matériau laser sont portés dans l'état excité à l'aide de deux techniques : l'interférométrie transitoire et la diffractométrie transitoire. Nous avons pour cela collaboré avec deux équipes russe et biélorusse afin de disposer de ces méthodes au sein du laboratoire CIMAP. Nous avons mesuré les variations d'indice de réfraction dans les principales matrices laser solides dopées Nd^{3+} ou Yb^{3+} avec ces deux techniques et nous avons extrait de manière fiable la partie électronique de la variation d'indice de réfraction. Une comparaison de ces valeurs obtenues à Caen a été faite avec celles obtenues par E. Ivakin et al et par O. Antipov et al. Nous avons mesuré des valeurs de variations de polarisabilité non-résonante 2 à 3 fois plus faibles pour les tungstates et les vanadates dopés Yb^{3+} que celles trouvées dans la littérature. Dans le YAG dopé Nd^{3+} ou Yb^{3+} nous obtenons des valeurs similaires à celles de la littérature.

Un de nos objectifs était d'expliquer ce qui était à l'origine des variations d'indice mesurées. Une partie de cette thèse a donc répondu à des questions très fondamentales concernant la nature des transitions optiques mise en jeu. La position de ces transitions ainsi que leur intensité a permis d'expliquer les variations d'indice mesurées par les deux techniques pompe-sonde précédemment évoquées. Enfin, cette étude des variations d'indice nous permet de dire qu'aucun des matériaux lasers classiques dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} (tungstates, vanadates, aluminate, garnets, sesquioxydes, fluorures, verres) ne présentent d'effet de variation de polarisabilité non-résonante particulièrement exacerbé.

Afin d'induire des variations d'indice de réfraction plus importantes dans le matériau laser pompé nous examinons déjà d'autres pistes. Parmi celles là, nous

nous intéressons par exemple à des matrices solides contenant une forte proportion d'ions Tb^{3+}. Cet ion inséré dans une matrice oxyde comme le YAG présente en effet des bandes inter-configurationnelles particulièrement basses (35000 cm^{-1}) relativement aux autres terres rares (figure 4.1). En outre, l'ion Tb^{3+} est bien connu pour échanger facilement son énergie d'excitation avec d'autres ions, dont les ions Yb^{3+}. Nous envisageons donc déjà d'étudier et de mettre en œuvre dans des expériences de mélange à deux ondes des matériaux contenant par exemple 100% d'ions Tb^{3+} et x% d'ions Yb^{3+}.

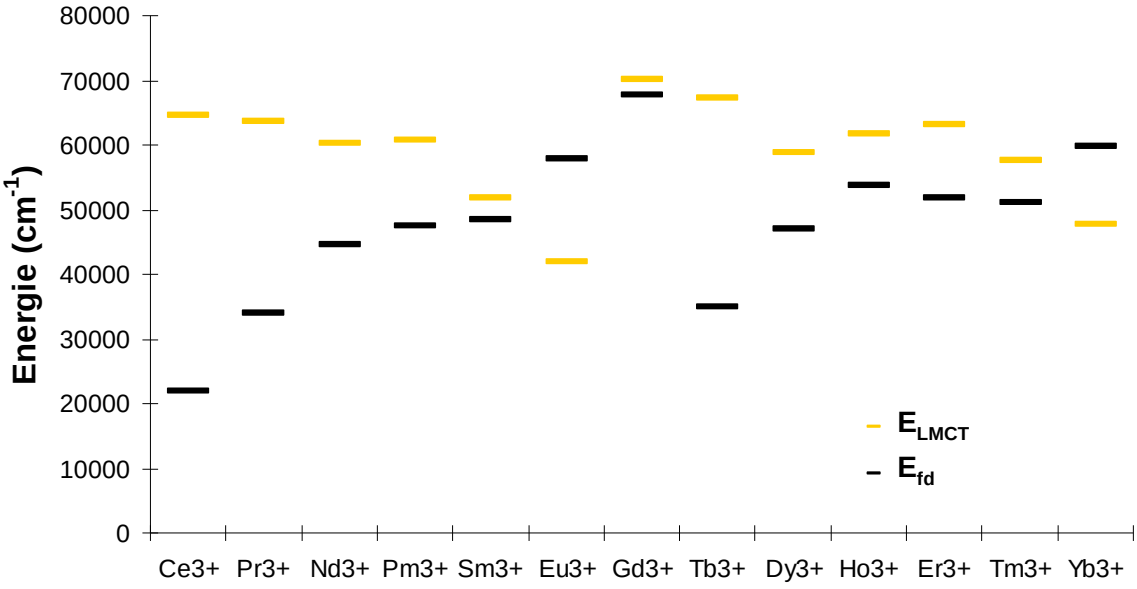


Figure 4.1 : Evaluation de la position des maxima des bandes d'absorption LMCT et des bandes d'absorption fd des ions Terres Rares dans le YAG [Moncorgé 2008].

Dans le Chapitre 2, nous avons présenté un modèle complet de mélange à deux ondes entre deux ondes qui interfèrent dans des matériaux laser pompés dopés Nd^{3+} et Yb^{3+}. Ce modèle prend en compte tous les paramètres majeurs qui contrôlent le taux d'énergie transférée d'un faisceau vers l'autre. En particulier, l'influence du décalage en longueur d'onde par rapport à la résonance de gain laser, la variation d'indice de réfraction non-résonante et le décalage en fréquence d'un faisceau par rapport à l'autre ont été pris en compte. Une expérience de mélange à deux ondes dans une fibre cristalline Nd :YAG pompée en continu par deux diodes laser a été réalisée et le modèle donne un accord satisfaisant avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, ce travail indique les conditions optimales pour un mélange à deux ondes plus efficace et aidera

sûrement à choisir le meilleur des matériaux pour réaliser une application à la combinaison de faisceau. Le KYbW (100%Yb^{3+} KYW) pompé permet de confiner le nombre d'ions dans l'état excité dans un volume restreint en raison de la forte absorption de ce cristal à 981 nm. Il permettrait donc d'atteindre des variations d'épaisseur optique d'origine électronique importantes. On peut donc s'attendre à avoir un transfert d'énergie efficace dans ce matériau.

Le Chapitre 2 a aussi montré que la possibilité d'inscrire un hologramme de phase dynamique dans un milieu amplificateur ouvrait aussi la voie vers des applications nouvelles telles que l'interférométrie auto-adaptative. Dans cette application le laser illumine un objet vibrant. La rétrodiffusion qui est une figure de speckle est envoyée vers un milieu amplificateur pour interférer avec un faisceau référence et produire un hologramme dynamique. La partie diffractée du faisceau référence se combine alors avec le faisceau présentant du speckle et joue le rôle d'oscillateur local auto-adapté pour une détection hétérodyne. En utilisant un photodétecteur il est possible d'extraire l'information Doppler contenue dans le faisceau objet. En se plaçant à la bonne longueur d'onde, on peut faire en sorte que les ondes se diffractent sur un réseau de gain pur (δ=-0,25) ou de gain et d'indice (δ=0,5). Lorsque δ=-0,25, la détection était alors quadratique avec l'amplitude de déplacement du piézo-électrique alors qu'elle était linéaire lorsque δ=0,5. Un réseau d'indice permet donc d'avoir une meilleure sensibilité de détection des déplacements de l'objet à analyser (de l'ordre de 20 nm).

Le Chapitre 3 a présenté une cavité laser auto-adaptative pompée par diodes délivrant 180 mJ à 10 Hz et étant capable de fonctionner à 100 Hz avec des impulsions de 105 mJ, soit une puissance moyenne de 10,5 W. Les performances de ce laser ont été rendu possibles grâce au développement d'une tête laser à fort gain pompée par diodes dédiée à cette application. Un gain faible signal de 5,5 a été mesuré dans cette tête laser ce qui correspond à un facteur d'amplification de 250 en simple passage. Cet amplificateur laser a permis de réaliser les impulsions les plus énergétiques jamais obtenues avec un laser auto-adaptatif pompé par diodes. Les performances en terme d'efficacité sont comparables à celles des lasers conventionnels avec en plus des bénéfices tels que la bonne qualité de faisceau, l'opération mono-fréquence et la génération d'impulsions nanosecondes. Cette architecture permet donc d'enlever la cellule de Pockels et de supprimer le système d'injection sans perte notable de performance. Les caractéristiques de ce laser en font une source parfaitement adaptée aux applications Lidars dans l'environnement spatial. En perspective, un

laser auto-adaptatif utilisant une seule tête laser amplificatrice avec une configuration multi-passage pourrait être réalisé.

Annexe A

Nous présentons ici le schéma détaillé de l'expérience d'interférométrie transitoire.

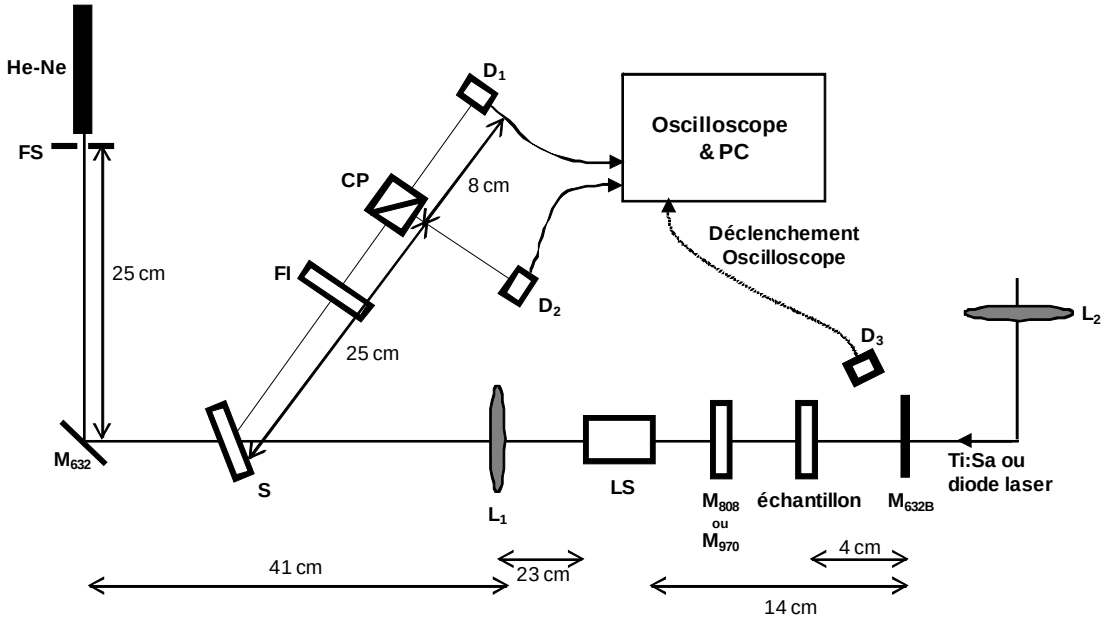


Figure A.1 : schéma détaillé de l'expérience d'interférométrie transitoire. FS : Filtre spatial, FI : Filtre interférentiel à 632 nm, S : Séparatrice 50/50, CP : cube polariseur, LS : Lame de Savart, M_{808}/M_{970} : Miroir R_{max} à 808 nm / 970 nm, M_{632} : Miroir R_{max} à 632 nm, M_{632B} : miroir R_{max} à 632 nm et T > 80% à 808 nm et 970 nm, D : détecteur, L_1 : lentille de focale f = 30 cm, L_2 : lentille de focale f = 50 cm (respectivement f = 10 cm) pour les matériaux dopés Nd^{3+} (respectivement Yb^{3+})

Trois parties peuvent être distinguées dans ce montage :

- Un bloc « pompe » qui assure le peuplement du niveau émetteur laser
- Le bloc interférométrique
- Un bloc mesure constitué de deux photodiodes, d'un oscilloscope numérique et d'un ordinateur

Nous avons utilisé un laser Ti :Sa impulsionnel pour pomper les matériaux dopés Nd^{3+} et une diode laser émettant à 970 nm pour pomper les matériaux dopés Yb^{3+}. Le faisceau pompe était focalisé au moyen d'une lentille de focale f = 50 cm pour les matériaux dopés Nd^{3+} et au moyen d'une lentille de focale f = 10 cm pour les matériaux dopés Yb^{3+}.

Le bloc interférométrique est tout d'abord constitué d'un laser He-Ne émettant un faisceau laser à 633 nm de 5 mW, polarisé. Le faisceau traverse le filtre spatial (un diaphragme) puis la lame séparatrice 50/50. Une lentille permet de focaliser le faisceau sur le miroir M_{632B} après avoir traversé la lame de savart, le miroir R_{max} à 808 nm ou le miroir R_{max} à 970 nm et l'échantillon. La lame de savart est un cristal biréfringent à faces parallèles taillé de manière à ce que l'axe optique fasse un angle de 45° par rapport aux faces du cristal. Les faisceaux de polarisation ordinaire et extraordinaire sont alors séparés spatialement et restent parallèles entre eux formant ainsi les deux bras de l'interféromètre. Une des deux voies est pompée au niveau du cristal. Les miroirs M_{808} ou M_{970} permettent de réfléchir le faisceau de pompe qui n'a pas été absorbé par le cristal et donc permettent de protéger la lame de Savart. Après avoir été réfléchis sur le miroir M_{633B}, les faisceaux He-Ne retraverse l'échantillon, le miroir M_{808} ou M_{970} et la lame de Savart où les deux faisceaux sont recombinés en un faisceau. Celui-ci traverse la lentille L_1 puis se réfléchit sur la lame séparatrice et traverse le cube polariseur. Un filtre interférentiel permet de couper le résiduel de pompe à 808 nm ou 970 nm. Le cube polariseur est un prisme de Glan-Taylor qui est un miroir semi-réfléchissant polarisant. Il est formé de deux prismes biréfringents séparés par une fine couche d'air. Le prisme est taillé de manière à ce que l'onde extraordinaire arrive à Brewster sur la couche d'air. Ainsi seule l'onde ordinaire se réfléchit. L'onde ordinaire arrive à l'interface en réflexion totale. Ainsi elle ne peut être transmise. Le cube polariseur est orienté de sorte que ses axes soient à 45° des polarisations propres à chacun des deux bras de l'interféromètre. Le miroir M_{633B} est légèrement tilté de manière à ce que le faisceau qui est transmis par la lame séparatrice soit bloqué par le filtre spatial.

Le bloc de détection permet d'acquérir le signal d'interférence. Nous avons protégé les détecteurs de manière à s'affranchir de la lumière ambiante et de ne détecter que le signal interférométrique. Un oscilloscope relié à un ordinateur permet d'acquérir les signaux transitoires.

Annexe B

Nous présentons ici le schéma détaillé de l'expérience de diffractométrie transitoire.

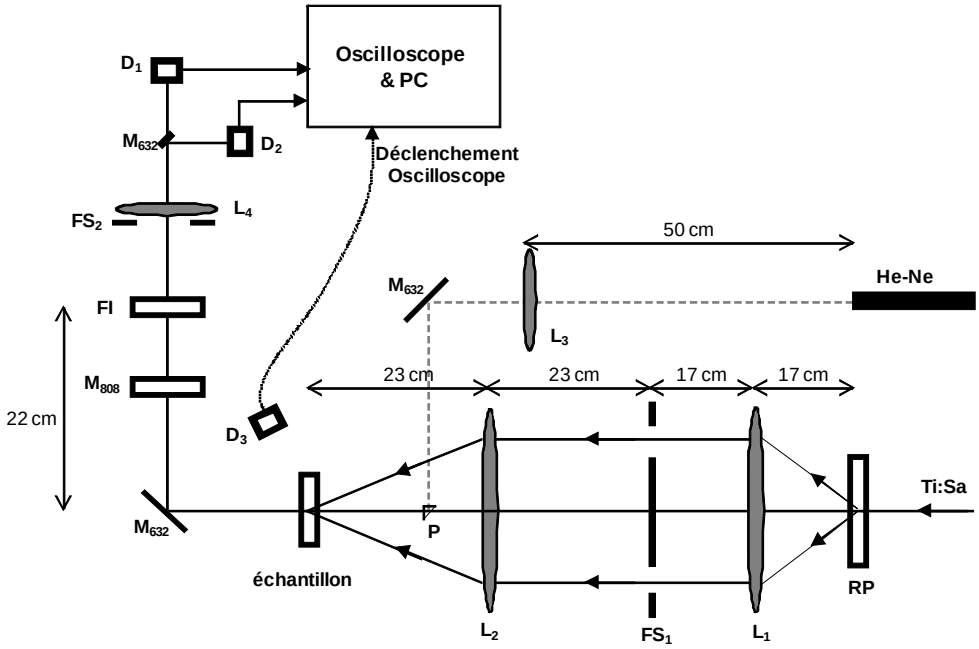


Figure B.1 : schéma détaillé de l'expérience de diffractométrie transitoire. FS : Filtre spatial, FI : Filtre interférentiel à 632 nm, M_{808} : Miroir R_{max} à 808 nm, M_{632} : miroir métallique, RP : Réseau de phase, P : Prisme, D : détecteur, L_1 : lentille 1 de focale f=17 cm, L_2 : lentille 2 de focale f=23 cm, L_3 : lentille 3 de focale f= 50 cm, L_4 : lentille 4 de focale f= 10 cm.

Trois parties peuvent être distinguées dans ce montage :

- Un bloc « pompe » qui permet d'enregistrer un réseau sinusoïdal de population
- Le bloc diffractométrique
- Un bloc mesure constitué de deux photodiodes, d'un oscilloscope numérique et d'un ordinateur

Nous avons effectué des mesures diffractométriques uniquement sur les matériaux dopés Nd^{3+}. En effet, comme il est mentionné au paragraphe 1.6, dans les matériaux dopés Yb^{3+}, la mesure de variation d'indice peut être effectuée

indifféremment avec la méthode interférométrique ou la technique diffractométrique. La technique interférométrique étant plus facile à mettre en œuvre nous avons privilégié cette technique pour caractériser les matériaux dopés Yb^{3+}.

Le bloc de pompe est constitué d'un laser Ti :Sa impulsionnel incident sur un réseau de phase dont la modulation de phase est optimisée à 808 nm pour avoir un maximum d'efficacité de diffraction dans les ordres +1 et -1. La lentille L_1 permet de focaliser les différents ordres de diffraction sur le filtre spatial n°1 qui ne sélectionne alors que les ordres +1 et -1. La lentille L_2 permet d'obtenir deux faisceaux qui interfèrent sur le cristal. Le réseau de phase utilisé a un pas Λ_{RP} de 50 µm et le pas du réseau de population photo-induit est alors donné par l'expression suivante :

$$\Lambda = \frac{\Lambda_{RP}}{2}\frac{f_2}{f_1} = 32\mu m$$

Le bloc diffractométrique est constitué d'un laser He-Ne émettant un faisceau laser à 633 nm de 5 mW, polarisé. Il arrive en incidence normale sur l'échantillon. Pour cela un petit prisme est utilisé. Le faisceau sonde se réfléchit en réflexion totale sur le haut du prisme et les faisceaux pompes passent juste au dessus du prime. Une lentille L_3 est utilisée de manière à avoir le waist du faisceau sonde sur l'échantillon. Un miroir R_{max} à 808 nm ainsi qu'un filtre interférentiel permettent de couper le résiduel de pompe. Un filtre spatial est utilisé de manière à ne conserver que les ordres -1, 0, +1. Une lentille L_4 focalise alors les faisceaux sur les détecteurs D_1 et D_2. Un petit miroir métallique est placé de manière à réfléchir l'ordre 0 vers le détecteur D_2. Les deux ordres de diffraction +1 et -1 passent de part et d'autre du miroir et sont collectés par le détecteur D_1.

Le bloc de détection permet d'acquérir le signal diffractométrique. Nous avons protégé les détecteurs de manière à s'affranchir de la lumière ambiante et de ne détecter que le signal diffractométrique. Les détecteurs possèdent un gain réglable sur 0 dB, 10 dB et 20dB. Le détecteur 1 est réglé sur 20 dB et le détecteur 2 sur 0dB. Un oscilloscope relié à un ordinateur permet alors d'acquérir les signaux transitoires.

Annexe C

Nous présentons ici le calcul de la densité moyenne d'ions dans l'état excité à t=0, c'est-à-dire après un pic de Dirac d'excitation, dans le cas de la méthode interférométrique et dans le cas de la technique diffractométrique.

Tout d'abord, la densité d'ions dans l'état excité s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta N(r,\theta,z) = \frac{d^3E_{abs}(r,\theta,z)}{h\nu_p} \tag{C.1}$$

avec $h\nu_p$ l'énergie associée à un photon de pompe et d^3E_{abs} la densité d'énergie absorbée aux coordonnées r, θ, z. Le produit $d^3E_{abs}.d^3r$ est donc l'énergie absorbée aux coordonnées r, θ, z dans un élément de volume d^3r.

La densité d'ions dans l'état excité moyennée suivant z s'écrit :

$$\overline{\Delta N(r,\theta)}^z = \frac{\int_0^l d^3E_{abs}(r,\theta,z)dz}{l.h\nu_p} \tag{C.2}$$

où l est l'épaisseur du cristal et z la coordonnée normale à la surface de l'échantillon.

Cette expression peut être mise sous la forme :

$$\overline{\Delta N(r,\theta)}^z = \frac{\overline{d^2E_{abs}(r,\theta)}^z}{l.h\nu_p} \tag{C.3}$$

Cette fonction s'exprime de la façon suivante :

$$\overline{\Delta N(r,\theta)}^z = \frac{E_{abs} \times In_{pump}}{l.h\nu_p} \tag{C.4}$$

E_{abs} étant l'énergie totale absorbée par le cristal et In_{pump} étant le profil transversal du faisceau pompe normalisé à 1.

Dans le cas de la méthode interférométrique, en considérant que le faisceau pompe est gaussien la fonction In_{pump} s'écrit :

$$In_{pump}(r,\theta) = \frac{2}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{pump}^2}\right) \tag{C.5}$$

Cette expression vérifie bien

$$2\pi\int_0^\infty In_{pump}(r)\times r.dr = -\left[\exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{pump}^2}\right)\right]_0^\infty = 1 \tag{C.6}$$

On obtient donc :

$$\overline{\Delta N(r,\theta)}^z = \frac{E_{abs}}{l.h\nu_p}\frac{2}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{pump}^2}\right) \tag{C.7}$$

Soit en r=0 :

$$\overline{\Delta N(r=0)}^z = \frac{2}{\pi\omega_{pump}^2}\frac{1}{l}\frac{E_{abs}}{h\nu_p} \tag{C.8}$$

Dans le cas de la technique diffractométrique, le faisceau de pompe est une sinusoïde modulée par une fonction gaussienne :

$$In_{pump}(x,y) = \frac{4}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega_{pump}{}^2}\right)\left(\frac{1+\cos(2\pi y/\Lambda)}{2}\right) \tag{C.9}$$

Cette distribution vérifie :

$$\begin{aligned} 2\pi\int_0^\infty In_{pump}(r)\times r.dr &= 2\pi\int_0^\infty \frac{2}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-2\frac{(x^2+y^2)}{\omega_{pump}^2}\right)\times r.dr \\ &+ 2\pi\int_0^\infty \frac{2}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-2\frac{(x^2+y^2)}{\omega_{pump}^2}\right)\cos(2\pi y/\Lambda)\times r.dr \end{aligned} \tag{C.10}$$

$$2\pi\int_0^\infty In_{pump}(r)\times r.dr = -\left[\exp\left(-2\frac{r^2}{\omega_{pump}^2}\right)\right]_0^\infty = 1 \tag{C.11}$$

On obtient donc :

$$\overline{\Delta N(x,y)}^z = \frac{E_{abs}}{l.h\nu_p}\frac{4}{\pi\omega_{pump}^2}\exp\left(-2\frac{(x^2+y^2)}{\omega_{pump}^2}\right)\left(\frac{1+\cos(2\pi y/\Lambda)}{2}\right) \tag{C.12}$$

Soit en x=y=0 :

$$\overline{\Delta N(r=0)}^z = \frac{4}{\pi\omega_{pump}^2}\frac{1}{l}\frac{E_{abs}}{h\nu_p} \tag{C.13}$$

Annexe D

DIFFUSION D'UNE DISTRIBUTION GAUSSIENNE DE TEMPERATURE

Nous allons montrer ici via les équations de diffusion de la chaleur qu'une distribution gaussienne de température reste gaussienne. L'expression de l'évolution de cette distribution de température est utilisée au chapitre 1 pour remonter au coefficient de diffusivité thermique du matériau.

Soit $\delta T(x,t)$ l'élévation de température en x et à l'instant t. Considérons l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial \delta T(x,t)}{\partial t} = D \times \nabla^2 \delta T(x,t) + \frac{P}{\rho C} \qquad \text{(D.1)}$$

∇^2 est l'opérateur Laplacien, D est le coefficient de diffusivité thermique, P une éventuelle production volumique de chaleur propre, ρ est la masse volumique du matériau et C est sa chaleur spécifique massique du matériau (en J/kg.K)

Plaçons-nous en coordonnées cylindriques. Le laplacien de T s'exprime alors de la façon suivante :

$$\nabla^2 \delta T = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \delta T}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \delta T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \delta T}{\partial z^2} \qquad \text{(D.2)}$$

Compte-tenu de la symétrie du problème le terme $\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \delta T}{\partial \theta^2}$ est nul.

Le terme $\frac{\partial^2 \delta T}{\partial z^2}$ est négligeable devant le terme $\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \delta T}{\partial r}\right)$. Nous reviendrons sur cette approximation.

Considérons maintenant la distribution de température suivante :

$$\delta T(r,t) = \frac{\delta T_0}{1+t/t_0}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right) \tag{D.3}$$

avec :

$$\omega_p^2(t) = 8D(t_0+t) = \omega_p^2 + 8Dt \tag{D.4}$$

t_0 s'exprimant alors de la façon suivante :

$$t_0 = \frac{\omega_p{}^2}{8D} \tag{D.5}$$

Cette distribution de température est-elle solution de l'équation de la chaleur ?

Calculons le produit $D\times\nabla^2\delta T(r,t)$:

$$D\times\nabla^2\delta T = D\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \delta T}{\partial r}\right) \tag{D.6}$$

Ce qui vaut en considérant l'expression (D.3) :

$$D\times\nabla^2\delta T = -\delta T_0\frac{1}{1+t/t_0}\frac{8D}{\omega_p{}^2(t)}\left(\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)\right) \tag{D.7}$$

Avec l'équation (D.4), on obtient :

$$D\times\nabla^2\delta T = -\delta T_0\frac{1/t_0}{(1+t/t_0)^2}\left(\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)\right) \tag{D.8}$$

Calculons d'autre part le terme $\frac{\partial \delta T}{\partial t}$:

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = \delta T_0\left[-\frac{1/t_0}{(1+t/t_0)^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)+\frac{1/t_0}{(1+t/t_0)^3}\frac{2r^2}{8Dt_0}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)\right] \tag{D.9}$$

Avec l'équation (D.4), on obtient :

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = -\delta T_0 \frac{1/t_0}{\left(1+t/t_0\right)^2}\left[\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_p{}^2(t)}\right)\right] \qquad \text{(D.10)}$$

L’expression (D.3) vérifie donc bien l’équation (D.1).

Références bibliographiques

[Agate 2002] B. Agate, B. Stormont, A. J. Kemp, C. T. A. Brown, U. Keller, W. Sibbett, “Simplified cavity designs for efficient and compact femtosecond Cr:LiSAF lasers”, Opt Com, 205, 207-213, 2002.

[Antipov 1998] O.L. Antipov, A.S. Kuzhelev, A.Y. Luk’yanov, A.P. Zinov’ev, “Changes in the refractive index of an Nd:YAG laser crystal on excitation of the Nd^{3+} ions”, IEEE J. Quant. Elec., 28(10), 867-874, 1998.

[Antipov 1998] O.L. Antipov, A.S. Kuzhelev, D.V. Chausov, “Nondegenerate FWM measurements of a resonantly induced refractive index grating in a Nd:YAG amplifier”, Opt. Lett.,23(6), 448-450, 1998

[Antipov 1998] O. L. Antipov, S. I. Belyaev, A. S. Kuzhelev, and D. V. Chausov, "Resonant two-wave mixing of optical beams by refractive-index and gain gratings in inverted Nd:YAG," J. Opt. Soc. Am. B 15, 2276-2282, 1998

[Antipov 1999] O.L. Antipov, A.S. Kuzhelev, D.V. Chausov, A.P. Zinov’ev, “Dynamics of refractive-index changes in a Nd:YAG laser crystal under excitation of Nd^{3+} ions”, J. Opt. Soc. Am. B, 16, 1072-1079, 1999

[Antipov 2003] O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, A.P. Savikin, V.A. Vorob’ev, D.V. Bredikhin, M.S. Kuznetsov, “Electronic changes of refractive index in intensively pumped Nd:YAG laser crystals”, IEEE J. Quant. Elec. 39, 910-918, 2003.

[Antipov 2004] O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, A.V. Ievlev, A.P. Savikin, “Diode pumped Nd :YAG laser with reciprocal dynamic holographic cavity” Optics Express 12, 4313-4319, 2004

[Antipov 2006] O.L. Antipov, D.V. Bredikhin, O.N. Eremeykin, A.P. Savikin, E.V. Ivakin, A.V. Sukhadolau, “Electronic mechanism for refractive index changes in intensively pumped Yb:YAG laser crystals”, Opt Lett., 31(6), 763-765, 2006.

[Baldwin 1967] G.D. Baldwin, E.P. Riedel, “Measurement of dynamic optical distortion in Nd-doped glass laser rods”, J. Appl. Phys, 38, 2726-2738, 1967.

[Bel'dyugin 1989] I.M. Bel'dyugin et al., "Solid-state lasers with self-pumped phase conjugate mirrors in an active medium" Sov. J. Quantum Electron 19, 740-742, 1989

[Bennaï 2007] B. Bennaï, V. Jolivet, P. Bourdon, « Etude des fluctuations de phase et combinaison cohérente de lasers à fibre en vue de la réalisation d'une source de forte énergie », JNOG, 2007.

[Biswal 2005] S. Biswal, S.P. O'Connor, S.R. Bowman, "Thermo-optical parameters measured inYb doped potassium Gadolinium tungstate", Appl. Opt. 44 (15) 3093-3097, 2005

[Breugnot 1995] S. Breugnot, "Détection hétérodyne grand champ", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud d'Orsay, 1995

[Brignon 1993] A. Brignon, J.P. Huignard, "Two-wave mixing in Nd:YAG by gain saturation", Optics Letters, 18, 1639-1641, 1993

[Brignon 1996] A. Brignon, Thèse de Doctorat, « Mélange d'ondes et interactions non-linéaires dans le milieu laser », Université de Paris Sud, UFR scientifique d'Orsay, 1996.

[Catunda 2001] S.M. Lima, H. Jiao, L.A.O. Nunes, T. Catunda, "Non linear refraction spectroscopy in resonance with laser lines in solids", Opt. Lett., 27(10), 845-847, 2001.

[Catunda 2007] S. M. Lima1, T. Catunda, "Discrimination of Resonant and Nonresonant Contributions to the Nonlinear Refraction Spectroscopy of Ion-Doped Solids", Phys. Rev. Lett. 99, 243902, 2007

[Chénais 2003] Sébastien Chénais, François Balembois, Frédéric Druon, Gaëlle Lucas-Leclin, and Patrick Georges, "Thermal Lensing in Diode-Pumped Ytterbium Lasers—Part I: Theoretical Analysis and Wavefront Measurements", IEEE J. Quant. Elec. 40, 1217-1234, 2003.

[Chenais 2004], Sébastien Chénais, François Balembois, Frédéric Druon, Gaëlle Lucas-Leclin, and Patrick Georges, "Thermal lensing in diode-pumped ytterbium lasers. Part II: Evaluation of quantum efficiencies and thermo-optic coefficients", *IEEE* Journal of Quantum Electronics, Vol *40*, No. 9, *2004*

[Chi 2009] M. Chi, J.P. Huignard, and P.M. Petersen, "A general theory of two-wave mixing in nonlinear media," J. Opt. Soc. Am. B 26, 1578-1584, 2009

[Corcoran 2009] C.J. Corcoran, F. Durville, "Passive phasing in a coherent laser array", IEEE J. Quant. Elec. 15(2),294-300, 2009

[Corning] www.corning.com/docs/.../H0607_CaF2_Product_Sheet.pdf

[Damzen 1995] M. J. Damzen, R. P. M. Green, and K. S. Syed, "Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms," Opt. Lett. 20, 1704-1706, 1995

[Damzen 2005] M.J. Damzen, A.Boyle, A. Minassian, “Adaptative gain interferometry : a new mechanism for optical metrology with speckle beams”, Optics Letters, 30(17), 2230-2232, 2005.

[De Rossi 2001] « Etude et réalisation d'un vibromètre holographique », Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2001

[Demoustier 2008] S. Demoustier, C. Bellanger, A. Brignon, J.P. Huignard, “Coherent beam combining of 1,5 µm Er/Yb doped fiber amplifiers”, Fiber and Integrated Optics, 27(5), 392-406, 2008

[Desfarges-Berthelemot 2006] A. Desfarges-Berthelemot et al., “Coherent combining of fibre lasers” C.R. Physique 7, 244-253, 2006

[Di Bartolo 1968] B. Di Bartolo, Optical Interactions in Solids, John Wiley and Sons, Inc., NY, 1968.

[Didierjean] J. Didierjean, « Etude thermique des cristaux lasers en pompage longitudinal, réalisation de lasers à fibres monocristallines », thèse de doctorat

[Didierjean 2008] J. Didierjean, E. Herault, F. Balembois, P. Georges, “Thermal conductivity measurements of laser crystals by infrared thermography. Application to Nd:doped crystals”, Opt. Exp. 16 (12), 8995-9010, 2008

[Dorenbos 2000] P. Dorenbos, “The 5d level positions of the trivalent lanthanides in inorganic compounds”, J. of Luminescence 91, 155-176, 2000

[Eichler 1986] H.J. Eichler, P. Gunter, D.W. Pohl, Laser-Induced Dynamic Gratings, Springer, New York Berlin Heidelberg, 1986.

[Fan 1993] T. Y. Fan, “Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG”, IEEE J. Quant. Elect. QE 29, 1457-1459, 1993.

[Filippov 2007] V.V. Filippov, N.V. Kuleshov, I.T. Bodnar, “Negative thermo-optical coefficients and athermal directions in monoclinic KGd(WO4)2 and KY(WO4)2 laser host crystals in the visible region”, Appl. Phys. B 87 (4), 611-614, 2007

[Fotiadi 2008] A.A. Fotiadi, O.L. Antipov, P. Megret, “Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers”, Opt. Expr. 16 (17), 12658, 2008

[Fybercryst] http://www.fibercryst.com

[Gaylord 1981] T.K. Gaylord and M.G. Moharam, “Thin and thick gratings: terminology clarification”, Appl. Opt. 20, 3271-3273, 1981

[Guerassimova 2001] N. Guerassimova, N. Garnier, C. Dujardin, A.G. Petrosyan and C. Pédrini, "X-ray-excited charge transfer luminescence in YAG:Yb and YbAG”, J. Lumin. 94–95, p. 11, 2001

[Guerassimova 2001] N. Guerassimova, N. Garnier, C. Dujardin, A.G. Petrosyan and C. Pédrini, « X-ray excited charge transfer luminescence of Ytterbium-containing aluminium garnets », Chem. Phys. Lett. 339, p. 197, 2001

[Guyot 1993] Yannick Guyot, Thèse de doctorat, « Absorption dans l'état excité et performances laser des cristaux dopés par l'ion Néodyme : Nd :YAG, Nd :YLF et Nd :LMA », Université Claude Bernard, 1993.

[Guyot 1993] Y. Guyot, R. Moncorge, "Excited state absorption in the infrared emission domain of Nd^{3+} doped YAG, YLF and LMA", J. Appl Phys 73, 8526, 1993.

[Guyot 1995] Y. Guyot, H. Manna, J.Y. Rivoire, R. Moncorge, N. Garnier, E. Descroix, M. Bon and P. Laporte, « Excited state absorption and upconversion studies of Nd^{3+} doped YAG, YLF and LMA", Phys. Rev. B, 51, 784-799, 1995

[Hariharan 1991] P. Hariharan, Rep. Prog. Phys. 54, 339,1991

[Henry 1982] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", IEEE J. Quantum Electron. 18 (2), 259, 1982

[Hoya] http://www.hoyaoptics.com/

[Ian Mc Michael 1994] Ian McMichael, Ragini Saxena, Tallis Y. Chang, Qize Shu, Stephen Rand, Jimmy Chen, and Harry Tuller, "High-gain nondegenerate two-wave mixing in Cr:YAlO3", Opt. Lett. 19, 1511-1513, 1994

[Ivakin 2007] E.V. Ivakin, A.V. Sukhadolau, O.L. Antipov, N.V. Kuleshov, "Transient grating measurements of refractive-index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals", Appl. Phys. B 86, 315, 2007

[Jorgensen 1962] C.K. Jorgensen, Mol. Phys. 5, 271, 1962

[Labudde 1976] P. Labudde, W. Seka, and H. P. Weber, Gain increase in laser amplifiers by suppression of parasitic oscillations, Appl. Phys. Lett., **29**, 732, 1976

[Lagatsky 2000] A. Lagatsky, A. Abdolvand, N.V. Kuleshov, "Passive Q-switching and self-frequency Raman conversion in a diode-pumped Yb:KGd(WO4)2 laser" Opt. Lett. 22, 616-618, 2000

[Lhermite 2010] J. Lhermite, E. Suran, V. Kermene, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, "Coherent combining of 49 laser beams from a multiple core optical fiber by a spatial light modulator," Opt. Express 18, 4783-4789, 2010

[Lombard 2006] Laurent Lombard, Arnaud Brignon, Jean-Pierre Huignard, Éric Lallier, Gaëlle Lucas-Leclin, Patrick Georges, Gilles Pauliat, Gérald Roosen, "High power multimode fiber amplifier with wavefront reshaping for high beam quality recovery", C. R. Physique 7, 233–243, 2006

[Lucas-Leclin 2008] G. Lucas-Leclin, D. Paboeuf, P. Georges, J. Holm, P.Andersen, B. Sumpf, G. Erbert, "Wavelength-Stabilization of Extended-Cavity Tapered Lasers with Volume Bragg Gratings", Applied Physics B, 91 (3-4), p 493-498, 2008

[Mahajan 2007] Rajni Mahajan, A.L. Shah, Suranjan Pal, Anil Kumar, “Analytical study for investigating the behaviour of Nd-doped Glass, YAG and GGG under the heat capacity mode of operation”, Optics & Laser Technology, 39, 1406–1412, 2007.

[Margerie 2006] J. Margerie, R. Moncorgé, P. Nagtegaele, “Spectroscopic investigation of variations in the refractive index of a Nd:YAG laser crystal : Experiments and crystal-field calculations”, Phys. Rev. B, 74, 235108, 2006.

[Minassian 2005] A. Minassian, B.A. Thompson, G. Smith, M.J. Damzen, “High-power scaling (>100 W) of a diode-pumped TEM00 Nd:GdVO4 laser system”, IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 11 (3), 621-625, 2005

[Mochalov 1997] I. V. Mochalov, “Laser and nonlinear properties of the potassium gadolinium tungstate laser crystal KGd(WO4)2:Nd3+ (KGW:Nd)”, Opt. Eng. 36, 1660-1669, 1997

[Moncorgé 2008] R. Moncorgé, O.N. Ereymekin, J.L. Doualan, O.L. Antipov, “Origin of athermal refractive index changes observed in Yb^{3+} doped YAG and KGW”, Opt. Comm., 281, 2526-2530, 2008.

[Passilly 2004] Nicolas Passilly, Michael Fromager, and Kamel Aït-Ameur, "Improvement of the Self-Q-Switching Behavior of a Cr:$LiSrAlF_6$ Laser by Use of Binary Diffractive Optics," Appl. Opt. 43, 5047-5059, 2004

[Passilly 2004] N. Passilly, M. Fromager, K. Ait-Ameur, R. Moncorgé, J.L. Doualan, A. Hirth, G. Quarles “ Experimental and theoretical investigation of a rapidly varying nonlinear lensing effect observed in a Cr :LiSAF laser ”, J. Opt. Soc. Am. B 21, 531-538, 2004

[Pennington 1993] D.M. Pennington and C.B. Harris, “Dynamics of surface thermal expansion and diffusivity using two-color reflection transient gratings”, LLNL report UCRL-JC-111288, 1993.

[Pieterson 2000] L. van Pieterson, M. Heeroma, E. de Heer, A. Meijerinck, « Charge transfer luminescence of Yb^{3+}», J. Lumin. 91, 177, 2000

[Powell 1989] R.C. Powell, S.A. Payne, L.L. Chase, G.D. Wilke, “Index of refraction change in optically pumped solid-state laser materials”, Opt. Lett., 14(21), 1204-1206, 1989.

[Powell 1990] R.C. Powell, S.A. Payne, L.L. Chase, G.D. Wilke, “Four-wave mixing of Nd^{3+} doped crystals and glasses”, Phys. Rev. B, 41(13),8593-8602, 1990.

[Riedel 1967] E.P. Riedel and G.D. Baldwin, “Theory of dynamic optical distortion in isotropic laser materials” J. Appl. Phys. 38, 2720-2725, 1967

[Sato 2007] Y. Sato, T. Taira, “Thermo-optical and –mechanical patrameters of Nd:GdVO4 and Nd:YVO4”, OSA/CLEO 2007, Tech. Digest paper JWA87

[Sillard 1997] P. Sillard, A. Brignon, and J.P. Huignard “Loop resonators with self-pumped phase conjugate mirrors in solid-state saturable amplifiers” J. Opt. Soc. Am. B 14, 2049-2058, 1997

[Sillard 1998] P. Sillard, A. Brignon, J.P. Huignard, “Gain-grating analysis of a self-starting self-pumped phase-conjugate Nd:YAG loop resonator”, IEEE J. Quant. Elec. 34, 465-472, 1998

[Sillard 1998] P. Sillard, A. Brignon, J.-P. Huignard, and J.-P. Pocholle, "Self-pumped phase-conjugate diode-pumped Nd:YAG loop resonator," Opt. Lett. 23, 1093-1095, 1998

[Sirohi 1991] R.S. Sirohi, ed., “Selected papers on speckle metrology”, Vol. MS35 of SPIE Milestone Series, 1991

[Soan 1992] P. J. Soan, A. D. Case, M. J. Damzen, and M. H. R. Hutchinson, "High-reflectivity fourwave mixing by saturable gain in Rhodamine 6G dye," Opt. Lett. 17, 781-783, 1992

[Soulard 2010] R. Soulard, A. Zinoviev, J. L. Doualan, E. Ivakin, O. Antipov, and R. Moncorgé, "Detailed characterization of pump-induced refractive index changes observed in Nd:YVO4, Nd:GdVO4 and Nd:KGW," Opt. Expr. 18, 1553-1568, 2010

[Soulard 2010] R. Soulard, R. Moncorgé, A. Zinoviev, K. Petermann, O. Antipov, A. Brignon, “Nonlinear spectroscopic properties of Yb^{3+} doped sesquioxydes Lu_2O_3 and Sc_2O_3”, Opt. Expr. 18, 11173-11180, 2010

[Steinhausser 2007] B. Steinhausser, A. Brignon, E. Lallier, J. P. Huignard, and P. Georges, «High energy, single-mode, narrow-linewidth fiber laser source using stimulated Brillouin scattering beam cleanup», Optics Express, Vol. 15, Issue 10, 6464-6469, 2007.

[Weaver 1989] S.C. Weaver, S.A. Payne, “Determination of excited-state polarizabilities of Cr^{3+}-doped materials by degenerate four-wave mixing”, Phys. Rev. B, 40(146), 10727-10739, 1989.

[Weber 1973] M.J. Weber, “Nonradiative decay from 5d states of rare earths in crystals”, Solid State Commun. 12(7), 741-744, 1973.

[Yeh 1989] Pochi Yeh, “TWM in nonlinear media”, IEEE J. Of Quant. Elec., 25(3), 484-519, 1989

[Zhu 2002] X. Zhu and J.M. Khan, "Free-space optical communication through atmospheric turbulence channels", IEEE Trans. Commun. 50, 1293, 2002

Publications et communications

→ Publications dans revues à comité de lecture

- Soulard et al., *"Detailed characterization of pump-induced refractive index changes observed in Nd:YVO4, Nd:GdVO4 and Nd:KGW "* Opt. Express 18 (2) pp 1553-1568 (2010)

- R. Soulard, R. Moncorgé, A. Zinoviev, K. Petermann, O. Antipov, and A. Brignon,*"Nonlinear spectroscopic properties of Yb^{3+}-doped sesquioxides Lu_2O_3 and Sc_2O_3,"* Opt. Express 18 (11) pp 11173-11180 (2010)

- R. Soulard, A. Brignon, J. P. Huignard, and R. Moncorgé, *"Non-degenerate nearresonant two-wave mixing in diode pumped Nd^{3+} and Yb^{3+} doped crystals in the presence of athermal refractive index grating "* J. Opt. Soc. Am. B 27, pp 2203-2210 (2010)

→ Communications

• dans Conférences internationales

- ICL 2008 à Lyon
"Electronic changes of Refractive Index in Nd^{3+} doped laser systems " R. Soulard, R. Moncorgé, J.L. Doualan, O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, E.V. Ivakin (Poster)

- Europhoton 2008 à Paris
"Polarizability and refractive index changes observed in the Nd^{3+} doped laser materials" R. Soulard, R. Moncorgé, J.L. Doualan, O. O. Antipov, O. N. Eremeykin, E. V. Ivakin, and A. V. Sukhadolau (Oral)

-LPHYS'2010 à Foz do Iguaçu (Brésil)
"Non-resonant pump-induced refractive index changes and two-wave mixing in Nd^{3+} and Yb^{3+} doped laser materials" R. Soulard, A. Brignon, A. Zinoviev, J.L. Doualan, O. Antipov, J.P. Huignard and R. Moncorgé (oral invité)

-AIOM 2011 à Istanbul (Turquie)
"Non-resonant pump-induced refractive index changes and two-wave mixing in Nd^{3+} and Yb^{3+} doped laser materials" R. Soulard, A. Brignon, A. Zinoviev, J.L. Doualan, O. Antipov, J.P. Huignard and R. Moncorgé (oral invité)

• dans Conférences nationales

- Journées thématiques (sept 2008, Caen) réseau CNRS CMDO+ (http://cmdo.cnrs.fr) *«Interférométrie, diffractométrie transitoires pour les mesures de pseudo-* χ*(3) »* R. Soulard, R. Moncorgé (Oral)
- COLOQ'11, 2009 à Mouans-Sartoux
« Amplificateur Nd :YAG pompé diodes à fort gain pour la réalisation d'un laser auto-adaptatif » R. Soulard, A. Brignon, S. Raby, E. Durand » (Poster)

- JNCO 2009 à Lyon (http://cmdo.cnrs.fr)
« Utilisation des réseaux d'indice pour le mélange à deux ondes dans les matériaux lasers dopés Nd^{3+} et Yb^{3+} » R. Soulard, A. Brignon, J.L. Doualan, J.P. Huignard et R. Moncorgé (oral)

Réseaux d'indice et réseaux de gain dans les milieux lasers solides dopés Nd^{3+} ou Yb^{3+} - Utilisation pour le mélange à deux ondes et les cavités laser auto-adaptatives

Le mélange d'onde dans un matériau laser solide placé en inversion de population permet d'enregistrer un hologramme de population qui est à la fois un hologramme de gain et un hologramme d'indice. Ce travail présente tout d'abord une étude fine des variations d'indice de réfraction d'origine électronique qui sont dues à une variation de polarisabilité des ions lorsqu'ils sont promus de l'état fondamental à l'état excité. Une partie de cet effet provient de la présence de bandes UV intenses, un effet qui est donc purement dispersif aux longueurs d'ondes de la transition laser. Nous avons évalué la variation de polarisabilité non résonante des ions Nd^{3+} et Yb^{3+} dans les principales matrices lasers et nous avons étudié la nature des transitions optiques à l'origine des variations d'indice observées. Nous avons ensuite exploité les résultats pour prédire le potentiel de ces matériaux laser dans le cadre d'un mélange à deux ondes non-dégénéré pour des longueurs d'ondes situées au voisinage de la transition laser. Ce modèle a été validé expérimentalement dans une fibre cristalline de YAG :Nd^{3+}. L'étude du transfert d'énergie d'un faisceau vers un autre présente un grand intérêt pour des applications telles que la mise en phase de N lasers à fibres et l'interférométrie auto-adaptative. Par ailleurs, un laser auto-adaptatif pompé par diodes laser a été réalisé permettant l'obtention de forte énergie par impulsion. Il présente des performances en terme d'efficacité qui sont tout à fait comparables avec celles des lasers conventionnels avec des avantages supplémentaires tels que la bonne qualité de faisceau, l'aspect mono-fréquence et l'auto-déclenchement de l'impulsion.

Index gratings and gain gratings in Nd^{3+} or Yb^{3+} doped solid-state laser materials – Use for two-wave mixing and self- adaptive laser resonators

Wave mixing in an inverted solid state laser material enables to record a population hologram that is both a gain and a refractive index hologram. This work first presents a detailed study of the electronic refractive index change that is due to a polarizability change of the ions when they are brought from the ground state to the excited state. A part of the effect comes from the presence of intense UV bands, an effect that is purely dispersive at the wavelength of the laser transition. We evaluated the non resonant polarisability changes of Nd^{3+} and Yb^{3+} ions in the main laser materials and we have studied the nature of the optical transitions at the origin of the observed refractive index variations. We then used these results to predict the potential of the laser materials in a non-degenerate two-wave mixing process for wavelengths in the vicinity of the laser transition. This model has been experimentally validated in a Nd^{3+}:YAG crystal fiber. The study of the energy transfer from one beam to another is of great interest for applications such as phasing of N fiber lasers and self- adaptive interferometry. In addition, a diode-pumped self-adaptive laser resonator was realised and we obtained high energy per pulse. This laser gave rise to efficiencies that are quite comparable with those of conventional lasers with additional advantages such as good beam quality, single-frequency operation and self-triggering of the pulse.

Mots clefs : Matériaux lasers, Optique non-linéaire, Mélange à deux ondes, Conjugaison de phase, Amplificateur laser pompé diode, Interférométrie, Diffractométrie, Combinaison de faisceaux