



HAL
open science

Assemblage d'hétérostructures optiques amplificatrices pour les pilotes de laser de puissance

Thomas Dube

► **To cite this version:**

Thomas Dube. Assemblage d'hétérostructures optiques amplificatrices pour les pilotes de laser de puissance. Electronique. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMC271 . tel-04617224

HAL Id: tel-04617224

<https://theses.hal.science/tel-04617224v1>

Submitted on 19 Jun 2024

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

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

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,
OPTOELECTRONIQUE MICROONDES**

Préparée au sein de l'**Université de Caen Normandie**

**Assemblage d'hétérostructures optiques amplificatrices pour
les pilotes de laser de puissance**

Présentée et soutenue par
THOMAS DUBE

Thèse soutenue le 13/12/2023
devant le jury composé de :

MME AUSTRINE BARTASYTE	Professeur des universités - Université de Franche Comté	Rapporteur du jury
M. DENIS BALITSKY	Chercheur - Cristal Laser	Membre du jury
MME MARIASSTEFANIA DE VIDO	Chercheur - Central Laser Facility	Membre du jury
M. FREDERIC DRUON	Directeur de recherche au CNRS - Université Paris Saclay	Président du jury
M. PATRICE CAMY	Professeur des universités - Université de Caen Normandie	Directeur de thèse
M. SEBASTIEN MONTANT	Directeur de recherche - CEA FAR	Co-directeur de thèse

Thèse dirigée par **PATRICE CAMY** (Centre de recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (Caen)) et **SEBASTIEN MONTANT** (CEA FAR)

RESUME

TITRE : ASSEMBLAGE D'HETEROSTRUCTURES OPTIQUES AMPLIFICATRICES POUR LES PILOTES DE LASER DE PUISSANCE

Les lasers de puissance, tels que le Laser Mégajoule (France) et le National Ignition Facility (États-Unis), ont recours au verre phosphate dopé au Néodyme pour l'amplification laser de forte énergie nécessaire à la réalisation d'expériences de haute densité d'énergie. En raison des contraintes thermiques générées lors du processus de pompage optique du matériau amplificateur, les amplificateurs d'une chaîne laser sont contraints à un fonctionnement mono-coup sous peine de dégrader les propriétés de l'impulsion laser. À ce titre, le pilote, dont le rôle consiste à délivrer une impulsion laser à 1053 nm d'une énergie de 1 J dans une chaîne laser, est limité à une cadence de 1 tir / 5 minutes. L'augmentation de la cadence du pilote contribuerait entre autres à optimiser les performances de ces systèmes laser en termes de stabilité d'énergie et de temps d'alignement. L'élaboration de nouveaux matériaux et d'architectures d'amplificateur laser novatrices s'inscrit dans une démarche d'amélioration de ces performances.

Ce projet de thèse repose sur l'étude de l'assemblage de matériaux optiques aux fonctions complémentaires, que sont l'amplification laser et le refroidissement. Cette thèse vise dans un premier temps à démontrer la faisabilité et l'intérêt de l'assemblage pour l'élaboration de matériaux laser hétérogènes capables de répondre aux besoins d'un pilote de laser de puissance. En premier lieu, plusieurs échantillons hétérogènes élémentaires ont été définis et fabriqués pour cette thèse. Une géométrie assemblée de taille centimétrique met en jeu un matériau à gain laser à 1053 nm et un à deux cristaux non dopés présentant une forte conductivité thermique. En identifiant différents critères matériaux, plusieurs compositions à base de verre et de cristaux ont été associées suivant différents protocoles d'assemblages. Le travail de cette thèse est consacré à la compréhension des effets thermomécaniques et optiques induits lors du pompage dans ces échantillons assemblés. Des premières mesures d'élévation de température et de déformation du front d'onde mettent en lumière une amélioration du refroidissement ainsi qu'une réduction et une modification de la déformation du front d'onde de l'impulsion. L'ensemble de ces mesures sont confrontées à un modèle de simulation numérique développé avec le logiciel COMSOL Multiphysics® au cours de la thèse. L'accord satisfaisant obtenu entre le modèle et les mesures expérimentales ouvre la voie à une interprétation de la déformation du front d'onde observée entre les hétérostructures de différentes compositions. Finalement, le modèle numérique recalé participe à l'élaboration de nouvelles architectures laser hétérogènes abouties qui sont capables de répondre aux besoins d'un pilote de laser de puissance.

Mots-clés : assemblage, adhérence hétérostructures optiques, verre phosphate, cristaux, Néodyme, effets thermiques, déformation du front d'onde, amplificateur laser, lasers de puissance.

ABSTRACT

TITLE: BONDING OF LASER MATERIAL HETEROSTRUCTURES FOR HIGH-POWER LASER FRONT-ENDS

High-power lasers, such as the Laser Mégajoule (France) and the National Ignition Facility (United-States of America), rely on neodymium-doped phosphate glass as the gain material to perform high-energy amplification of laser pulses required for high energy density experiments. Due to thermal stresses occurring within the laser gain material during the pumping process, the overall repetition rate of the amplification stages is limited to one shot every hour. As a matter of fact, the front-end, which is responsible for the generation of a 1-J nanosecond 1053-nm pulse to be injected into a beamline, operates with a repetition rate of one shot every 5 minutes. Increasing its repetition rate while maintaining the same standard of laser performances is seen as a key objective in order to overcome long-lasting alignment procedures prior to an experiment and to achieve high-energy stability. The research dedicated to novel laser materials and innovative cooling architectures has been driving the development of new high-power laser concepts operating at higher repetition rates for the past 20 years.

This project investigates the bonding of optical materials with complementary functions, such as laser amplification and heat mitigation. This thesis aims at establishing the proof-of-principle of laser material bonding applied to amplification and thermal effects reduction in a high-power laser front-end. As a first step, several primary bonded samples have been defined and prepared within the framework of this study. Various samples, based on laser crystals and glasses, were prepared following different bonding procedures. This thesis work delves into the understanding of the thermomechanical effects occurring in bonded laser materials in a side-pumping configuration. Temperature rise as well wavefront measurements underscore a reduction of both thermal load and optical aberrations as well as an improvement of the wavefront distortion. These measurements are compared to a numerical model developed using the finite-element analysis software COMSOL Multiphysics®. The good agreement between the model and the experiments allows for an extensive comprehension of the different thermomechanical contributors to the optical aberrations of each bonded laser material. The numerical model paves the way for the conception of innovative heterogeneous laser material structures dedicated to a new generation of high-power laser front-ends.

Keywords: bonding, optical heterostructures, phosphate glass, laser crystals, Neodymium, thermal effects, wavefront distortion, laser amplifier, high-power lasers.

REMERCIEMENTS

Ainsi s'achèvent trois années de thèse riches en émotions, en souvenirs et en conseils inestimables. Durant tout ce temps, vous avez été nombreux à avoir manifesté votre soutien à mon égard, et ce, à bien des degrés. Avant toute chose, je tiens ici à adresser mes remerciements à tous ceux que j'ai eus la chance de rencontrer sur le chemin de la thèse.

Je souhaite en premier lieu remercier les membres de mon jury d'avoir accepté de participer à ma soutenance et d'avoir apporté de précieux retours sur ces travaux. Je remercie les deux rapporteurs de mon jury de thèse Frédéric DRUON et Ausrine BARTASYTE pour le temps et l'intérêt qu'ils ont consacrés à mes travaux. J'étends ces remerciements à mes deux examinateurs, Mariastefania DE VIDO et Denis BALITSKY, qui ont accepté de partager leur expertise sur le sujet.

Je tiens tout naturellement à commencer par éprouver ma gratitude envers mes directeurs de thèse Patrice CAMY et Sébastien MONTANT pour la confiance qu'ils m'ont accordée sur ce sujet et pour leur patient accompagnement pendant ces trois années. J'ai pleinement apprécié pouvoir évoluer et apprendre à vos côtés. Patrice, malgré la distance et un emploi du temps bien chargé, tu as toujours fait preuve d'un grand intérêt à l'égard de mes travaux, et tu as su me transmettre ton leitmotiv pour la confrontation entre les simulations et les expériences, qui demeure centrale dans ces travaux. Pour m'avoir suivi et encouragé quotidiennement, je te suis très reconnaissant Sébastien, armé de ton inaltérable passion pour la physique et d'un enthousiasme persistant. Tu as pleinement contribué à mon épanouissement et à ma progression durant ces trois années, et ce, à bien des niveaux, aussi bien sur le plan scientifique qu'humain.

Durant ces trois dernières années, j'ai eu la chance d'évoluer au sein du Département des Lasers de Puissance du CEA CESTA et de faire partie d'une équipe à la frontière entre la vie de l'installation et les études menées en base arrière. J'aimerais tout d'abord remercier Catherine pour son accueil au sein du laboratoire ainsi que son soutien et ses nombreux conseils. Vous avez été nombreux à échanger avec moi pendant ces trois années et à avoir contribué à mon intégration au sein du laboratoire. À ce titre, j'aimerais chaleureusement remercier Arnaud, Arnaud, Christophe, Dominique, Frédéric, Louis, Jacques, Michel, Morgane, Nicolas, Patrick, Philippe, Odile, Sandy, Stéphane, Yann (« derrière les rochers ») et William. Merci à Nicolas qui a toujours éprouvé un intérêt pour mon sujet de thèse et m'a apporté de nombreuses réponses concernant le pilote. Je suis aussi reconnaissant envers Gilles qui a gentiment accepté de relire mon introduction avec objectivité et rigueur et qui a su m'apporter des conseils dans des moments pénibles en dernière année. Finalement, j'adresse une pensée en particulier à Elodie et Florent, qui ont toujours su me conseiller autant sur le plan scientifique qu'humain avec patience et pédagogie. Un mot également pour Isabelle et Laurence pour leur bonne humeur à chaque fois que je me descendais manipuler au laboratoire.

Je tiens tout par la suite à remercier les membres de l'équipe du projet LEAP Axe B que j'ai pu côtoyer pendant mes deux premières années de thèse. Dans un premier temps, je remercie Manon qui m'a fait découvrir les activités de l'équipe ainsi que la mesure de

déformation du front d'onde dans des disques épais. Ensuite, je n'oublie pas Thomas, qui a toujours su me reconforter durant mes premières galères de laboratoire (et de voiture !). Je remercie tout particulièrement Hugo qui a participé à ces travaux en contribuant très largement à la conception d'une solution semi-analytique au problème de propagation thermique dans un matériau bicomposite. Au-delà d'une contribution directe à ces travaux, ta pédagogie, ta patience et ton savoir-être sont des qualités pour lesquelles je m'estime particulièrement chanceux d'avoir pu travailler à tes côtés. En outre, je n'oublie pas Benoit qui a accepté très volontiers de me former en partant de zéro sur les modèles COMSOL de l'équipe au début de la thèse. Enfin, le laboratoire n'aurait pas bien vécu sans la bonne humeur et la contribution de ses nombreux stagiaires et alternants, Luna, Sylvain, Nicolas, Jean-François, Oihana, Emma, Clément, Baptiste et Jean. En particulier, je te remercie Jean pour ta participation directe à ces travaux, et je te souhaite le meilleur pour le début de ta carrière.

J'ai également eu l'occasion d'interagir avec plusieurs membres du département. Ma première pensée va à Laurent, que je remercie pour son suivi et son intérêt porté à l'égard de mes travaux pendant ces trois années au CEA. Je remercie ensuite Cédric et Daniel d'avoir partagé avec moi leurs connaissances en matière de matériaux. Je tiens également à remercier Edouard pour nos échanges au sujet de la modélisation sous COMSOL Multiphysics.

Cette thèse étant échantillon-dépendante, sa réussite a largement été conditionnée par les collaborations que nous avons pu initier et enrichir pendant ces trois années. J'aimerais ainsi remercier les acteurs de la fabrication de ces échantillons pour leur contribution directe à ces travaux. Je remercie l'équipe OML (Optique, Matériaux, Lasers) du CIMAP pour le travail réalisé durant la thèse sur les premiers échantillons à base de fluorure de calcium, et plus particulièrement l'expert en polissage du laboratoire, Vivien MÉNARD. À la fin de ma deuxième année, j'ai eu la chance de pouvoir venir découvrir l'équipe et ses activités de croissance et de caractérisations de cristaux et de découvrir le difficile exercice du polissage à ses côtés. De plus, j'aimerais remercier Alain BRAUD qui a toujours suscité un intérêt particulier pour mes travaux. Pour leur accueil chaleureux, j'aimerais étendre ces remerciements à Abdel BENAYAD, Gurban BRASSE, Pavel LOIKO et Cesare MERONI. Je suis convaincu que ces premières réalisations sur l'adhérence moléculaire sauront nourrir de nombreuses perspectives pour le laboratoire. Je tiens ensuite à remercier Dominique LUPINSKI pour toutes les riches discussions qui nous ont permis de progresser sur le sujet de l'assemblage ainsi qu'aux équipes de Cristal Laser pour la réalisation des échantillons assemblés par collage sol-gel. Je remercie également David MEISSNER avec qui nous avons échangé dès le début de la thèse pour la réalisation des échantillons par Adhesive Free-Bonding chez Onyx Optics.

J'aimerais dans un dernier temps exprimer ma gratitude envers celles et ceux qui m'ont supporté moralement ces trois années. Mes premières pensées s'adressent tout naturellement à quatre thésards qui m'ont supporté pendant ces trois années riches en émotion et en souvenir. Tout d'abord, Etienne, que je n'ai connu qu'à la fin de sa thèse, mais avec qui j'ai trouvé une superbe entente illustrée par des goûts musicaux communs. Vient ensuite le camarade manceau Corentin, à qui je souhaite beaucoup de réussite dans la suite de sa thèse, ainsi que beaucoup de MHz -et de nJ - dans ses oscillateurs de Mamyshev. Je ne doute pas que tu deviendras l'expert des oscillateurs fibrés auquel tu aspiras déjà. Ensuite, j'exprime ma gratitude envers Léa, notre cheffe de bureau, fidèle à

elle-même et toujours à aller de l'avant, inlassablement. Te voir mener ta barque sur ton sujet a pleinement contribué à me pousser à tout donner pendant ces derniers mois difficiles. Finalement, mes derniers remerciements reviennent tout particulièrement à Hadrien, avec qui nous avons tous deux commencé nos thèses, ensemble, le même jour et avec le même directeur de thèse. La majeure partie du chemin parcouru et du travail réalisé n'aurait pu se faire sans tes encouragements, tes conseils, tes blagues et ton enthousiasme sans fin. Tu es celui qui m'a bien souvent permis de prendre du recul sur mon travail et dans les discussions que nous avons pu avoir. Vous avez constitué une source d'inspiration et d'encouragement qui m'a aidée à tenir jusqu'à la fin, et je vous en remercie. Au moment où j'écris ces mots, je vous sais très proches de la dernière ligne droite, et je vous souhaite bon courage et la meilleure des réussites. Enfin, j'étends ces vœux de réussite à l'ensemble des doctorants que j'ai eus la chance de côtoyer au sein du département.

J'en profite également pour dire merci aux membres de l'équipe Thoumine/MAP, à savoir Adèle, Alex, Béa, Charles, Chloé, Elena, Lucie, Margaux, Mégane, Mathieu, Olivier, Tiffany, Vanessa et Vasika, et du service commun, Adélaïde, Adrien et Benjamin, de l'Institut Interdisciplinaire de Neurosciences de Bordeaux, de m'avoir intégré dans la vie de l'équipe en dehors du labo. Je vous suis reconnaissant pour tous ces moments qui m'ont permis de me déconnecter temporairement de ma thèse le temps d'une soirée et de quelques verres.

Enfin, j'aimerais chaleureusement remercier mes parents et ma sœur pour leur indéfectible soutien et leur confiance pendant ces longues années d'étude. Un grand merci aux copains de m'avoir soutenu durant toutes ces années. Une pensée aux camarades de Lannion, et plus particulièrement à Jérémie et Tristan, qui m'ont encouragé dans et durant la voie de la thèse. Tristan, pour tous tes conseils et ton œil curieux et rigoureux, je te remercie et te souhaite la meilleure réussite pour la fin de ta thèse. Ensuite, une pensée pour les copains de la musique, en particulier Axel, Bodin et Guillaume, que j'espère vite retrouver après la thèse pour nos premiers concerts. Je remercie aussi tous les copains de longue date que j'ai pu recroiser pendant ces trois années, et notamment Corentin, Anthony et Kenny. Enfin, merci à Adèle pour ta patience, tes conseils et ton soutien durant les moments difficiles.

Pour tous ces précieux souvenirs que j'emporte avec moi, merci mille fois.

TABLE DES MATIERES

RESUME	I
ABSTRACT	III
REMERCIEMENTS	V
TABLE DES MATIERES	IX
ABREVIATIONS ET NOTATIONS	XIII
PREFACE	XV
INTRODUCTION	1
Les installations de laser de puissance dans le monde	2
Les lasers de puissance pour la haute densité d'énergie (HDE)	2
Les lasers d'ultra-haute intensité (UHI)	3
Vers un accroissement de la puissance moyenne	4
Éléments de contexte : Le Laser Mégajoule	5
Parcours d'une impulsion dans une chaîne laser	5
Description et spécifications du pilote du LMJ	7
Motivation : l'amélioration de la cadence et la garantie des performances du MPA du LMJ	9
Elaboration de nouveaux matériaux à gain laser à 1053 nm	10
Développement d'un amplificateur 4-passages à disques épais : le projet LEAP Axe B nanoseconde	12
L'assemblage de matériaux laser solides	14
Développement d'un barreau amplificateur assemblé multi-matériaux pour un pilote de laser de puissance	16

CHAPITRE I ELEMENTS DE THEORIE ET DEFINITION DES ASSEMBLAGES 19

1. Principes et méthodes de l'assemblage de matériaux	20
1.1. Adhésion moléculaire : des origines à sa réalisation	20
1.2. Plusieurs protocoles de renforcement de la liaison	22
1.3. Assemblage adhésif : la méthode sol-gel	25
2. Théorie des effets thermomécaniques et optiques dans un matériau amplificateur	27
2.1. Origine des phénomènes thermiques dans un matériau à gain solide dopé au Néodyme	27
2.2. Propagation de la chaleur dans un matériau amplificateur assemblé et pompé transversalement	32
2.3. Etude des déformations et des contraintes induites thermiquement lors du pompage	36
2.4. Dégradation des caractéristiques de l'impulsion laser	37
3. Définition d'échantillons assemblés élémentaires	45
3.1. De la géométrie de l'assemblage...	45
3.2. A la composition de l'assemblage	48
3.3. Présentation des assemblages réalisés pour ces travaux	52

CHAPITRE II CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES ASSEMBLAGES 59

1. Eléments de méthodologie expérimentale	60
1.1. Description générale du banc	60
1.2. Caractéristiques de la source laser	62
1.3. Maintien et refroidissement de l'échantillon	65
1.4. Maitrise du dépôt d'énergie dans le milieu à gain	65
1.5. Moyens de métrologie des effets induits lors du pompage	74
2. Qualification du dépôt d'énergie	84
2.1. Absorption et fluorescence	84
2.2. Mesure du facteur d'amplification laser	89
3. Elévation de température au cours du pompage	93
4. Déformation du front d'onde induite au cours du pompage	97
4.1. Cartographies du front d'onde	97
4.2. Evolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde en fonction de la puissance moyenne	98
5. Déformation du dioptré arrière de l'échantillon	100
5.1. Description du dispositif expérimental	101
5.2. Résultats et interprétation	102

CHAPITRE III MODELISATION MULTI-PHYSIQUE DE MATERIAUX

AMPLIFICATEURS ASSEMBLES 107

1. Description du modèle numérique	108
1.1. Déroulement global du calcul thermomécanique	109
1.2. Résumé des échantillons caractérisés et simulés	110
1.3. Géométrie et discrétisation spatiale et temporelle	111
2. Modélisation du dépôt thermique induit par pompage	114
2.1. Conditions et paramètres de calcul du dépôt thermique	114
2.2. Résolution thermique et validation expérimentale	117
3. Déformations et contraintes induites par dilatation thermique	123
3.1. Conditions et paramètres mécaniques	123
3.2. Distribution des contraintes thermiques	125
3.3. Déformations induites par dilatation thermique	130
3.4. En tenant compte des mâchoires de refroidissement	134
4. Calcul numérique de la déformation du front d'onde	136
4.1. Méthodes d'évaluation de la déformation du front d'onde	137
4.2. Paramètres matériaux pour le calcul optique	138
4.3. Comparaison avec les mesures expérimentales	139
4.4. Etude des contributeurs au défaut de phase spatiale	142
5. Estimation de l'erreur sur les simulations	145

CONCLUSION 151

Réalisation d'assemblages de matériaux laser à 1053 nm	151
Sur la pertinence de la méthodologie mise en œuvre	152
Sur les résultats de l'assemblage de matériaux	154
Comparaison avec un disque amplificateur (LEAP Axe B)	156

PERSPECTIVES 159

Etude de nouveaux matériaux pour l'assemblage	159
Choix d'un verre dopé au Néodyme répondant aux critères d'amplification	159
Optimisation du front d'onde par choix du cristal dissipateur	160
Optimisation géométrique de l'assemblage « longitudinal »	161
Influence de l'épaisseur des matériaux	162
Répartition du volume de matériau à gain dans l'assemblage	164
Influence de la taille transverse dans les assemblages	166
La configuration assemblée « transverse »	167
La configuration assemblée « hétéro-dimensionnelle »	167
Nouvelles perspectives de l'assemblage pour l'amplification de puissance	169

ANNEXES	171
Annexe A Résolution semi-analytique de l'équation de la chaleur en deux dimensions dans un matériau bicouche en présence d'un terme source thermique	171
Annexe B Formalisme des contraintes et des déformations dans un milieu laser solide	183
Annexe C Expression de la variation d'indice associées aux contraintes mécaniques	185
Annexe D Etude des contributeurs a la déformation du front d'onde à l'aide du modèle numérique	189
BIBLIOGRAPHIE	199

ABREVIATIONS ET NOTATIONS

Institutions / Projets

CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (France)
CESTA	Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine (Le Barp, France)
CIMAP	Centre de recherche sur les Ions, les MAériaux et la Photonique, UMR 6252 (Caen, France)
DAM	Direction de Applications Militaires
LEAP	Projet Lasers Energétiques en Aquitaine pour les Plasmas à haute puissance moyenne
LMJ	Installation Laser Mégajoule

Termes techniques

AFB	Adhesive-Free Bonding®
CTE	Coefficient of Thermal Expansion / coefficient de dilatation thermique
FCI	Fusion par Confinement Inertiel
FM-AM	Phénomène de conversion de modulation en fréquence en modulation d'amplitude
HASO	Analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann
HDE	Installations laser de puissance appliquées expériences de physique de Haute Densité d'Énergie
MPA/PAM	Module préamplificateur du pilote
P-V	Amplitude associée au défaut de phase spatiale d'un front d'onde en Pic-à-Vallée
UHI	Installations laser de puissance d'Ultra-Haute Intensité

Matériaux

A B	Assemblage composé de deux matériaux A et B
α-SiO₂	Quartz- α

$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	Saphir- α
CaF_2	Fluorure de calcium
LG-770	Verre phosphate dopé au néodyme fabriqué par Schott
MgO	Oxyde de magnésium
Nd,Lu:CaF₂	Fluorure de calcium codopé au Néodyme et au Lutécium
YAG	Grenat d'yttrium-aluminium ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)

PREFACE

BACKGROUND AND MOTIVATIONS

For the past 60 years, high-power lasers have been pivotal in advancing research in high-energy physics, particularly in areas such as plasma and nuclear physics. By emitting ultrashort, amplified light pulses onto a target with great spatial and temporal accuracy, high-power facilities enable the creation of ultra-intense electric fields creating ponderomotive forces which surpass the attraction field of particles at a subatomic scale. Numerous high-power laser facilities have been developed for a diverse range of applications, spanning from material processing and medicine to high-energy density experiments, including inertial confinement fusion and laser-driven acceleration.

The work described in this manuscript is carried out within the framework of the laser developments related to the Laser Mégajoule (LMJ), based at the CEA CESTA centre in France. This high-power laser facility is part of the Simulation Program that ensures continuity of France nuclear deterrence. For instance, the implemented experimental programs are aimed towards the study of state-matter equations and inertial confinement fusion. The facility relies on 22 beamlines which comprised several neodymium-doped phosphate glass-based amplification stages to deliver up to 176 square-shaped nanosecond pulses. MJ-range energy in total is delivered onto a target located at the center of the experimental chamber. Neodymium-doped phosphate glasses are first tier materials for the amplification of ultrashort pulses to high energy levels at 1053 nm. However, they lack from their poor thermal conductivity ($< 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), which restricts the beamlines to a single-shot operation.

A front-end laser acts as the injection laser system of each beam line. Composed of an all-fibered master oscillator and preamplifier module (PAM), it is in charge of the definition of the spectral, spatial and temporal characteristics of the laser pulse injected into the beamline. The latter enables an amplification of nanosecond pulses up to 1 J as well as beam shaping. It is composed of a regenerative cavity and a multi-pass amplifier that both rely on neodymium-doped phosphate glass. Together with the poor thermal properties of the gain material, the flashlamp pumping scheme within the multi-pass amplifier laser head results in severe degradations of the laser beam, such as wavefront distortion and stress-induced birefringence. This consequently limits the overall rate of the PAM down to 1 shot every 5 minutes. Increasing the rate of the front-end is seen as a key objective in order to facilitate both laser chains and diagnostic alignment processes for instance. Increasing the average power of these laser systems calls for extensive research on novel laser materials and laser architectures in order to extend the boundaries of actual high-power laser systems. With the aim of increasing the PAM repetition rate of the Laser Mégajoule, previous work came up with promising research avenues to tackle this limitation.

Rare earth-doped fluoride crystals have been proposed as promising laser crystals for high-power amplification as they benefit from a high thermal conductivity and broad spectral bands [Payne et al. 1991]. Nonetheless, certain crystals, like calcium fluoride, have been overlooked due to clustering effects occurring within the crystal lattice at low doping concentrations. The creation of neodymium-neodymium clusters within the crystal lattice inhibit the laser operation in such materials. Recent work conducted at CIMAP has revived interest for fluoride crystals. Adding an optically inactive buffer ion disrupts neodymium clusters within the lattice, hence enabling laser emission. Normani et al. came up with a composition comprised of lutetium and neodymium, demonstrating laser operation close to 1053 nm with an eight times higher thermal conductivity than laser glasses [Normani et al. 2016].

On a different note, the LEAP Axe B project at CEA CESTA introduced a diode-pumped active-mirror architecture to replace the bulky flashlamp-pumped phosphate glass rod of the 4-pass amplifier of the PAM. This architecture consists of four end-cooled thick disk amplifying media which are face-pumped by high-power diodes [Hamoudi et al. 2022]. However, such architecture underlines several limitations, including size and complex setup.

In the late 20th century, optical bonding became prominent in various fields such as semiconductors and lasers. With the aim of overcoming limitations in growth and thermal conductivity of laser crystals, solid-state composite laser crystals composed of a doped and an undoped crystal of same composition and structure have been demonstrated [Honea et al. 1997, 1998; Lee et al. 1992]. Pure host crystals possess higher thermal conductivity, hence making it a perfect candidate as a heat sink. As of today, most of the solid-state bonded laser materials are based on homogeneous composition (YAG and Nd:YAG amongst others). Nonetheless, recent advances have sparked interest in heterogeneous material combinations, involving the association of two materials with different compositions and structures. Bonding of rare earth-doped YAG with diamond [Ichikawa et al. 2017] or sapphire [Kuznetsov et al. 2020; Lee et al. 2005] has shown promise as heterogeneous amplifying medium with reduced thermal effects. This approach has led to innovative laser heterostructures comprised of several gain and heat sink layers [Zheng et al. 2017].

PURPOSE OF THIS WORK

The current study work investigates the bonding of 1053-nm laser materials to heat-conductive transparent crystals with the aim of mitigating thermal effects occurring during pumping of the gain material. The choice of gain material is guided by laser and amplification criteria, including spectral broadness and saturation fluence essential for amplifying 1053-nm short pulses. On the other hand, the properties of the heat sink crystals should focus on enhancing heat removal efficiency and reducing thermal effects. By distributing the required volume of gain material needed for amplification up to 1 J, the ultimate objective is to design a side-pumped bonded laser rod capable of operating 1053-nm nanosecond pulses at higher repetition rates in the PAM of LMJ (**FIGURE P-1**).

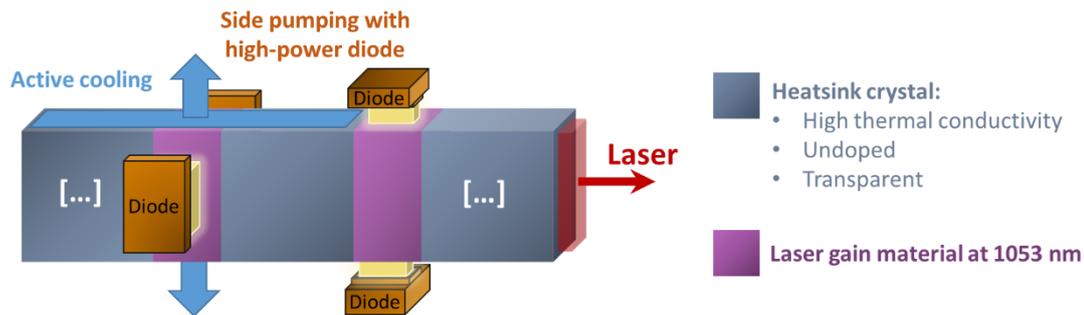


FIGURE P-1 : Outlined schematic of a diode-side-pumped bonded amplifier rod. The gain material is distributed and bonded to heat sink crystals for thermal effects mitigation.

With this objective in mind, this thesis work is dedicated to establishing proof-of-principle of laser materials bonding for amplification in a high-power laser front-end. This work entails a thorough examination of elementary bonded laser materials, consisting of a single laser gain material. The research methodology outlined in this manuscript is organized around experimental characterizations and numerical simulation conducted on bonded samples fabricated as part of this study.

OVERVIEW OF THE MANUSCRIPT

The **introduction** provides an in-depth discussion on the specific aspects discussed here above. A thorough presentation of the laser front-end of the LMJ facility is proposed. To overcome limitations related to thermal effects, the mentioned studies on codoped calcium fluoride crystals and on active-mirror amplifier architecture are further detailed. A state of the art of the ongoing research linked to laser gain material bonding is introduced. Finally, we recall the long-term objective of this research work and we underline how this thesis fits within this purpose.

The **first chapter** provides an overview of the principles and the current state of the art of optical material bonding. Furthermore, this chapter delves into a theoretical discussion of the thermomechanical and optical effects induced by the pumping process of a solid-state laser gain material. In conclusion, these discussions form the foundation for defining the elementary bonded amplifier structures that will be studied throughout the manuscript.

During the last century, optical material bonding garnered significant interest in the fields of optics and semiconductors. In particular, the implementation of adhesive-free (or directly bonded) optical materials enabled new avenues for manufacturing laser components and silicon-on-silicon structures. Direct bonding relies on the generation of hydrogen-hydrogen bonds between two high-quality and clean surfaces. This process necessitates precision polishing in order to reach sufficient surface flatness and roughness, reducing the distance between the two optical surfaces down to the Angstrom level and facilitating the creation of Van der Waals bonds between the atoms of each surface.

With the recent progress in both knowledge and technical expertise in bonding, various processes have been investigated to bond laser gain materials with the aim of increasing its size and heat dissipation capability. The first method involves two steps: high-precision polishing and thermal treatment of the sample. Once the optical contact is achieved through polishing, the bonded sample undergoes a careful temperature annealing process in order to strengthen the bond without generating excess thermal stress. Known in the literature as diffusion bonding, this method is currently the state-of-the-art for preparing solid-state composite laser media [Lee et al. 1992]. However, its primary limitations lie in the coefficient of thermal expansion (CTE) mismatch between materials, potentially leading to thermal stress during the temperature annealing step. Alternatively, recent approaches involving a preliminary surface activation performed at room temperature [Shoji et al. 2013] have also been investigated for this purpose.

A second approach hinges on a sol-gel process to apply a sub-wavelength thick adhesive layer between materials, hence enabling contacting without tedious polishing work prior to bonding [Petit et al. 2010]. Additionally, this method may enable the bonding of material combinations, which exhibit a high CTE mismatch.

In the second part of this chapter, an in-depth review of the thermomechanical processes occurring in solid-state gain medium during pumping is provided. The spectroscopy of neodymium-doped material is outlined to emphasize the physical quantities contributing to heat generation within the gain material. Both spectroscopic quantities and pumping characteristics establish a heat source within the material. The temperature distribution within a gain medium comprising a laser gain and a heat sink material was discussed by proposing a semi-analytical solution to the heat equation. Due to non-uniform temperature distribution within the medium, thermal expansion induces thermal strain and stresses. In a composite sample, the CTE mismatch once again emerges as a critical parameter in order to minimize thermal stress occurring at the bonding interface.

At this juncture, each thermomechanical quantity contributes to the optical degradations of a laser beam propagating through the pumped medium. Wavefront distortion is related to three contributors, with the first two being related to changes in the refractive index of the media subjected to temperature and stresses, through the thermo-optic and the stress-optic effects. A third contributor is related to the bulge deformation of the optical interfaces crossed by the pulse. Finally, the stress-optic is also responsible for an anisotropy of the refractive index, hence leading to stress-induced birefringence and depolarization.

In the last part of this chapter, these discussions pave the way for the definition of the elementary bonded samples presented in this work. In keeping with the conception related to the LEAP Axe B project, a cm-large square-shaped aperture bonded geometry was defined. It relies on a longitudinal face cooling scheme based one or two crystal heat sinks positioned on either side of a single side-pumped gain material. Thus, the laser pulse propagates through each material layer as illustrated on **FIGURE P-2**.

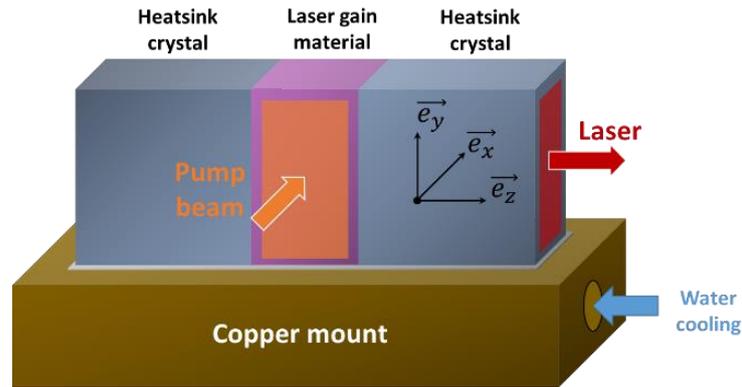


FIGURE P-2 : Drawing of an elementary double-bonded laser material. Two crystal heat sinks (blue) are bonded to the front surfaces of a laser gain material (pink).

Suitable material combinations were identified based on four criteria. As mentioned previously, the CTE mismatch stands out as the crucial parameter to succeed in the bonding process. Choosing adequate materials with close CTEs can minimize stress during both manufacturing and pumping process. Subsequently, the thermal conductivity of the heat sink crystal needs to surpass that of the gain material for efficient heat removal. Another significant parameter is the refractive index mismatch. Fabry-Perot effects related to the refractive index mismatch at the bonding interface contribute to harmful FM-AM conversion, a phenomenon that must be avoided in high-power laser facilities [Hocquet et al. 2008]. Lastly, we propose that choosing materials with opposite thermo-optic coefficients should reduce wavefront deformation.

Three bonded samples were prepared within the framework of this work through several collaborations and orders. Lutetium- and neodymium-codoped calcium fluoride has successfully been bonded with pure calcium fluoride by CIMAP (UMR 6252, France) using a diffusion bonding method. Onyx Optics Inc. (United-States) has successfully bonded neodymium-doped phosphate glasses LG-770 (Schott) to two magnesium oxide crystals in the [001] orientation using their patented Adhesive-Free Bonding® proceeding. In this case, MgO crystals exhibit a CTE similar to the glass along with a thermal conductivity in the order of $40 W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$. Finally, Cristal Laser (France) has implemented a sol-gel method, which succeeded in the bonding of LG-770 to two crystalline \vec{c} -oriented α -SiO₂ (quartz crystal). All three samples are depicted in **FIGURE P-3** with the indicated dimensions. In addition, these bonded samples are compared to square-aperture control samples made only of LG-770 Neodymium-doped phosphate glass or Nd,Lu:CaF₂ with similar sizes.

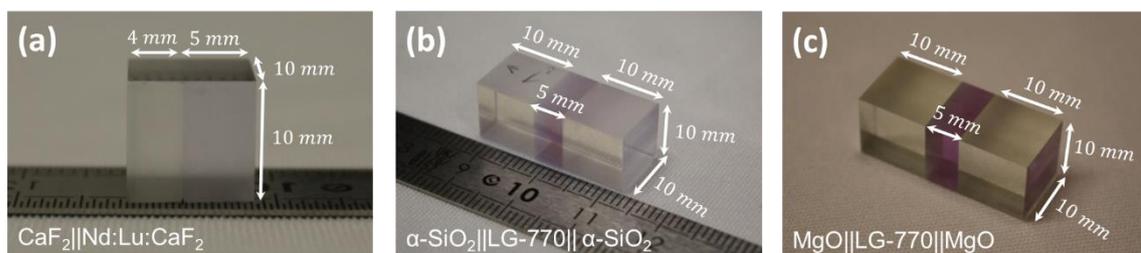


FIGURE P-3 : Bonded samples prepared and characterized in this work. (a) Bonded 5%Lu,0.5%Nd:CaF₂ and CaF₂, prepared by CIMAP. (b) α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ sample prepared by Cristal Laser. (c) MgO||LG-770||MgO sample prepared by Onyx Optics Inc.

The **second chapter** focuses on the experimental characterizations conducted on the bonded samples. First, a comprehensive overview of the experimental setup is presented, including details about the seed laser, the side-pumping system and the diagnostics. Subsequently, the characterization of the pump energy deposition is performed using spatially-resolved fluorescence and gain measurements. Following this, the chapter delves into the characterization of temperature rise, single-pass wavefront distortion as well as the end-bulge deformation of the samples.

The seed laser consists of a regenerative cavity delivering 10-*mJ* ns-pulses at 1053 *nm*. A serrated aperture defines a square-shaped beam profile which is imaged at the center of the bonded sample to scan the whole aperture of the sample. Water-cooled clamping jaws maintained and actively cool down the latter. It is pumped using two beam-shaped high-power laser diodes capable of delivering 1-*J* 800-*nm* pulses with a repetition rate ranging from 1 to 10 *Hz*. The spatial beam shaping system enables the control of the size and homogeneity of the pump beam profile emitted by one diode pump stack. A Shack-Hartmann wavefront sensor (HASO) and a polarimeter camera respectively measure the induced wavefront distortion and birefringence. A thermal camera is also set up for live temperature measurement.

First, the discussion focused on the temperature rise during the pumping process using a thermal imager. The camera was positioned at an angle to conduct measurements on one of the pumped lateral faces of the sample, corresponding to the area showing the highest temperature rise within the sample. Temperature measurements were only conducted on glass-based bonded and control samples due to transparency of calcium fluoride within the spectral range of the camera. Bonded samples exhibit a reduction of the measured temperature rise in comparison with the control samples for similar pumping conditions. This underscores the interest of optical material bonding for improving heat extraction in the laser gain material. Furthermore, the bonded sample composed of magnesium oxide, which possesses a three-times high thermal conductivity in comparison with α -quartz, exhibits the lowest temperature. When exceeding a pump power of 10 *W*, the Nd:glass 10-mm large cube-shaped control sample and the bonded α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ sample suffered cracks in the glass edge-to-center and parallel to the interface.

In this configuration, the emissivity of the material is not taken into account, leading to a gap between the measured and the actual temperature of the sample. In order to take into consideration the emissivity of the materials, a second approach, which requires a calibration method of the thermal imager, was also presented and discussed in this work.

Single-pass measurements of the wavefront distortion induced in each sample were performed. The bonded samples bring out a reduction in the measured optical path difference in comparison with the single control samples, hence demonstrating once again the benefits of optical material bonding for thermal effects mitigation. The optical path difference of laser glass-based bonded samples was comparable to the one of codoped fluoride crystals. Most of the wavefront aberrations represented in **FIGURE P-4** exhibit strong astigmatism related to the pumping and cooling conditions. However, the wavefront aberration measured with the MgO||LG-770||MgO material clearly stands out as it reveals a circular deformation in opposition to the second LG-770 bonded sample. In particular, both LG-770-based samples are composed of the same gain material but

different heat sink crystals. This result points out the possibility to optimize the wavefront distortion by carefully choosing the heat sink crystals.

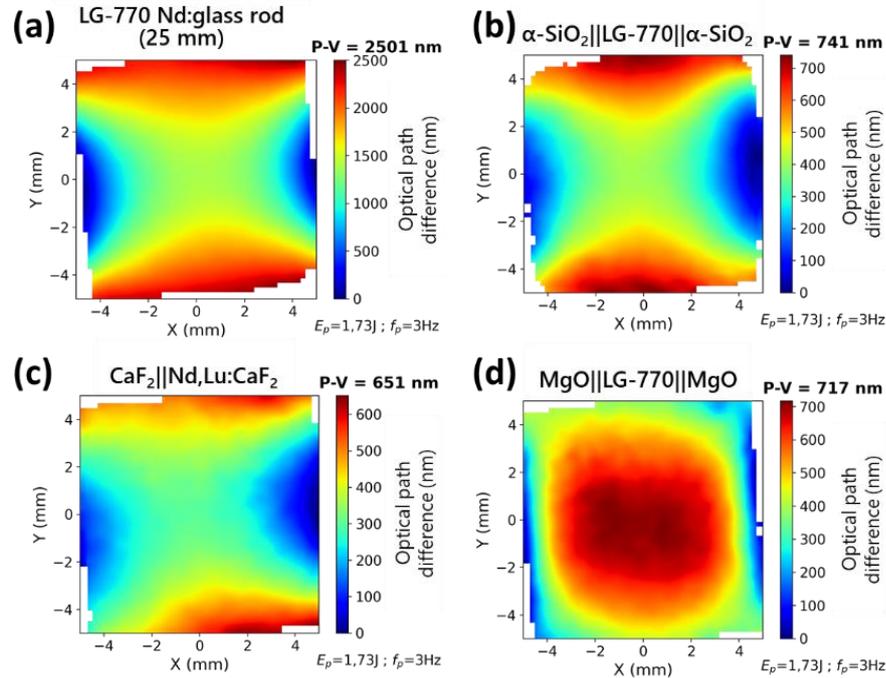


FIGURE P-4 : Single-pass wavefront deformation measurements induced in (a) a 25-mm long LG-770 rod-shape control sample, in bonded (b) $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$, (c) $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$ and (d) $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$ in a double side-pumping scheme. Acquisitions made for similar pumping conditions.

Finally, a study of the bulge deformation of the end-face associated to thermal expansion of the sample was discussed. During the pumping process, the generated heat within the gain material bends the end-face of the sample due to non-uniform thermal expansion. This surface acts as a deformed diopter that induces a wavefront distortion of a beam either transmitted or reflected on it. Therefore, this last characterization aims at isolating this contribution from the total wavefront distortion previously measured. The proposed method is based on a wavefront measurement of a beam reflected on the deformed end-face of the pumped sample. A Helium-Neon laser cavity provides a supplementary beam, which is imaged with an angle on the end-face of the sample. The wavefront of the reflected beam is measured thereafter using a Shack-Hartmann wavefront analyzer. The reconstructed wavefronts in **FIGURE P-5** give an estimation of the bulge-deformation profile of the end-face. Significant wavefront deformation was observed in single-material and thinner samples. The amplitude of the deformation tends to increase while reducing the thickness of the sample, hence, the distance between the central pumped region of the sample and its end boundary. In the case of single-bonded $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$, the deformation measured on the end-face of the doped material exceeds $1\ \mu\text{m}$ as it is located near the pumped region of the sample and submitted to greater thermal strain. In the case of double-bonded composite samples, no major bulge deformation occurs on the unbonded face of the heat sink crystals.

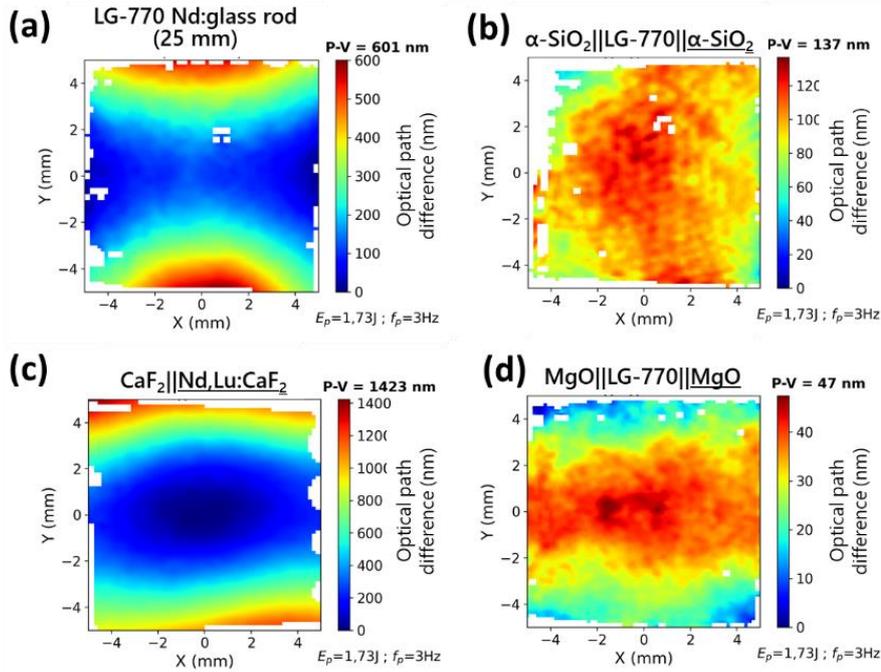


FIGURE P-5 : Wavefront deformation measurements induced by the end-face deformation in (a) a 25-mm long LG-770 rod-shape control sample, in bonded (b) $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$, (c) $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$ and (d) $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$ in a double side-pumping scheme. Acquisitions made for similar pumping conditions.

In the **third chapter**, the numerical model developed during the thesis is detailed. We conducted thermomechanical simulations based on finite-element analysis using COMSOL Multiphysics®. First, the heat equation is computed with a source term which depends on the pump and laser material properties. We assumed a temperature continuity at each bonding interface. Strain and stress occur within the bonded sample due to thermal expansion. As described in the first chapter, temperature and stress are responsible for local variations of the refractive index. Furthermore, the strain-related bulge-deformation of the optical interfaces of the bonded sample also contributes to the wavefront distortion. This yields a numerical evaluation of the single-pass optical path difference (OPD). The chosen conditions for each step of the simulation were detailed alongside with the material parameters. To support the validity of our numerical model, it is systematically compared to the experimental characterizations of the samples.

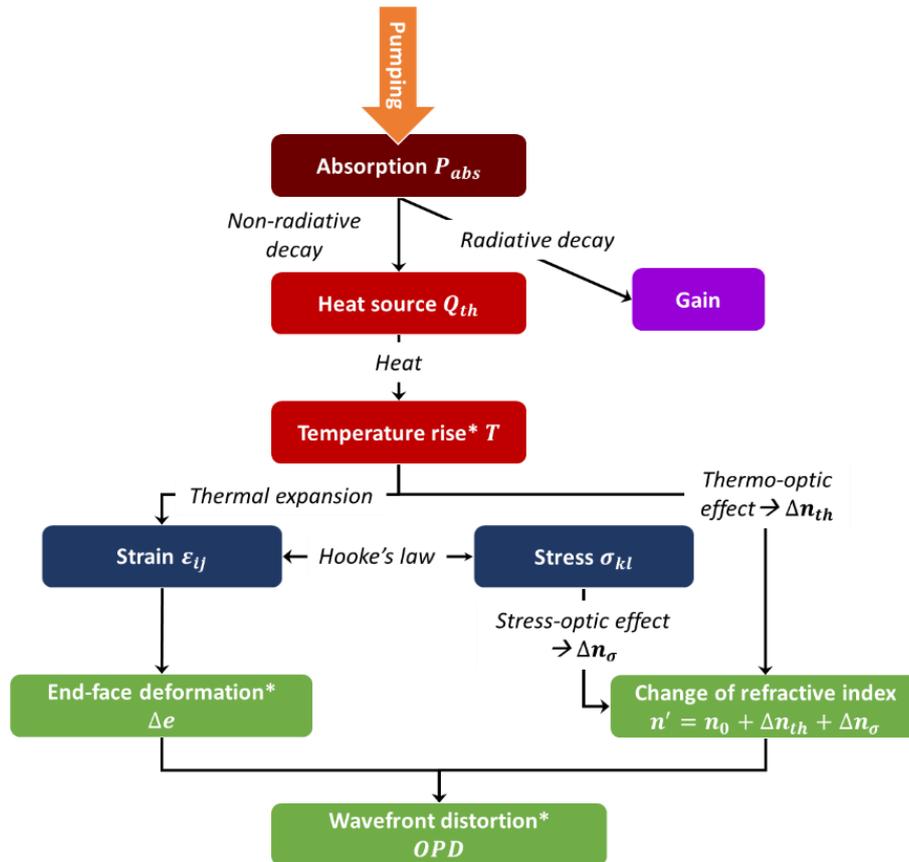


FIGURE P-6 : Diagram of the physical processes behind the generation of heat, stress and optical degradations within a solid-state gain material subjected to optical pumping.

As a first step, the heat equation was solved numerically based on both material and pumping characteristics to define a heat source. Transient as well as stationary solutions were obtained. The former compared well to the temporal evolution of the measured temperature, with similar magnitude and thermal diffusion time related to the transient regime (**FIGURE P-7 (b)**). Furthermore, the stationary solution fitted well with the temperature measured at steady-state. Moreover, the model described well the different temperature behaviors observed experimentally for each sample (**FIGURE P-7 (a)**).

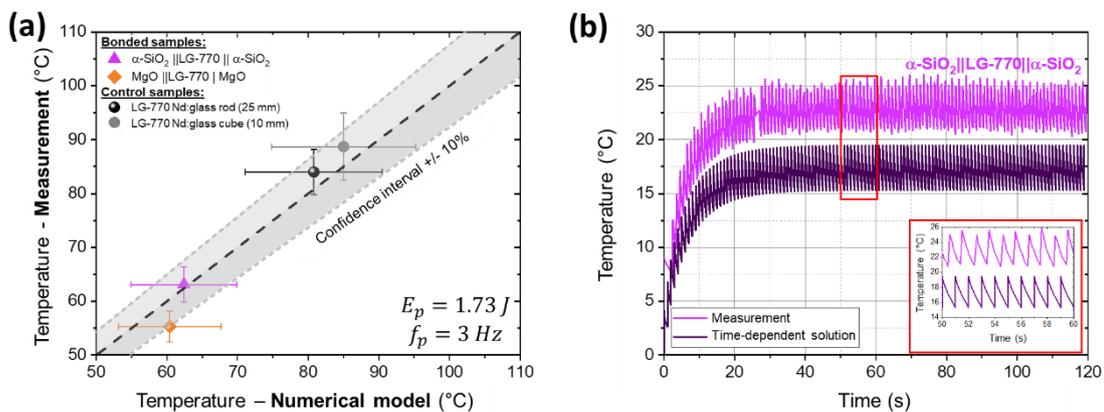


FIGURE P-7 : **(a)** Comparison of the measured and the calculated temperature values for similar pumping conditions. **(b)** Temporal evolution of the measured and simulated temperatures of α-SiO₂||LG-770||α-SiO₂.

The maximum temperature rise is located on both lateral faces of the samples that are pumped as mentioned before (**FIGURE P-8 (a)**). The resulting stress distribution within bonded samples highlighted stress maxima located near the bonding interface (**FIGURE P-8 (b)**). Furthermore, high stress values were also evaluated near the boundaries of the gain material that are cooled and constrained by the cooling system, corresponding to the location of the noticed fracture. The fracture threshold of the single materials was briefly compared with the calculated stress values.

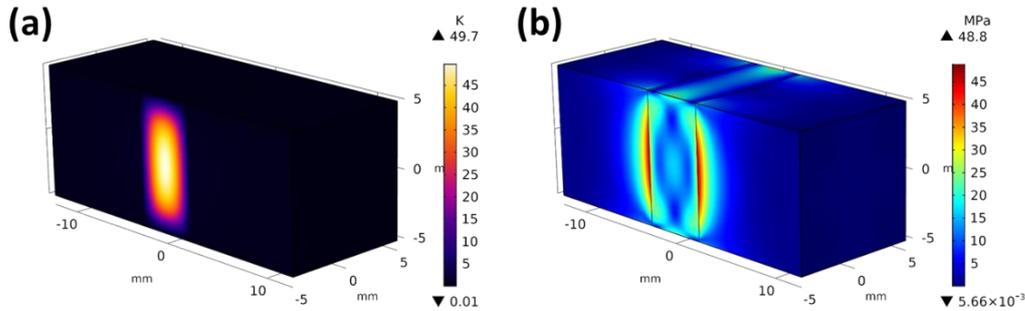


FIGURE P-8 : Three-dimensional (a) temperature rise and (b) Von Mises stress distributions evaluated in a MgO||LG-770||MgO bonded material using COMSOL Multiphysics®.

The end-face deformation is directly related to the axial component of the strain tensor that is evaluated at the end-face of each sample. Once again, reasonable agreement was found between the model and the experiments on most of the studied sample (**FIGURE P-9**). As the measurement is performed by reflection on the strained surface, the wavefront is similar to the deformation profile but with an opposite sign. Nonetheless, the numerical model tends to underestimate the magnitude of the deformation in comparison with the reported wavefront measurement. This may originate from ideal mechanical conditions of the model, which state that the sample is ideally maintained by the water-cooled copper system without generating constraint.

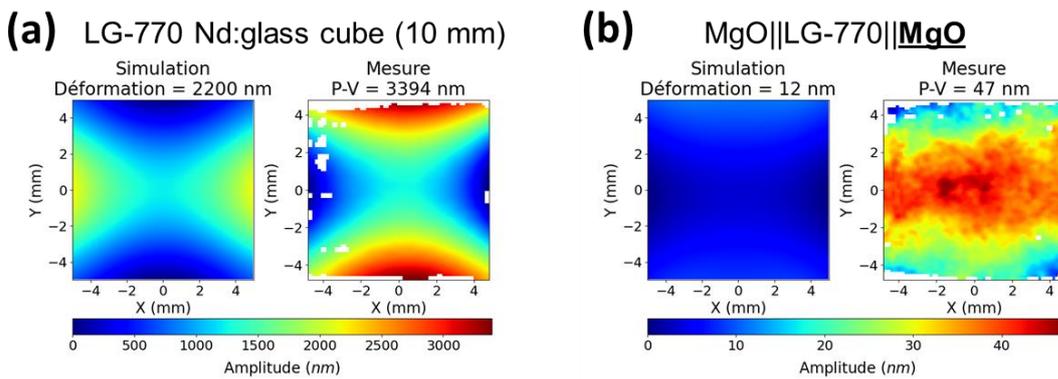


FIGURE P-9 : Simulated end-face deformation and induced wavefront measurement in a (a) LG-770 cube-shaped 10-mm large control sample and (b) a MgO||LG-770||MgO bonded material.

Wavefront aberration was estimated from the calculated temperature, strain and stress distributions. The numerical model conformed well to expectation on most of the sample (**FIGURE P-10 (a)**). The numerical model described well the differences examined in the experiments (**FIGURE P-10 (b)**). A slight discrepancy remained on some sample, which may arise from a deviation between tabulated and effective values of some of the material properties. A discussion on the error related to the variance of the parameters injected in the model was also outlined.

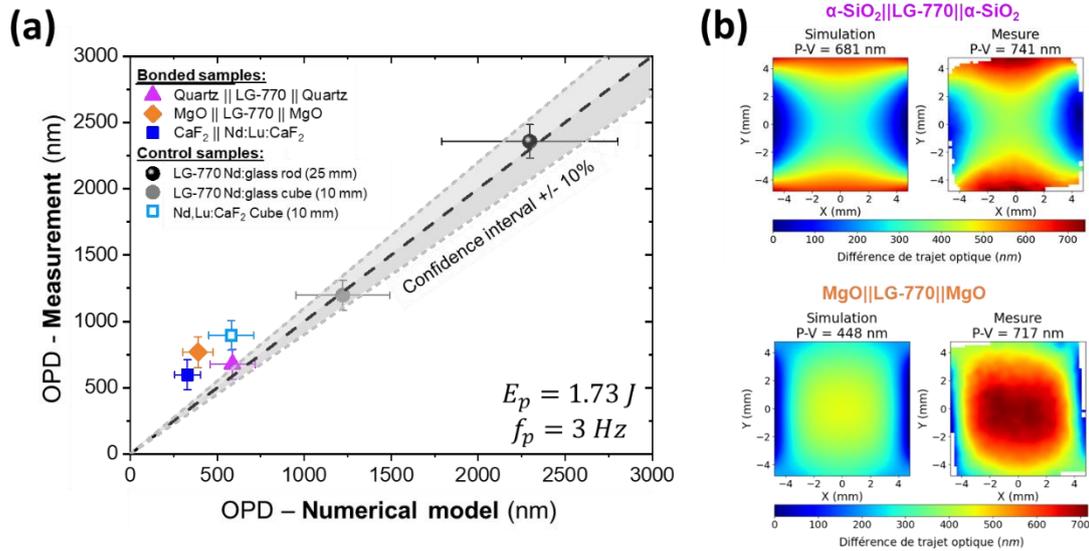


FIGURE P-10 : (a) Comparison of measured and simulated optical path difference of the studied samples for similar pumping conditions. (b) Measurement and simulation of the wavefront distortion induced in $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$ and $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$ samples.

In the end, we came up with an extended study of the thermomechanical contributors to the wavefront deformation. The numerical model allows for the uncoupling of the previously defined contributors. It appeared that the thermo-optic effect is the main contributor to the wavefront distortion. A stronger contribution of the stress-optic effect was observed in glass-based samples. Furthermore, the end-face bulge deformation revealed to be greater in smaller samples, such as the cube-shaped control samples and the calcium fluoride composite. Both piezo-optic and end-face bulge deformation exhibited an opposite sign of deformation which compensate the first contributor. As a final step, a similar approach has been conducted to investigate the material properties responsible for the wavefront aberration differences witnessed in both Nd:glass-based bonded samples.

Finally, the **conclusion** provides a summary of the results presented in these chapters. Conclusions are drawn according to three aspects. Elementary bonded solid-state laser media have successfully been prepared within the framework of this thesis. A numerical model supported by experimental characterizations of the thermal effects showed convincing agreement and holds promise for further development related to bonding. This work establishes the proof-of-principle of homogeneous and heterogeneous bonding of 1053-nm laser materials for high-power laser amplification.

Additionally, the entirety of this work, along with the experimental methods and the numerical model, paves the way for innovative concepts of bonded heterostructures to address issues and limitations in current high-power laser amplifiers. A final discussion sheds light on different **prospects** of laser material bonding for the further reduction of thermal effects. First, the numerical model is exploited to explore new materials as well as geometrical parameters of the defined heterostructure for optimization of the wavefront aberration. Furthermore, we leverage the model to investigate novel bonded structures.

INTRODUCTION

Le développement de lasers de forte énergie et de forte puissance moyenne constitue un vecteur d'industrialisation important dans nombre de domaines pratiques, à la fois industriels (découpe, micro-usinage), médicaux (chirurgie, ophtalmologie), mais également un outil essentiel pour la recherche en physique fondamentale. Avec l'avènement du laser dans les années 60 [Mainman 1960], porté par la remarquable cohérence spatio-temporelle de son rayonnement émis, l'idée de concentrer une grande quantité d'énergie lumineuse dans une impulsion de courte durée et sur une surface de petite taille donne naissance à une nouvelle réflexion dans la communauté des physiciens. Dès 1962, des premiers concepts de grandes infrastructures laser capables de mettre en jeu des densités d'énergie gigantesques voient le jour. En particulier, ce nouveau type de grand instrument constitue une source d'inspiration chez les physiciens pour étudier la physique des plasmas, ou encore la physique nucléaire avec la perspective de réaliser de la fusion nucléaire par confinement inertiel. Pour atteindre les conditions de température et de pression extrêmes nécessaires à la réalisation de ce type d'expériences, la recherche associée au laser a dû soulever et adresser un nombre conséquent de problématiques afin de parvenir à maîtriser et délivrer des impulsions lumineuses très énergétiques.

Après 60 ans de développement technologique sur le laser dans le monde, ces installations lasers de puissance de grande envergure sont aujourd'hui en mesure de générer et d'amplifier des impulsions d'un milliardième de seconde pour concentrer plus d'un mégajoule d'énergie sur une cible et générer des réactions de fusion thermonucléaire. La première démonstration d'un mécanisme de fusion nucléaire par confinement inertiel (FCI) a pu être réalisée pour la première fois [Department of Energy 2022] au National Ignition Facility (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, États-Unis), mettant en jeu $2,05 MJ$ d'énergie laser pour faire imploser une cible contenant un mélange d'isotopes de l'hydrogène, libérant ainsi près de $3,15 MJ$. Un second type d'installation laser de puissance capable d'amplifier des impulsions de durées picosecondes et sub-picosecondes a également suscité un intérêt particulier dans la communauté des physiciens. Avec des puissances lumineuses crêtes atteignant désormais plusieurs pétawatts [Danson et al. 2019], les impulsions produites élargissent encore davantage les domaines d'application de ces installations, par exemple l'astrophysique [Casner et al. 2015] ou l'observation de régimes ultrarelativistes permettant l'accélération de protons pour des applications médicales [Bin et al. 2022].

L'élaboration de nouveaux matériaux et de nouvelles architectures d'amplificateurs concourent depuis la création du laser à adresser les différentes problématiques rencontrées pour la génération d'impulsions de plus en plus énergétiques à des taux de répétition de plus en plus importants. À titre d'exemple, la charge thermique générée dans les matériaux amplificateurs lasers solides représente aujourd'hui une limite récurrente des installations laser de puissance, les limitant à un fonctionnement mono-coup.

Les installations de laser de puissance dans le monde

Les installations lasers de puissance se distinguent grâce aux caractéristiques des impulsions générées, telles que leur énergie et leur durée. En particulier, deux catégories de lasers de puissance sont apparues au fil des révolutions technologiques : les lasers de haute énergie, capables de délivrer des énergies variant du kJ au MJ sur des durées de l'ordre de la nanoseconde en mettant en œuvre de multiples faisceaux, et les lasers d'ultra-haute intensité, qui sont en mesure de délivrer des impulsions sub-picosecondes ou femtosecondes pour atteindre des puissances crêtes de l'ordre du pétawatt. Nous nous attachons dans un premier temps à introduire brièvement les principes de fonctionnement de ces deux installations.

Les lasers de puissance pour la haute densité d'énergie (HDE)

Les lasers de haute énergie délivrent des énergies de l'ordre du kilojoule sur des durées d'impulsion nanosecondes. Pour éviter les effets laser transverses parasites dans les optiques, l'augmentation de l'énergie délivrée par ce type d'installation se repose sur un ensemble de plusieurs chaînes pour répartir l'énergie totale nécessaire à la réalisation d'expériences de haute densité d'énergie. L'amplification d'une impulsion lumineuse à haute énergie a été rendue possible notamment grâce aux développements de matériaux à gain laser dans la bande du proche infrarouge à $1 \mu m$. Ce choix de longueur d'onde permet de limiter les pertes -la plupart des matériaux optiques étant transparents à cette longueur d'onde- et de bénéficier d'un catalogue de matériaux amplificateurs solides dopés au Néodyme. En particulier, l'utilisation de verres phosphates et silicates dopés au Néodyme occupent une place prépondérante pour l'amplification d'impulsions courtes et énergétiques, en raison de leurs fluences de saturation, d'une large bande spectrale et d'une capacité de fabrication dans des grandes dimensions. Une conversion de fréquence en fin de chaîne modifie la longueur d'onde des impulsions dans l'ultraviolet (351 nm) pour augmenter l'efficacité de conversion d'énergie sur la cible. En raison des énergies très importantes et de la charge thermique générée dans les étages d'amplification composés de ce type de verre, qui possède une faible conductivité thermique ($< 1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), ces installations sont contraintes à un fonctionnement à une cadence de quelques tirs par jour. Le nombre de chaînes laser employées pour atteindre les niveaux d'énergie nécessaires pour la réalisation des expériences implique de concevoir des installations de grande envergure et représente un coût énergétique conséquent.

À partir des années 1970, plusieurs lasers de puissance basés sur ce principe sont développés au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL, États-Unis) [Campbell 1998]. Ces installations se succèdent pour finalement laisser place au National Ignition Facility [Spaeth et al. 2016], considéré aujourd'hui comme la première installation laser de puissance dans le monde. Inaugurée en 2009, elle comprend un ensemble de 192 faisceaux permettant de concentrer une énergie totale de 2 MJ dans l'ultraviolet sur une cible de taille millimétrique pour réaliser des expériences de fusion par confinement inertiel. Le Laser Mégajoule (LMJ) [Miquel et al. 2016], une installation de conception similaire, se situe en France au Centre d'Études Techniques et Scientifiques d'Aquitaine du Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA CESTA). Les travaux présentés dans cette thèse s'inscriront dans le cadre des développements laser de cette installation.

Les lasers d'ultra-haute intensité (UHI)

D'autre part, les lasers à ultra-haute intensité sont capables de délivrer des impulsions ultracourtes, d'une durée de plusieurs dizaines ou centaines de femtosecondes, ouvrant la voie vers la génération de puissances crêtes de l'ordre du térawatt ou du pétawatt. Cette évolution a été permise par l'invention de la technique d'amplification à dérive de fréquence (« Chirped-Pulse Amplification », ou CPA) en 1985 [Strickland et al. 1985]. Elle consiste à étirer une impulsion à l'aide d'un élément dispersif, réduisant ainsi sa puissance crête puis à l'amplifier avant de la compresser sur des durées ultracourtes, de l'ordre de plusieurs dizaines de femtosecondes. L'amplification à large spectre, alors nécessaire pour limiter le rétrécissement spectral de l'impulsion, peut être réalisée par amplification par émission stimulée dans des chaînes en verre dopé au Néodyme ou dans des cristaux de saphir dopé au titane (Ti:Saphir), qui présente un spectre exceptionnellement large (200 nm). Les systèmes UHI forte énergie sub-picosecondes telles que Omega EP [Maywar et al. 2008] ou PETAL [Blanchot et al. 2017] se reposent sur l'amplification dans des verres avec un fonctionnement à basse cadence. Les systèmes UHI femtosecondes comme BELLA [Nakamura et al. 2017], ELI-NP [Tanaka et al. 2020] ou APOLLON [Zou et al. 2015] emploient le saphir dopé au Titane pour obtenir des fonctionnements s'approchant du Hz. Enfin, une dernière approche qui mêle amplification à dérive de fréquence et amplification paramétrique optique, l'OPCPA, est également utilisée pour la pré-amplification d'impulsions au niveau du pilote pour ces installations. L'ensemble des principes d'amplification d'impulsions ultracourtes reposent toutefois sur la mise en œuvre de lasers de pompe nanosecondes énergétiques -employant une nouvelle fois des verres et cristaux dopés au Néodyme- et doublés en fréquence pour pomper des étages d'amplification Ti:Sa ou des cristaux non-linéaires pour l'OPCPA. Ce sous-ensemble essentiel constitue de nouveau le facteur limitant pour le taux de répétition.

La **FIGURE 1** rassemble plusieurs installations réparties dans ces deux grandes catégories en fonction de l'énergie totale délivrée par impulsion et du taux de répétition. Les performances démontrées ou prévues (*) des installations UHI et HE citées sont reportées à partir des références citées.

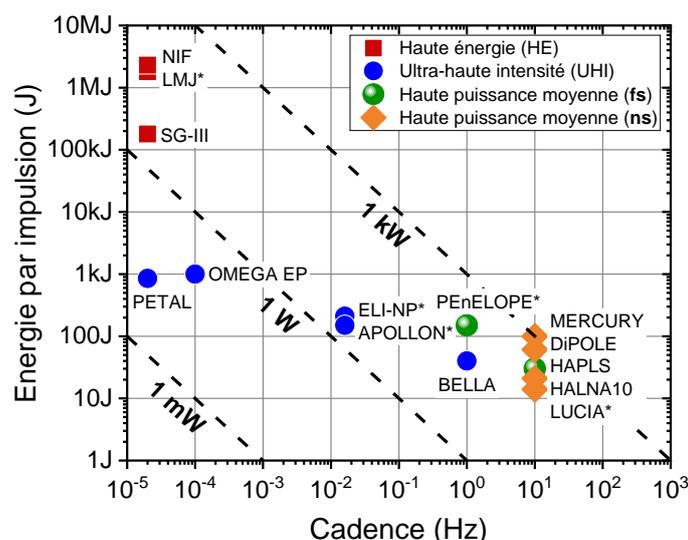


FIGURE 1 : Répartition en fonction du taux de répétition (Hz) et de l'énergie totale délivrée (J) de plusieurs installations laser de puissance dans le monde. Les installations pour lesquelles les performances pour lesquelles les performances indiquées sont prévues sont marquées d'une étoile *.

Vers un accroissement de la puissance moyenne

Ces deux dernières décennies ont été marquées par un regain d'intérêt pour des lasers délivrant des impulsions énergétiques à des taux de répétition plus élevés. L'évacuation de la charge thermique dans le matériau amplificateur apparaît comme un facteur limitant les installations à un fonctionnement que l'on qualifie de « mono-coup ». Le développement de chaînes laser capables de délivrer des impulsions moins énergétiques, mais à un taux de répétition plus élevé donne matière à des concepts de laser de puissance du futur capables de reproduire les expériences réalisées dans les grandes installations avec des faisceaux d'énergie et de taille raisonnables. Plusieurs domaines pourraient fortement bénéficier du développement de ce type de laser, comme la production d'énergie par fusion par confinement inertiel [Sethian et al. 2010] ou la protonthérapie [Bulanov et al. 2002].

La gestion de la charge thermique des amplificateurs de forte énergie ainsi que l'optimisation de leur rendement énergétique constituent deux problématiques clés. Avec l'expansion des diodes lasers à partir des années 1990, de nouvelles sources de pompage voient le jour, lesquelles sont en mesure de cibler les raies d'absorption respectives de matériaux dopés au Néodyme ou ytterbium pour une émission à $1 \mu\text{m}$. En outre, un fort intérêt est porté au développement de nouveaux matériaux lasers, à l'image des cristaux dopés à l'ytterbium, avec pour objectif une augmentation de la largeur spectrale autour de $1 \mu\text{m}$ et une optimisation du rendement énergétique. Finalement, de nouveaux principes de refroidissement, comme le refroidissement cryogénique [Brown 2005] ou par convection dans un liquide [Fu et al. 2014] ou encore les amplificateurs à disques minces [Giesen et al. 2007; Saraceno et al. 2019], complètent les approches explorées pour s'attaquer à la problématique de la dissipation thermique.

À partir des années 2000, des premières chaînes laser employant plusieurs principes cités voient le jour. Pour investiguer la possibilité de produire de l'énergie par FCI, les projets Laser Inertial Fusion Energy (LIFE, LLNL, États-Unis) [Bayramian et al. 2011] et High-Average power Laser for Nuclear Fusion Application (HALNA, Japon) [Kawashima et al. 2006] mettent en œuvre des premiers concepts de chaîne laser avec un pompage diode. Le laser Mercury est développé pour générer des impulsions nanosecondes de plusieurs dizaines de joules à une cadence de 10 Hz au moyen d'amplificateurs composés de cristaux (S-FAP) dopés à l'ytterbium qui sont pompés par des diodes de forte puissance et refroidis par hélium [Bayramian et al. 2007]. En exploitant des principes similaires, les installations LUCIA (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, École Polytechnique, France) [Albach et al. 2010] et DiPOLE (Central Laser Facility, Rutherford, Royaume-Uni) [Banerjee et al. 2015] ont dépassé la barre du kilowatt moyen pour des impulsions de 100 J . Mercury sera plus tard exploité pour le pompage en cadence d'étages d'amplification CPA en Ti:Sa pour le projet High repetition rate Advanced Petawatt Laser System (HAPLS, LLNL, États-Unis) [Bayramian et al. 2008, 2016]. En Allemagne, le laser PEnELOPE (Helmholtz Institute, Jena, Allemagne) utilise une architecture à base de CaF_2 dopé à l'ytterbium et pompé par diodes pour amplifier à terme des impulsions de 120 fs à une énergie de 150 J [Siebold et al. 2013].

Éléments de contexte : Le Laser Mégajoule

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent plus particulièrement dans le développement de nouvelles briques technologiques pour l'amplification laser de puissance dans l'installation Laser Mégajoule (LMJ) du Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives (CEA). La fin des essais nucléaires français et la ratification du traité international d'interdiction des essais nucléaires en 1996 marquent le début du « Programme Simulation » porté par la Direction des Applications Militaires (DAM) du CEA. Celui-ci doit doter la France des moyens d'étude du fonctionnement d'une arme thermonucléaire afin d'en assurer la garantie des performances et ainsi pérenniser la dissuasion nucléaire française. Le Laser Mégajoule s'inscrit, avec le supercalculateur EXA1 et l'installation EPURE, dans les grands instruments d'étude du Programme Simulation. Dotées de multiples chaînes lasers de conception similaire au NIF (États-Unis), cette installation laser sera à terme en capacité d'étudier la matière dans des conditions de pression et température similaires à celles atteintes lors du fonctionnement d'une arme thermonucléaire. Dans cet objectif, le Laser Mégajoule réalise en 2019 sa première expérience de fusion nucléaire par confinement inertiel en mettant simultanément en jeu 48 faisceaux, soit une énergie de 160 kJ délivrée, sur une cible millimétrique [CEA 2019]. Une dernière chaîne laser capable d'émettre des impulsions ultracourtes et intenses, PETAL, est également installée dans cette infrastructure. Couplé au LMJ, ce second faisceau est un atout majeur pour étendre le champ des expériences de physique de haute énergie et contribuer à l'ouverture académique de l'installation LMJ-PETAL.

Le LMJ est une installation laser de grande envergure, dont les dimensions sont indiquées sur la **FIGURE 2**. Elle comporte quatre halls laser qui totaliseront en 2026 22 chaînes laser, soit 176 faisceaux, répartis autour de la chambre d'expérience.



FIGURE 2 : Photographie (vue aérienne) de l'installation Laser Mégajoule. Les dimensions de l'infrastructure sont indiquées pour fournir un ordre de grandeur. [Crédits photographies : Copyright CEA]

Parcours d'une impulsion dans une chaîne laser

En premier lieu, nous proposons ici une présentation des différents sous-ensembles d'une chaîne laser, de la source qui l'émet jusqu'à la cible qu'elle atteint. Une chaîne laser est longue de 125 m et amplifie 8 faisceaux de profil carré de 40 cm de côté à des énergies de l'ordre de 15 kJ à 1053 nm. Le parcours d'une impulsion dans une chaîne laser du LMJ est décrit en s'appuyant sur un schéma synthétique illustré en **FIGURE 3**.

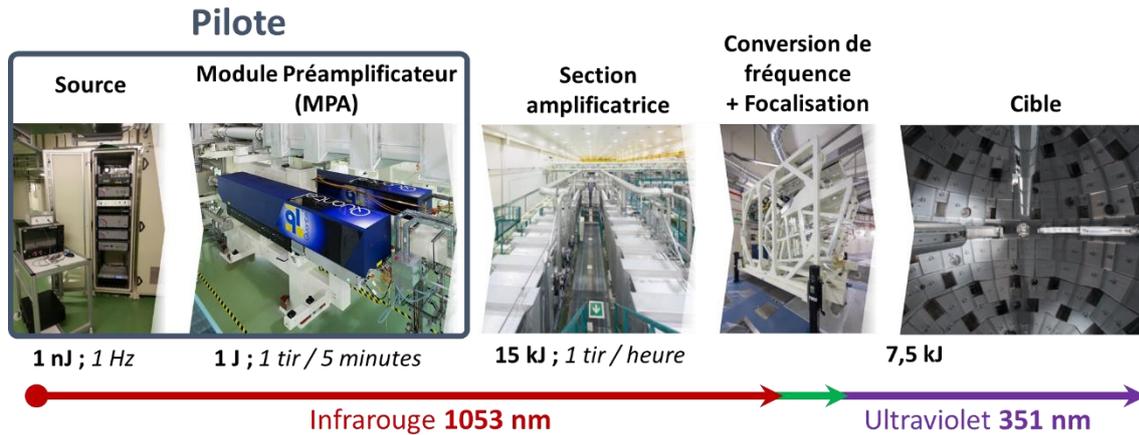


FIGURE 3 : Description schématique du parcours d'une impulsion laser dans les sous-ensembles d'une chaîne laser du LMJ, de sa génération à son impact sur la cible. L'énergie en sortie et le taux de répétition des éléments amplificateurs. [Crédits photographies : Copyright CEA]

Chaque chaîne est injectée par un pilote, qui est responsable de la production, de la pré-amplification et de la définition des caractéristiques de l'impulsion. Ce premier sous-ensemble joue un rôle primordial puisqu'il garantit les performances de l'impulsion laser dans l'ensemble de la chaîne laser en définissant notamment la forme temporelle, le spectre et le profil spatial de l'impulsion avant injection. Une impulsion injectée dans une chaîne laser est ensuite amplifiée en 4 passages en traversant 16 plaques en verre dopé au Néodyme pour atteindre une énergie de près de 15 kJ. Des trous de filtrage ainsi qu'un miroir déformable disposé dans l'amplificateur 4 passages préservent la qualité spatiale et le front d'onde du faisceau. L'ensemble des faisceaux sont ensuite transportés via un ensemble de miroirs de transport vers les systèmes de conversion de fréquence et de focalisation dans la chambre d'expérience. Pour favoriser le rendement de conversion d'énergie laser au niveau de la cible, les faisceaux sont convertis dans l'ultraviolet à 351 nm grâce à des cristaux de KDP avec une efficacité de 50%. Finalement, toutes les impulsions sont focalisées sur une cible de taille millimétrique placée au centre d'une chambre d'expérience sphérique de 10 m de diamètre et située au centre du hall d'expérience. Dans une configuration d'expérience de fusion par confinement inertiel, la cible consiste en une cavité en or dans laquelle se situe une bille contenant un mélange fusible de deutérium et de tritium. Les parois internes de la cavité, alors soumises à l'intense rayonnement électromagnétique des impulsions laser, émettent un rayonnement X qui chauffe la coquille de la bille pour la comprimer.

L'amplification des faisceaux laser est réalisée à une longueur d'onde de 1053 nm à l'aide de différents verres phosphates dopés, du LG-770 (Schott) et du LHG-8 (Hoya) [Campbell et al. 2010]. Le verre phosphate dopé au Néodyme constitue le matériau canonique pour l'amplification dans les lasers de puissance. Ce matériau présente une transition laser à 1053 nm et une bonne capacité d'extraction de son énergie stockée au regard de sa fluence de saturation, de l'ordre de $4,5 J.cm^{-2}$, qui reste inférieure à sa fluence de dommage de $25 J.cm^{-2}$. Ensuite, la largeur de son spectre d'émission de l'ordre de 25 nm autour de 1053 nm, compatible avec une production d'impulsions courtes, limite le rétrécissement spectral par le gain des impulsions. Enfin, la production du verre dans des volumes importants avec une grande qualité (faible taux d'inclusions et d'impuretés) offre la possibilité de réaliser des étages d'amplification de grandes dimensions. Néanmoins, sa

faible capacité de dissipation thermique limite le fonctionnement des chaînes laser à un faible nombre de tirs par jour.

Description et spécifications du pilote du LMJ

L'essence des travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrit dans l'amélioration des performances du pilote d'une chaîne laser du LMJ. Le pilote occupe une place centrale dans l'architecture d'un laser de puissance puisqu'il génère l'impulsion et se porte garant de ses propriétés. Il comporte deux sous-ensembles indiqués dans la **FIGURE 3** que nous allons brièvement introduire : la source et le Module Préamplificateur (MPA).

La source

La source consiste en un système entièrement fibré dont l'objectif est de générer l'impulsion initiale qui sera injectée dans plusieurs MPA pour une première amplification avant injection dans les chaînes laser. Elle comporte un ensemble d'unités chacune responsable d'une fonction spécifique dont nous allons brièvement introduire le fonctionnement ici. L'émission continue d'un oscillateur monomode longitudinale de largeur spectrale inférieure à 10 kHz est découpée en impulsion de 150 ns à une cadence de 10 kHz à l'aide d'un acousto-optique. Le spectre centré à 1053 nm de l'impulsion est ensuite élargi par deux modulations de phase temporelle successives induisant un spectre de raie de largeur à mi-hauteur 200 GHz . La première modulation de phase élargit le spectre de manière à repousser le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée, lui-même susceptible de générer de l'endommagement dans les optiques composant la chaîne laser. Une seconde modulation de phase est appliquée de manière à opérer un lissage temporel au niveau de la tache focale, nécessaire à la réalisation d'expériences de physique des plasmas. Finalement, une mise en forme temporelle est appliquée pour définir la durée et la forme de l'impulsion selon les besoins exprimés pour la réalisation des expériences. Ainsi, la source émet une impulsion de 1 nJ doublement modulée en phase et mise en forme temporellement avec un taux de répétition de 1 Hz (**FIGURE 4**).

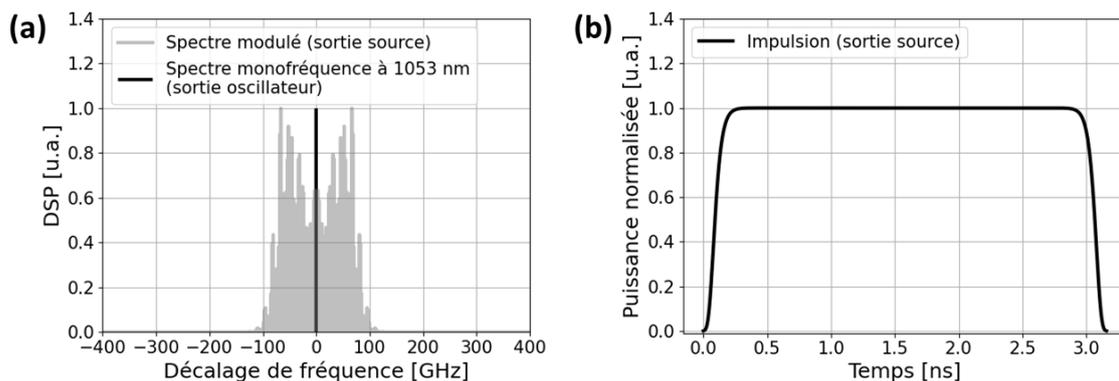


FIGURE 4 : (a) Spectre d'une impulsion doublement modulée en phase en sortie de la source du pilote du LMJ. (b) Profil temporel d'une impulsion de 3 ns en sortie de la source.

Le Module Préamplificateur (MPA)

L'impulsion est injectée dans le MPA, qui remplit deux fonctions principales : sa mise en forme spatiale et sa pré-amplification à une énergie de 1 J . La composition du MPA et les valeurs limites d'énergie et de cadence en sortie de chaque élément sont renseignés dans la **FIGURE 5**. Un premier amplificateur régénératif permet d'extraire à saturation des

impulsions d'une énergie de 100 mJ à une cadence de 1 Hz . Une tête laser montée en verre phosphate dopé au Néodyme pompé par plusieurs diodes disposées sur les faces latérales du barreau génère un gain total de 10^8 en 80 passages. Dans un même temps, le profil spatial de l'impulsion injectée est transformée en un profil carrée super-gaussien au moyen d'un masque de phase appliqué au miroir de fond de cavité du préamplificateur régénératif [Bagnoud et al. 2001]. Le système de mise en forme spatiale programmable disposé en sortie du préamplificateur régénératif assure l'adaptation du profil spatial de l'impulsion en sortie du pilote. Il apporte une correction au profil spatial afin de pré-compenser la distorsion spatiale induite dans l'amplificateur 4-passages du MPA.

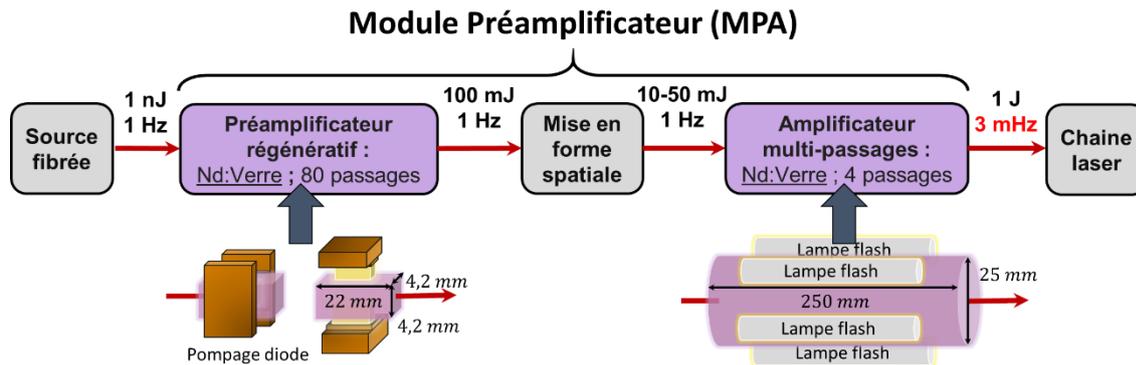


FIGURE 5 : Schéma de principe du module préamplificateur (MPA) du LMJ avec la cadence et l'énergie en sortie de chaque brique technologique. Dans le cas des étages d'amplification du MPA, un schéma de la tête laser est illustré.

Un dernier étage d'amplification permet d'extraire une impulsion d'une énergie de 1 J en 4 passages. Il est composé d'un barreau de verre dopé au Néodyme ($25,4 \text{ mm}$ de diamètre ; 250 mm de longueur) et pompé transversalement par plusieurs lampes flash. En raison de la charge thermique générée dans le matériau par le pompage flash, ce dernier étage d'amplification est limité à un fonctionnement de **1 tir toutes les 5 minutes** afin d'éviter toute dégradation des propriétés de l'impulsion amplifiée, et ainsi garantir les performances en sortie du pilote.

La conversion FM-AM dans le pilote

La conception de la source introduit une contrainte supplémentaire dans la conception du MPA. La double modulation de phase temporelle mentionnée élargit le spectre de l'impulsion et le distribue sous la forme d'un spectre de raies. Celui-ci est susceptible d'être dégradé par un filtrage spectral induit par un composant situé en aval dans la chaîne. La modulation en fréquence (FM) subie est alors convertie dans le domaine temporel sous l'expression d'une modulation d'amplitude de l'impulsion (AM) susceptible de générer des surintensités. Ce phénomène, intitulé conversion FM-AM, est un processus inhérent à l'amplification dans les lasers de puissance [Hocquet et al. 2008; Rothenberg et al. 1998] et délétère pour leur fonctionnement. Ce processus augmente le risque de génération d'effets non-linéaires et d'endommagement des optiques en fin de chaîne, en raison des surintensités générées. De plus, ce phénomène induit une déformation du front de l'impulsion qui n'est pas répétable entre chaque tir. Dans une chaîne laser, le rétrécissement spectral par le gain dans les étages d'amplification [Boursier et al. 2023] ou les effets Fabry-Perot générés par le passage dans des composants optiques présentant des faces parallèles [Bouyer et al. 2020] constituent un ensemble de facteurs d'influence

sur la conversion FM-AM. La **FIGURE** illustre la modulation d'amplitude **(b)** d'une impulsion après propagation dans un composant à faces parallèles responsable d'une modulation par effet Fabry-Pérot **(a)**.

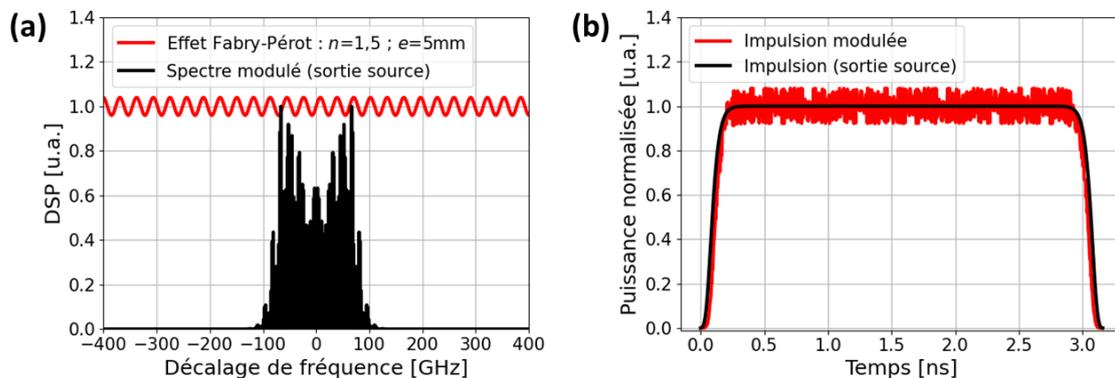


FIGURE 6 : (a) Spectre d'une impulsion en sortie source (noir) et modulation sinusoïdale (rouge) générée par un effet Fabry-Pérot induit par un composant de 5 mm d'épaisseur et d'indice de réfraction 1,5 (soit un intervalle spectral libre de 20 GHz). (b) Impulsion de 3 ns en sortie source (noir) et impulsion d'amplitude modulée (rouge) par conversion FM-AM après propagation dans ce même composant.

Motivation : l'amélioration de la cadence et la garantie des performances du MPA du LMJ

Le dernier étage d'amplification du pilote représente aujourd'hui la brique technologique limitante d'un point de vue de la cadence du pilote du LMJ. L'augmentation du taux de répétition du pilote contribuerait à améliorer la stabilité en énergie (dans le cas d'amplificateurs pompés diodes) et à réduire le temps d'alignement des chaînes laser en vue d'une préparation à un tir. La démonstration de principe d'un amplificateur à 1 J de nouvelle génération capable de fonctionner à des cadences de l'ordre de 1 Hz se positionne comme un sujet d'intérêt. Toutefois, nous pouvons identifier un certain nombre de contraintes déterminées par les performances exigées pour le pilote du LMJ. D'un point de vue de l'amplification, il sera en mesure de délivrer une énergie de **1 J en 4 passages uniquement sans saturation du gain**, pour limiter la dégradation de la dynamique temporelle¹. Ainsi, le matériau à gain laser choisi doit présenter des propriétés d'amplification à 1053 nm similaires, en termes de **largeur de bande de gain** et de **fluence de saturation**. Enfin, une attention particulière doit être portée aux éléments susceptibles de générer de la **conversion FM-AM**, que ce soit par rétrécissement spectral par le gain ou par la présence de composant à faces parallèles susceptibles d'induire des effets Fabry-Pérot. Au cours de ces dernières années, des travaux antérieurs à ceux présentés dans ce manuscrit se sont déclinés sous deux approches dont nous proposons un résumé dans la partie qui suit : l'étude de nouveaux cristaux de fluorure codopés pour une émission autour de 1 μm , et la conception d'un amplificateur 4-passages à miroirs actifs.

¹ La dynamique temporelle d'une impulsion présentant un plateau et un pic est définie par le rapport d'intensité de son pic sur son plateau. Si on considère un fonctionnement à saturation du gain, le niveau excité est dépeuplé par le plateau qui extrait une partie de l'énergie du milieu à gain, et par conséquent, le gain vu par le pic est plus faible, ce qui dégrade la dynamique temporelle de l'impulsion. Pour cette raison, l'amplificateur 4-passages doit fonctionner hors saturation.

Elaboration de nouveaux matériaux à gain laser à 1053 nm

La qualification de nouveaux cristaux amplificateurs constitue un tout premier axe de développement pour la conception d'amplificateurs de nouvelle génération dans un pilote de laser de puissance. Dans notre cas, nous nous intéressons à des cristaux aux propriétés spectroscopiques compatibles avec l'amplification dans les lasers de puissance et bénéficiant de meilleures propriétés thermiques. De nombreux laser solides à base de cristaux dopés au Néodyme sont couramment employés pour des applications nécessitant une forte énergie et un taux de répétition de l'ordre du *Hz*. Ces cristaux, comme le YAG, l'YLF ou le YVO₄ [Thornton et al. 1969], présentent des conductivités thermiques 10 à 20 fois supérieures à celles des verres phosphates ou silicates. Néanmoins, leurs spectres d'émission sont caractérisés par des bandes d'émission fines et intenses. D'autre part, les cristaux dopés à l'ytterbium connaissent un essor important à partir des années 2000 notamment en raison du développement de diodes émettant dans leur bande d'absorption (940 – 980 *nm*), de leur faible défaut quantique et du large spectre d'émission [Hönninger et al. 1999]. Toutefois, les cristaux dopés à l'ytterbium présentent un faible gain [Druon et al. 2006] qui nécessite des architectures d'amplification présentant un nombre de passage important. Finalement, leur forte fluence de saturation, typiquement de l'ordre de grandeur de la fluence de dommage du cristal hôte, limite l'extraction d'énergie dans le matériau.

Les cristaux de fluorures présentent un bon compromis vis-à-vis des propriétés spectroscopiques et des caractéristiques thermiques recherchées. En particulier, les fluorures de calcium et de strontium dopés au Néodyme se sont démarqués en raison de leur large bande spectrale d'émission, comparable à celle des verres [Payne et al. 1991], et d'une conductivité thermique d'un ordre de grandeur supérieure. Néanmoins, un problème majeur apparaît dans ces cristaux de fluorure pour l'amplification laser. Dans un phénomène de relaxation croisée, deux ions Néodyme situés dans un même voisinage cristallographique sont susceptibles de s'échanger de l'énergie entre eux. Un ion excité dans le niveau haut laser transfère son énergie à un ion Néodyme voisin initialement dans son état fondamental, au lieu de se désexciter de manière radiative. Chaque ion atteint alors un niveau intermédiaire à partir duquel il se désexcite de manière non-radiative jusqu'à son état fondamental, ce qui participe au processus de génération de chaleur dans le matériau. Cet effet, particulièrement prononcé dans le fluorure de calcium pour un taux de dopage faible (de l'ordre de 0,05%), est nommé « clustering » et inhibe l'émission laser dans ces matériaux.

Afin de réduire le nombre de clusters dans les matrices de fluorures dopées, une approche consiste à introduire un ion optiquement inactif dans la matrice pour occuper une partie des sites occupés par des ions Néodyme de manière à les isoler [Doualan et al. 2013]. Ces ions « tampons » doivent présenter un rayon ionique similaire et des niveaux d'énergie éloignés de ceux de l'ion actif. Dans ces travaux, Doualan et al. démontrent un fonctionnement laser à 1055 *nm* dans des cristaux de CaF₂ dopés au Néodyme et codopés avec des ions Lutécium ou Yttrium présentant une largeur spectrale comparable à celles des verres phosphates. Dans le cadre d'une collaboration avec le CEA CESTA, le Centre de recherche sur les Ions, les MATériaux et la Photonique (CIMAP, Caen, France) a engagé en

2014 une étude approfondie de tels cristaux appliqués aux problématiques d'amplification dans les lasers de puissance.

Un premier axe de recherche s'est consacré la compréhension des propriétés spectroscopiques et thermomécaniques de cristaux de fluorure de calcium codopés au Néodyme et au lutécium. Il a été montré que l'insertion d'ions Lu^{3+} induit l'existence de deux sites luminescents (**FIGURE 7 (a)**), qui peuvent chacun être excités en fonction de la longueur d'onde de pompage du matériau [Normani et al. 2016]. L'ensemble des clusters disparaissent pour une concentration en lutécium supérieure à 8%. En revanche, l'insertion de plus en plus d'impuretés dans la matrice cristalline modifie ses propriétés thermomécaniques, comme sa conductivité thermique. Celle-ci décroît avec l'augmentation de la concentration en lutécium dans la matrice. La **FIGURE (b)** décrit l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la concentration en ion codopant Lu^{3+} . Pour une concentration de 5%, la conductivité thermique du cristal a pu être évaluée à $3,6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, soit une valeur 8 fois plus importante que celle d'un verre phosphate. Cette valeur a été estimée via deux méthodes de mesure de la conductivité décrites par les travaux de thèse de S. Normani [Normani 2017]. Cette composition a en outre mis en évidence une réduction et une modification de la déformation du front d'onde par rapport au verre phosphate dopé au Néodyme couramment utilisé dans les étages d'amplification du pilote [Bernerd et al. 2020].

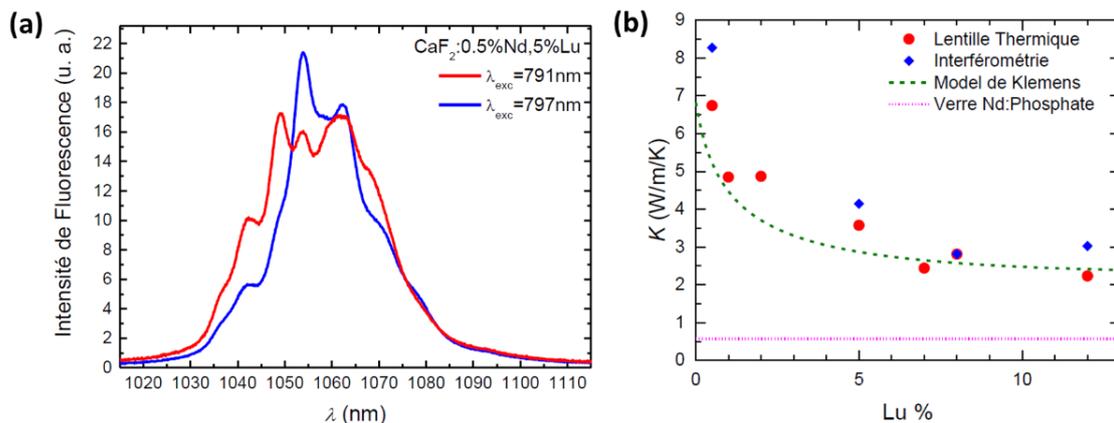


FIGURE 7 : (a) Spectres d'émission du 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂ pour différentes longueurs d'onde de pompage, 791 nm (rouge) et 797 nm (bleu). Chaque spectre est normalisé par la valeur du coefficient d'absorption à la longueur d'onde de pompage associée. (b) Évolution de la conductivité thermique du Nd,Lu:CaF₂ en fonction de la concentration en Lu^{3+} . Mesures illustrées par des points, modèle théorique illustré par une ligne en pointillés. Figures tirées de [Normani 2017].

Les cristaux de fluorure codopés se positionnent comme des candidats idéaux pour répondre aux besoins des lasers de puissance en termes d'amplification et de dissipation thermique. De plus, les travaux portés sur l'augmentation des capacités de croissance de tels cristaux dans des grandes dimensions présente de nouveau un intérêt pour la réalisation d'amplificateurs laser de grand volume. Toutefois, le remplacement seul du matériau amplificateur demeure insuffisant pour atteindre le régime de fonctionnement en cadence désiré. Ainsi, la mise en œuvre de ce matériau peut être envisagé dans des architectures d'amplificateur à disques épais ou minces pour atteindre des cadences de l'ordre de plusieurs Hz , comme celle examinée dans le cadre du projet CPER LEAP Axe B.

Développement d'un amplificateur 4-passages à disques épais : le projet LEAP Axe B nanoseconde

Le projet CPER LEAP² s'inscrit dans l'élaboration et la mise en œuvre de nouvelles briques technologiques pour les installations laser du futur. Au CEA CESTA, la réflexion s'est portée sur deux problématiques : la mise en œuvre d'un module amplificateur de classe kJ comprenant des plaques laser refroidies par liquide (Axe C) [Dalbies et al. 2023; Lupi et al. 2022], et la conception de pilotes de laser nanoseconde et picoseconde (Axe B). Plus particulièrement, l'« Axe B nanoseconde » s'est consacré au développement d'un nouveau MPA capable de délivrer des impulsions type LMJ en cadence. Pour y parvenir, un changement du matériau amplificateur ainsi qu'un changement d'architecture de l'amplificateur 4-passages ont été proposés dans l'objectif de parvenir à un fonctionnement du MPA à une cadence de 10 Hz. L'architecture imaginée pour y parvenir, illustrée dans la **FIGURE (a)**, exploite le Nd, Lu:CaF₂ étudié par le CIMAP et emploie une architecture de disques épais traités miroir au niveau de la face arrière. Celle-ci repose sur une propagation du faisceau en réflexion dans plusieurs disques amplificateurs épais refroidi au niveau de sa face arrière et pompés longitudinalement par la face avant.

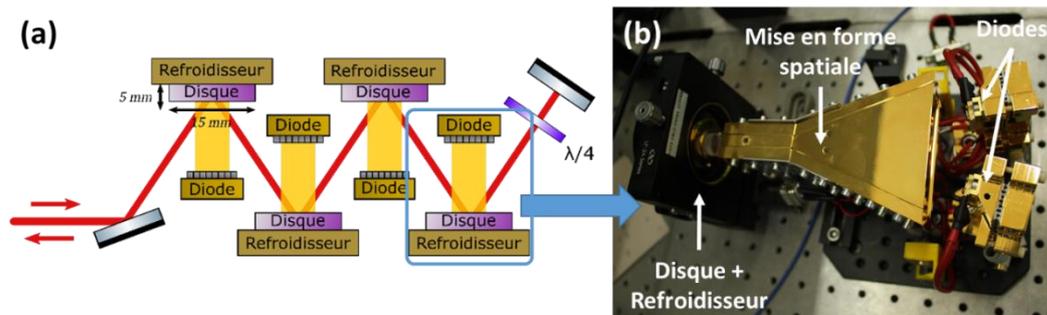


FIGURE 8 : (a) Schéma de principe d'un amplificateur 4-passages à 4-disques épais en configuration de miroirs actifs pompés par diodes et refroidis par la face arrière. Le système de mise en forme spatiale n'est pas représenté sur ce schéma. $\lambda/4$: lame quart d'onde. (b) Photographie d'un disque amplificateur de 0,5Nd,5Lu:CaF₂ sur son support de refroidissement positionné face au système mise en forme spatiale des diodes de puissance.

Ce type d'architecture suscite plusieurs bouleversements par rapport à l'architecture initiale de la tête amplificatrice de l'amplificateur 4-passages. En premier lieu, la propagation de l'impulsion s'effectue en réflexion dans plusieurs disques plutôt qu'en transmission dans un barreau. Ensuite, le pompage flash transverse est remplacé par un pompage longitudinal par des diodes de forte puissance qui requiert une maîtrise du recouvrement spatial entre l'impulsion et le faisceau de pompe pour garantir l'uniformité spatiale du gain. Ce point en particulier nécessite une mise en forme spatiale des diodes de forte puissance qui est réalisée à l'aide d'un système optique infundibuliforme³ [Hamoudi et al. 2022], illustré en **FIGURE (b)**. Un prédimensionnement de cette architecture, destinée à amplifier un faisceau de section carrée de taille sub-centimétrique en 4 passages, a abouti à plusieurs points de fonctionnement avec du verre phosphate dopé au Néodyme ou du CaF₂ codopé au Néodyme et au lutécium pour une épaisseur totale de matériau de 20 mm répartie sur 4 disques de 5 mm d'épaisseur chacun.

² Lasers Energétiques en Aquitaine pour les Plasmas à haute puissance moyenne.

³ Ou « entonnoir à lumière ».

Une partie des travaux menés s'est concentrée sur l'étude de la déformation du front d'onde induite dans un disque amplificateur. Aux moyens de mesures expérimentales et d'un modèle de simulation numérique, plusieurs disques de Nd,Lu:CaF₂ présentant différentes concentrations en lutécium (et conductivités thermiques) et de verre phosphate dopé au Néodyme LG-760 (Schott) ont été étudiés. Le modèle réalisé aboutit, à partir des données relatives aux propriétés des matériaux et des grandeurs géométriques du problème, à une résolution numérique de la propagation de la chaleur, des déformations et des contraintes pour différentes énergies déposées et cadences de pompage. Ces grandeurs physiques contribuent alors à la déformation du front d'onde dans chaque disque. La **FIGURE** compare pour chaque disque l'évolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde (notée Pic-à-Vallée) en fonction de la puissance moyenne de pompage après propagation en aller-retour dans un disque. Les simulations, que j'ai réalisées sous COMSOL Multiphysics® et qui m'ont permis de me former sur le logiciel, sont représentées en trait continu et les mesures expérimentales par des points.

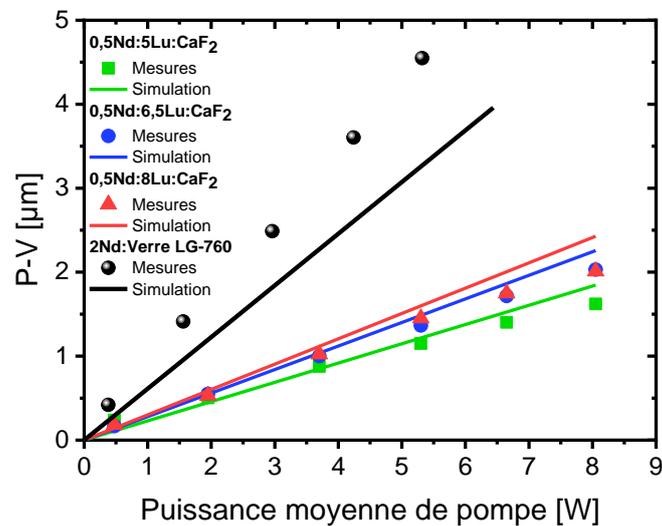


FIGURE 9 : (a) Evolution de la valeur de Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde en fonction de la puissance moyenne de pompage dans un disque de LG-760 (sphères, noir), 0,5%Nd,8%Lu:CaF₂ (triangles, rouge), 0,5%Nd,6,5%Lu:CaF₂ (rond, bleu) et 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂ (carré, vert).

L'amplitude de la déformation du front d'onde diminue d'un facteur 4 entre un disque de verre phosphate dopé au Néodyme et les disques de Nd,Lu:CaF₂. En outre, on observe une augmentation de cette déformation avec la concentration en lutécium dans les cristaux de fluorure codopés, ce qui témoigne bien d'une diminution de la conductivité thermique avec l'augmentation de la concentration en dopant dans la matrice. Enfin, l'évolution de l'amplitude de déformation indique un accord convenable entre la simulation et les expériences. La mise en œuvre de l'amplificateur 4-passages à 4 disques a néanmoins mis en lumière plusieurs limites de conception de cette architecture. Le système de mise en forme spatiale de pompage longitudinal des diodes pour chaque disque présente un encombrement important. De plus, la déformation circulaire du front d'onde pour un seul disque est typiquement de l'ordre de 1 µm. La tête amplificatrice nécessite la mise en place d'un miroir déformable à la place du miroir de fond de cavité. Finalement, une dernière limite de cette architecture repose sur la présence de faces parallèles dans chaque disque, susceptibles d'induire des effets Fabry-Perot, et par conséquent, de la conversion FM-AM.

Les problématiques de gestion des effets thermiques dans le MPA du LMJ ont été adressées en élaborant d'une part des nouveaux cristaux amplificateurs à 1053 nm et en étudiant d'autre part une architecture à disques épais refroidis par la face arrière. Toutefois, plusieurs limites de l'architecture proposée sont illustrées par la dégradation des performances de l'impulsion ou l'encombrement du système. En parallèle, une approche alternative suscite également un intérêt pour cette problématique à partir des années 1990 : l'assemblage de matériaux à gain laser avec des cristaux non-dopés qui possèdent de meilleures propriétés thermiques.

L'assemblage de matériaux laser solides

À la fin du 20^{ième} siècle, l'assemblage de matériaux optiques, et en particulier l'adhésion moléculaire, est en plein essor et contribue à la réalisation de composants optiques pour l'interférométrie ou pour la fabrication de lasers [Biermann et al. 1995]. Dans un même temps, le bond des semi-conducteurs dans les années 1980 popularise assez largement le principe de l'assemblage par adhésion moléculaire pour la réalisation de circuits à base de structures « silicium sur isolant » [Lasky 1986]. Durant cette même période, la communauté des physiciens du laser commence à entrevoir l'intérêt que peut présenter ce nouveau savoir-faire technologique. Dans un premier temps, l'assemblage de matériaux se présente comme un moyen d'augmenter le volume des cristaux, dont la taille est très souvent limitée par les capacités de croissance. Ensuite, en associant un cristal dopé et un cristal pur de meilleure conductivité thermique, il devient possible de réduire la charge thermique dans le matériau à gain laser. Les premiers travaux de Lee et Meissner démontrent la réalisation d'assemblages de cristaux de YAG dopés au Néodyme entre eux ou avec un cristal pur [Lee et al. 1992]. Le protocole mis en œuvre aboutira à une série de brevets à la fin des années 90 [Meissner 1995, 1998] qui marquera les débuts de l'entreprise Onyx Optics Inc. (Boulder, CA, États-Unis), pionnière de l'assemblage de matériaux pour des applications dans le domaine du laser.

Leur méthode est appliquée pour fabriquer plusieurs assemblages à base de barreaux cylindriques de YAG dopés avec des ions Néodyme [Hanson 1995; Honea et al. 1998], Ytterbium [Bibeau et al. 1997] ou Thulium [Beach et al. 1996; Honea et al. 1997] avec des cristaux de YAG non-dopés à chaque extrémité⁴. Ces premiers travaux, réalisés notamment au LLNL, démontrent alors une augmentation de la puissance continue extraite dans ces différents matériaux à gain, ce qui témoigne d'une dissipation thermique efficace par conduction au niveau des extrémités en contact avec le YAG non-dopé. Cette méthode d'assemblage par diffusion thermique se répand et tend à être appliquée à de nouveaux matériaux. Dans la continuité des travaux sur le YAG, Onyx Optics Inc. réalise un assemblage similaire de cristaux de YLF (Li₄YF) codopés Holmium-Thulium [Jani et al. 1995]. Au Japon, Tsunekane et al. démontrent une réduction de l'élévation de température de près de 61% dans un assemblage YAG||Nd:YAG||YAG [Tsunekane et al. 1998]. Sugiyama et al. parviennent à assembler plusieurs cristaux de saphir dopés au Titane pour en augmenter le volume [Sugiyama et al. 1998] en ajoutant une étape préalable de traitement des

⁴ Dans la suite du manuscrit, nous adopterons cette écriture contractée pour désigner les assemblages. En l'occurrence, les assemblages énoncés ici sont notés **YAG||X³⁺:YAG||YAG** où X désigne la nature du dopant (X³⁺=Nd³⁺, Yb³⁺ ou Tm³⁺) et « || » désigne une interface.

surfaces à adhérer par voie basique. En s'inspirant des développements dans le domaine des semiconducteurs [Suga et al. 1992], une étape d'activation « sèche » des surfaces par un bombardement d'atomes d'argon est mise en œuvre pour assembler des cristaux de vanadate (YVO_4) purs et dopés au Néodyme [Sugiyama et al. 2004, 2005]. En revanche, l'ensemble des compositions présentées jusqu'à présent repose sur un choix de matériaux identiques (au dopage près) ce qui garantit l'absence de contraintes thermiques en raison des propriétés thermiques et mécaniques quasiment identiques entre les matériaux. Cette première catégorie d'assemblages est qualifiée d'« homo-assemblages ».

À partir des années 2000, plusieurs équipes s'intéressent à l'assemblage de matériaux de composition, structure cristalline et propriétés différentes. Pour accroître la capacité d'extraction thermique, il est intéressant d'exploiter les propriétés thermiques de nouveaux cristaux. Les travaux de thèse de R. Gaume [Gaume 2002] se concentrent notamment sur cette thématique pour développer des assemblages de différentes matrices cristallines dopés à l'Ytterbium avec des cristaux non-dopés. Un assemblage YAG||Yb:SYS ($SrY_4(SiO_4)_3O$) a notamment été mis en œuvre pour la première fois dans une cavité laser à blocage de modes pour générer des impulsions femtosecondes [Druon et al. 2005]. Un choix récurrent s'oriente vers des assemblages de YAG dopé avec du saphir (Al_2O_3), qui présente une conductivité thermique trois fois supérieure ($30W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$) et un coefficient de dilatation similaire ($7 - 8 \cdot 10^{-6} K^{-1}$). Cette association est par exemple envisagée pour améliorer les architectures à disque minces à base d' Yb^{3+} :YAG, en associant un cristal de saphir sur la face libre du cristal dopé [Kuznetsov 2020]. Taira *et al.* proposent plusieurs géométries d'assemblage de même composition et réalisées à l'aide d'une méthode d'activation de surface. En 2017, cette équipe présente des assemblages comprenant quatre cristaux de Nd^{3+} :YAG et quatre à cinq cristaux de saphir [Zheng et al. 2017, 2019], démontrant une nette réduction de la dépolarisation induite par contraintes par rapport à un assemblage YAG|| Nd^{3+} :YAG et un seuil de fracture deux fois plus élevé par rapport à un cristal de Nd^{3+} :YAG étudié dans des mêmes conditions. En cause, la meilleure conductivité thermique du saphir ainsi que la répartition du matériau à gain -et par conséquent, de la charge thermique- dans le milieu amplificateur permettent une dissipation thermique plus efficace. Cette architecture de refroidissement tout-solide, nommée « Distributed Face-Cooling » [Zheng et al. 2017], a été reprise pour la réalisation d'un milieu amplificateur de même nature comprenant une alternance de près de 45 cristaux de Nd^{3+} :YAG de concentrations et épaisseurs différentes et de saphir pour optimiser l'absorption et le gradient thermique dans le matériau [Kausas et al. 2021].

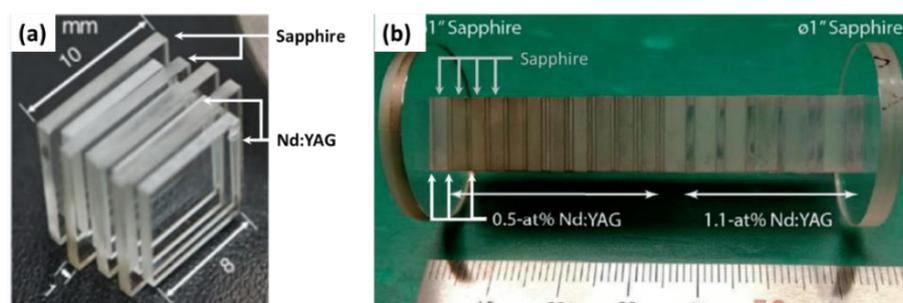


FIGURE 10 : (a) Assemblage périodique de 8 cristaux de de Nd:YAG et de saphir [Zheng et al. 2017]. (b) Assemblage périodique de 45 cristaux de Nd:YAG et de saphir [Kausas et al. 2021]. De gauche à droite, l'épaisseur et le taux de dopage du YAG augmente pour répartir la charge thermique dans l'assemblage (le pompage se faisant longitudinalement, dans cette même direction).

Dans le cadre de l'hétéro-assemblage, des associations de cristaux et de verres ont également été réalisées. Au cours des dernières années, un premier amplificateur laser de forte énergie exploitant des assemblages de verre dopé au Néodyme avec du saphir a été conçu, démontrant l'amplification d'impulsions nanosecondes à 560 mJ à une cadence de 1 Hz [Huang et al. 2016, 2018].

L'assemblage de matériaux suscite depuis les années 90 un grand intérêt dans la communauté du laser pour améliorer la dissipation thermique des amplificateurs laser solide ou augmenter le volume des cristaux. L'approfondissement des méthodes d'assemblage a contribué à l'étude de nouvelles associations de matériaux présentant des propriétés différentes, comme les verres et les cristaux, et à la conception d'hétérostructures assemblées de plus en plus abouties. Cette nouvelle approche constitue l'idée fondatrice des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit.

Développement d'un barreau amplificateur assemblé multi-matériaux pour un pilote de laser de puissance

Ce projet de thèse repose sur l'assemblage de matériaux optiques aux fonctions complémentaires pour élaborer un barreau amplificateur multi-matériaux assemblés pour un pilote de laser de puissance de nouvelle génération. Il s'agit d'associer un matériau à gain laser, dont le rôle est l'amplification d'une impulsion laser à 1053 nm , avec des cristaux dissipateurs non-dopés, transparents et présentant une forte conductivité thermique. Ce barreau, dont une représentation de principe est donnée en **FIGURE 11**, s'inspire de l'architecture actuelle de l'amplificateur 4-passages du MPA du LMJ, en mettant un jeu un pompage transverse où des diodes de forte puissance remplacent les lampes flash, et avec une propagation de l'impulsion en transmission dans le matériau amplificateur. Pour parvenir à amplifier une impulsion à 1053 nm à une énergie de 1 J en 4 passages, le volume de matériau à gain total serait réparti dans le barreau assemblé et segmenté par plusieurs cristaux dissipateurs de manière à réduire la charge thermique et les distorsions optiques subies par l'impulsion. En s'inspirant du pré-dimensionnement réalisé dans le cadre du projet LEAP Axe B, une épaisseur totale de matériau à gain de 20 mm forme un point de départ pour dimensionner un barreau capable d'amplifier une impulsion avec un profil carré de taille centimétrique. Le choix des matériaux ainsi qu'une optimisation de la géométrie forment deux familles de paramètres d'intérêt pour y parvenir.

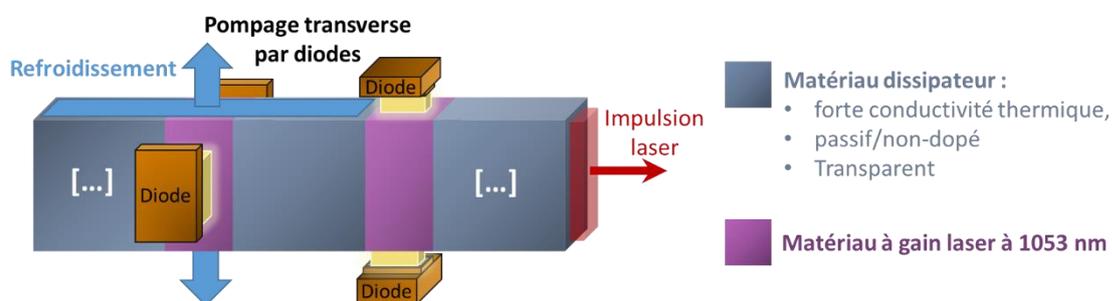


FIGURE 11 : Schéma de principe d'un barreau amplificateur multi-matériaux assemblé et pompé transversalement par des diodes. Le volume de matériau à gain nécessaire pour une amplification à 1 J serait réparti en plusieurs couches dans la structure, qui est réduite ici à deux couches de matériau à gain.

Les travaux de thèse supportés par ce manuscrit s'inscrivent dans une démarche de **démonstration de principe** de l'assemblage de matériaux optiques pour l'amplification laser de puissance et de la gestion des effets thermiques induits lors du pompage. Dans cette démarche, nous nous proposons d'étudier un ensemble d'**assemblages élémentaires**, composés d'une seule épaisseur matériau à gain assemblée à un ou plusieurs cristaux dissipateurs de différentes natures. Ces travaux s'articulent autour d'une approche duale basée sur un **modèle numérique** confronté à des **caractérisations expérimentales** réalisées sur les différents assemblages fabriqués.

Dans un **premier chapitre**, nous commencerons par énoncer un ensemble de principes sur lesquels l'assemblage de matériaux optiques se repose. À cette occasion, plusieurs des méthodes utilisées pour réaliser les assemblages de matériaux optiques et laser présentés dans l'état de l'art seront détaillées. Par la suite, nous nous attacherons à exposer l'origine des effets thermiques dans le cas de matériaux à gain dopés au Néodyme. En particulier, nous rappellerons les effets de déformation du front d'onde et de biréfringence induite sous contraintes. Une originalité apportée dans cette discussion consistera à discuter du cas d'un milieu amplificateur composite. L'ensemble des considérations et paramètres identifiés dans ces deux premiers axes de discussion nous permettront d'identifier plusieurs combinaisons de matériau à gain et de cristal dissipateur. En s'inspirant des points de fonctionnement du projet LEAP Axe B, une première géométrie élémentaire sera proposée. Au fil de plusieurs commandes et collaborations, les assemblages réalisés pour ces travaux de thèse seront présentés.

Une méthodologie de caractérisation des effets thermiques et un ensemble de mesures réalisées sur les assemblages définis et réalisés durant la thèse sont présentés dans le **deuxième chapitre**. Un banc de caractérisation optique et laser en simple passage des échantillons pompés latéralement par des diodes de forte puissance sera détaillé. Des caractérisations de l'élévation de température, de la déformation mécanique et de la déformation du front d'onde seront commentées.

Le **troisième chapitre** se focalisera finalement sur le développement du modèle numérique des effets thermomécaniques dans des milieux amplificateurs laser assemblés développés à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®. Nous détaillerons et procéderons à une discussion de la validité du modèle étape par étape à l'aide des mesures et observations expérimentales présentées auparavant. Le modèle numérique contribuera finalement à interpréter les différences constatées d'un assemblage à un autre, notamment en termes de déformation du front d'onde.

Finalement, la **conclusion** de ce manuscrit aboutira à plusieurs pages de présentation des **perspectives et de nouveaux concepts** soutenus par le modèle numérique pour le développement de milieux amplificateurs laser solides assemblés de nouvelle génération.

CHAPITRE I

ELEMENTS DE THEORIE ET DEFINITION DES ASSEMBLAGES

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre consiste dans un premier temps à introduire les notions physiques associées à l'assemblage de matériaux et à la compréhension des effets thermo-optiques induits par pompage dans un matériau amplificateur laser. Nous commencerons par proposer une description des principes appuyée par un historique de l'assemblage de matériaux optiques. Plusieurs protocoles d'assemblage évoqués dans l'état de l'art en introduction, dont certains seront mis en œuvre pour la réalisation de nos échantillons, seront détaillés pour illustrer les notions abordées dans cette partie. Nous nous attachons ensuite à proposer un exposé théorique des effets thermomécaniques générés au cours du pompage d'un matériau amplificateur dopé au Néodyme. Pour ce faire, nous rappelons les grandeurs spectroscopiques mises en jeu dans les phénomènes générateurs de chaleur d'un matériau à gain. Ensuite, les phénomènes de propagation de chaleur et de contraintes thermiques induites dans un matériau amplificateur sont brièvement introduits et discutés dans le cas d'un matériau laser assemblé. Les grandeurs physiques associées, telles que l'élévation de température ou les tenseurs associés aux contraintes et aux déformations mécaniques, seront exploitées pour exprimer les phénomènes à l'origine de la dégradation des propriétés optiques d'un faisceau parcourant le milieu à gain pompé. L'ensemble des notions explorées dans ces deux premières parties contribuera finalement à établir une géométrie type et un ensemble de critères matériaux d'intérêt pour l'assemblage. En définitive, la discussion menée au long de ce chapitre aboutira sur la présentation et la réalisation des échantillons assemblés qui seront étudiés tout au long des chapitres suivant.

1. Principes et méthodes de l'assemblage de matériaux

Nous présentons dans un premier temps les concepts de base et un état de l'art des méthodes l'assemblage de matériaux optiques. En particulier, nous serons amenés à aborder deux familles de méthode : une première basée sur le mécanisme d'adhésion moléculaire et une seconde basée sur l'usage d'un adhésif optique.

1.1. Adhésion moléculaire : des origines à sa réalisation

L'adhésion moléculaire ("optical bonding" ou « direct bonding » en anglais) se réfère à l'association robuste de deux surfaces de très grande qualité optique par établissement de liaisons sans ajout d'un agent extérieur, comme une colle. Une des premières observations d'un contact optique revient à Isaac Newton qui, en positionnant une lentille en appui sur un plan optique étalon, observe pour la première fois une figure d'interférences présentant des anneaux concentriques d'interfrange décroissante radialement. Cette figure d'interférences témoigne de la mince distance qui sépare les deux surfaces optiques, de l'ordre de quelques longueurs d'onde, et qui augmente au fur et à mesure que l'on s'écarte de son centre, à l'image du nombre de franges qui croît. Ce type de figure d'interférences prendra plus tard le nom d'anneaux de Newton, et sera exploité lors de la réalisation d'un contact optique. À ce stade, il ne s'agit cependant pas encore d'adhésion moléculaire, mais seulement d'un contact optique sans liaison robuste. De concomitance, Desaguliers propose en 1725 une première description de l'adhésion, en mettant en contact deux sphères de plomb polies avec précision [Haisma 2002; Plöbl 1999]. En particulier, il stipule que la friction entre deux surfaces diminue de concours avec leur rugosité. Au début du 20^{ème} siècle, plusieurs parviennent à assembler des matériaux optiques dans le cadre de la réalisation de composants pour l'interférométrie. En 1936, Lord Rayleigh [Lord Rayleigh 1936] contribuera à son tour à ces travaux en s'intéressant notamment à l'influence du nettoyage sur l'assemblage et observera tout particulièrement l'absence de réflexion par l'interface entre deux surfaces de verre. Dans la deuxième moitié du 20^{ème} siècle, l'adhésion moléculaire connaît alors un premier essor, en partie grâce aux sociétés Philips [Biermann et al. 1995; Haisma et al. 1994] (pour la réalisation de cavités laser HeNe compactes), Toshiba [Shimbo et al. 1986] ou encore IBM [Lasky 1986]. Avec l'avènement des semi-conducteurs à partir des années 80, l'adhésion connaît alors un sursaut et constitue un sujet moteur, par exemple pour le développement de diodes laser de tête de lecture ou encore l'élaboration de structures Silicon-on-Insulator (SOI) [Fournel 2023] appliquées à la fabrication de circuits intégrés. En définitive, l'adhésion moléculaire est aujourd'hui présente dans plusieurs domaines plus ou moins voisin de l'optique, comme l'interférométrie, la micro-électronique et plus particulièrement, dans notre cas, les lasers solides.

L'adhésion moléculaire s'appuie sur la génération de liaisons, à l'échelle de l'atome, entre deux surfaces à adhérer. Lorsque les deux surfaces sont préparées avec une précision si grande qu'il est possible de réduire leur distance de séparation à quelques Ångström, des forces attractives s'initient entre les atomes de chaque surface. Ces forces de Van der Waals diminuent à mesure que cette distance de séparation est réduite. Le critère primordial pour l'adhésion moléculaire est par conséquent l'état des surfaces à adhérer, caractérisée par deux paramètres définis ensuite : la planéité et la rugosité. Le processus

de mise en forme d'un matériau optique débute par l'ébauchage et le doucissage des surfaces à polir pour ajuster l'épaisseur du matériau ou encore retirer certains défauts et éclats de grande dimension sur la surface. Le procédé de polissage (ou "surfaçage") est l'étape critique pour réaliser l'adhésion moléculaire, car elle permet de corriger les défauts de forme de la surface et de réduire sa rugosité. Étant donné la qualité des surfaces optiques nécessaire à l'assemblage, ce procédé nécessite patience et minutie tellement il est difficile à maîtriser de manière à le rendre reproductible. Nous orientons le lecteur vers les travaux de thèse de R. Gaume [Gaume 2002], qui dresse une description exhaustive des principes et du protocole du polissage d'une surface optique pour réaliser de l'assemblage de matériaux avec un riche niveau de détails. Dans la suite de notre développement, nous ne proposons pas un protocole d'adhésion moléculaire général, mais nous rappelons plutôt certains principes participant à sa mise en œuvre.

○ **PLANEITE**

La planéité caractérise le défaut de forme général d'une surface, qui varie typiquement de quelques longueurs d'onde à quelques fractions de longueur d'onde (soit plusieurs dizaines de nanomètres en pic-à-vallée). Lorsque deux surfaces polies sont mises en contact sans adhérer, elle présente des franges d'interférence en lumière blanche dont la figure témoigne de la forme du défaut de surface résiduel, comme illustré en **FIGURE I-1**. La forme et le nombre de franges observées permet d'obtenir qualitativement une idée du défaut de forme entre les surfaces en contact et de la distance qui les sépare⁵. Dans l'idée, deux principes peuvent être appliqués pour favoriser l'adhésion. Le premier est de réduire l'amplitude du défaut de planéité, de manière à diminuer la distance entre les surfaces. Les valeurs de planéité visées sont typiquement inférieures à un dixième de longueur d'onde en pic-à-vallée, soit quelques dizaines de nanomètres. Un deuxième principe consiste à préparer deux surfaces optiques présentant des formes complémentaires.

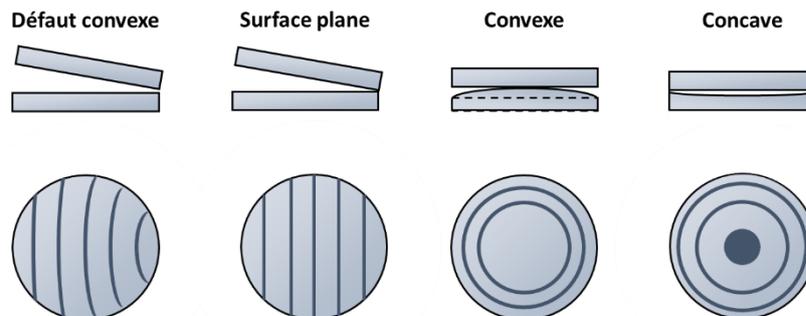


FIGURE I-1 : Exemples de défaut de planéité et figures d'interférences associées.

○ **RUGOSITE**

Ce paramètre intervient à l'échelle des couches d'atomes situés au niveau des surfaces à adhérer. La rugosité est couramment exprimée par sa valeur quadratique moyenne. Pour favoriser l'adhésion, cette valeur doit typiquement être sub-nanométrique [Lee et al. 2010]. Une mesure à l'aide d'un microscope à force atomique ou d'un profilomètre interférométrique permet de rendre compte de la rugosité moyenne de la surface.

⁵ Une frange correspondant à une demi-longueur d'onde.

○ PROPRETE DES SURFACES

La propreté d'une surface peut être discutée sous deux aspects. Le premier aspect concerne le nettoyage des surfaces à adhérer pour retirer particules, poussières ou résidus de polissage susceptibles d'induire des défauts locaux de planéité et d'inhiber l'adhésion. Le second aspect correspond à la réactivité de la surface. En effet, une activation préalable des surfaces afin de retirer les impuretés et les couches oxydées peut favoriser l'adhésion. Nous reviendrons sur ce point dans la présentation des protocoles d'assemblage de matériaux.

○ REALISATION DE L'ADHESION MOLECULAIRE

Une fois les surfaces optiques à adhérer polies et nettoyées, le contact optique est réalisé suivant les étapes illustrées dans la **FIGURE I-2**. La capillarité induite par la couche d'air emprisonnée entre les deux surfaces permet de faire glisser la surface optique supérieure pour la positionner. La position optimale pour obtenir l'adhésion est déterminée en cherchant à minimiser les franges de Newton. En appliquant une pression en périphérie de la surface supérieure, la couche d'air commence à être chassée et les surfaces sont suffisamment proches pour initier des premières liaisons de Van der Waals, et conséquemment, l'adhésion moléculaire (**FIGURE I-2 (a)**). Le contact local initié permet, de proche en proche, de réduire la distance de séparation entre les surfaces au niveau des zones non-adhérées voisines. Ce phénomène progressif se caractérise par la propagation d'une onde d'adhésion (**FIGURE I-2 (b)**). Une fois l'onde propagée, les deux surfaces sont adhérentes et l'air est chassé comme l'indique la teinte plate, illustrée en **FIGURE I-2 (c)**.

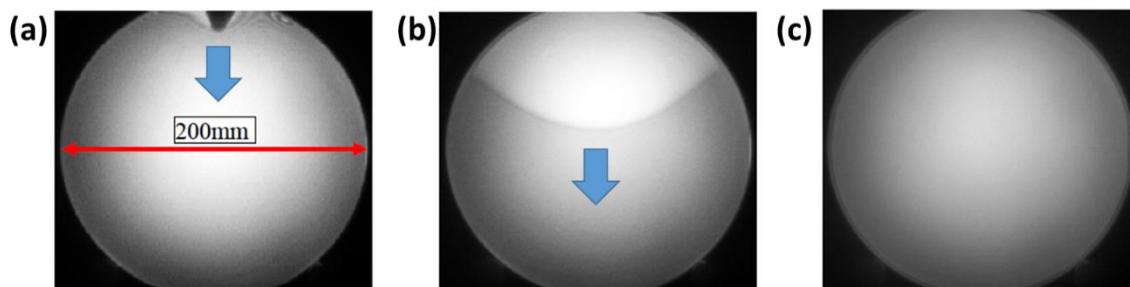


FIGURE I-2 : Adhésion moléculaire de deux substrats de silicium de 200 mm de diamètre. **(a)** Une pression locale est appliquée en périphérie pour initier l'adhésion entre les surfaces préalablement positionnées. **(b)** Propagation de l'onde d'adhésion du haut vers le bas. La flèche symbolise le sens de l'adhésion. **(c)** Les deux surfaces sont adhérentes. Figure adaptée de [Fournel 2023].

1.2. Plusieurs protocoles de renforcement de la liaison

L'adhésion moléculaire est rarement suffisante pour permettre de résister à la montée en température induite lors du pompage. Elle est très régulièrement précédée ou complétée d'une étape qui consiste à renforcer la liaison entre les matériaux. Nous proposons ici de discuter de deux principes de protocoles qui participent à l'élaboration de liaisons plus fortes que les liaisons de Van der Waals générées au cours de l'adhésion moléculaire.

1.2.1. Assemblage par diffusion thermique⁶

La première méthode, dite d'assemblage par diffusion, est la plus couramment employée pour réaliser l'assemblage de matériaux, et plus particulièrement, de matériaux de même composition chimique et structure cristalline. La méthode proposée s'articule en deux grandes étapes : l'adhésion moléculaire et le recuit thermique. La première étape, amplement présentée précédemment, permet d'adhérer au préalable les deux matériaux à assembler. Pour obtenir une liaison plus robuste en vue d'une exposition à une élévation de température induite lors du pompage du matériau dopé, une étape de traitement thermique est réalisée à une température inférieure à la température de fusion des cristaux utilisés. Cette étape rétablit l'organisation cristalline entre deux cristaux orientés [Meissner 1995] et réduit le nombre de sites gazeux piégés à l'interface. L'interface générée est homogène sur la section et présente de faibles contraintes mécaniques suite au traitement thermique dans le cas d'un homo-assemblage, en raison des propriétés mécaniques quasi-identiques des matériaux assemblés. Dès les années 1990, plusieurs équipes réalisent des assemblages par diffusion thermique de cristaux de YAG dopé aux ions terres rares et de YAG pur [Hanson 1995; Lee et al. 1992; Tsunekane et al. 1997]. Plus particulièrement, il s'agit de la méthode brevetée dans les années 90 par la société Onyx Optics Inc. (CA, Etats-Unis), intitulée Adhesive-Free Bonding® (AFB) [Lee et al. 2010; Meissner 1995]. L'étape clé de ce protocole repose tout particulièrement sur le traitement thermique, qui est réalisé à une température inférieure à la température de fusion des matériaux à assembler. Précisément, le brevet de Meissner suggère de travailler entre 40% et 90% de la température de fusion d'un cristal et entre 80% et 130% de la température vitreuse d'un verre [Lee et al. 2010], de manière à maximiser la diffusion de volume des espèces chimiques d'un matériau vers l'autre et inversement. L'exposition à une température élevée contribue à renforcer l'interface via deux mécanismes.

Le premier mécanisme, le fluage, correspond à la déformation plastique générée par dilatation thermique des surfaces en contact [Gaume 2002]. Ce processus permet de compléter l'adhésion entre les matériaux par effondrement plastique au niveau des zones non-adhérées. Pour faciliter ce processus, une pression peut être appliquée sur l'échantillon. Lors de la réalisation du premier assemblage au CIMAP, cette étape a permis de finaliser l'adhésion des deux matériaux [Meroni 2022], comme l'illustrent les acquisitions en **FIGURE I-3**.

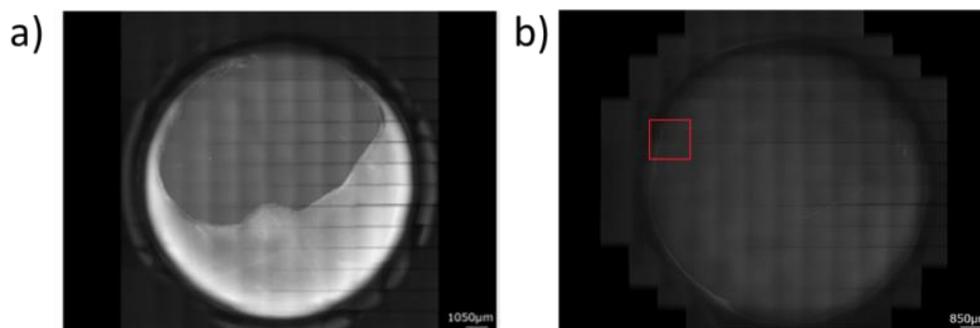


FIGURE I-3 : Adhésion entre deux disques de CaF_2 (a) avant traitement thermique et (b) après traitement, avec application d'un poids [Meroni 2022]. L'aire blanchâtre indique l'aire qui n'est pas adhésive.

⁶ Rencontrée dans la littérature sous l'appellation « Diffusion Bonding ».

Le deuxième mécanisme repose sur le principe de diffusion. Au cours du recuit, plusieurs atomes au voisinage de la surface en contact d'un matériau migrent par processus de diffusion de volume dans l'autre matériau et inversement. Ce phénomène donne alors naissance à des liaisons covalentes ou ioniques plus robustes que les liaisons de Van der Waals initiées entre les deux matériaux lors de l'adhérence moléculaire. Le matériau laser assemblé obtenu à l'issue de cette étape ne présente plus une frontière nette entre les matériaux, à l'image des échantillons représentés dans la **FIGURE I-4**.

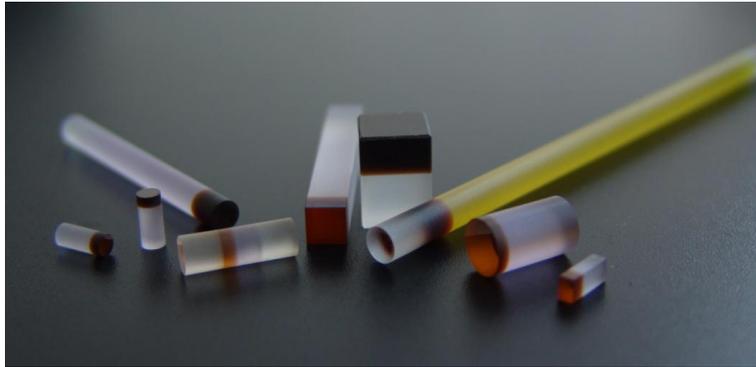


FIGURE I-4 : Matériaux assemblés par diffusion. L'interface de contact entre les matériaux n'est plus apparente et laisse place à un gradient qui illustre le processus de diffusion entre les matériaux au voisinage de l'interface de contact. Tiré de [Sraïki 2015].

Cette méthode présente une limitation importante : l'écart de coefficient de dilatation entre les matériaux. En effet, le matériau assemblé étant soumis à un échauffement important lors du traitement, des contraintes sont susceptibles d'apparaître au cours de la rampe de montée ou de descente en température. C'est notamment pour cette raison que cette méthode est beaucoup plus adaptée à l'assemblage de matériaux identiques (à l'insertion d'un ion dopant près), et beaucoup moins pour des matériaux dissimilaires qui présentent des propriétés thermomécaniques différentes et, le cas échéant, une anisotropie. Toutefois, nous pouvons référencer plusieurs travaux qui démontrent que cette méthode peut être employée dans certains cas pour assembler des matériaux différents en ajustant minutieusement les rampes de température appliquée, comme de l'Yb:YAG avec saphir [Kuznetsov et al. 2020; Lee et al. 2010] ou encore du SYS [Druon et al. 2005].

1.2.2. Assemblage par activation de surface préliminaire

Une seconde méthode, cette fois-ci préliminaire à la mise en contact des matériaux, consiste à activer les surfaces. Ce terme d'activation correspond au fait de rendre les surfaces, et plus particulièrement les atomes situés dans son voisinage, libres de toute impureté et réactives pour favoriser l'adhésion. Cela consiste à venir retirer en surface une couche polluée ou oxydée par l'exposition à l'air ambiant et à l'humidité. Dans la littérature, plusieurs protocoles d'activation de surface par attaque ou traitement chimique sont proposés, et dépendent souvent de la réactivité des matériaux à assembler. A titre d'exemple, le procédé d'assemblage UHV (« Ultra High-Vacuum Bonding ») employé pour combiner des substrats de silicium fait appel à un prétraitement des surfaces avec de l'acide fluorhydrique, qui permet d'attaquer les couches oxydées d'une part et de fixer une couche protectrice d'atomes d'hydrogène sur les surfaces à adhérer d'autre part. Avec un procédé analogue reposant sur une étape de traitement des surfaces avec une solution

basique, Sugiyama et al. sont parvenus à assembler deux cristaux de saphir dopés au titane [Sugiyama et al. 1998]. Cette équipe poursuit alors ses travaux sur les perspectives de traitements chimiques favorisant l'initiation de liaisons entre les cristaux. En s'inspirant des développements dans le domaine des semiconducteurs [Suga et al. 1992], une étape d'activation « sèche » des surfaces par un bombardement d'atomes d'argon est mise en œuvre pour assembler des cristaux de vanadate (YVO_4) purs et dopés au néodyme [Sugiyama et al. 2004, 2005]. Ce second procédé requiert notre attention pour deux raisons. La première est le fait qu'elle puisse être réalisée à température ambiante, et donc sans nécessité de traitement thermique susceptible de générer des contraintes. La seconde raison est que ce procédé a pu être appliqué à un ensemble de différents matériaux et notamment pour réaliser des hétéro-assemblages car elle ne fait pas appel à une étape de traitement thermique. Ce processus, mis en œuvre dans les travaux de Ichikawa et al. pour associer du Nd:YAG à du diamant [Ichikawa et al. 2017], s'articule en plusieurs étapes décrites dans la **FIGURE I-5** et chacune réalisée dans une atmosphère sous vide et à température ambiante. Les surfaces des deux matériaux préalablement polis sont irradiées avec un faisceau d'atomes Argon, qui attaque les couches oxydées et polluées pour laisser place à des liaisons très réactives, dites « pendantes ». Une fois les surfaces irradiées, elles sont mises en contact pour former des liaisons moléculaires fortes entre les atomes au voisinage de la surface en contact de chaque matériau.

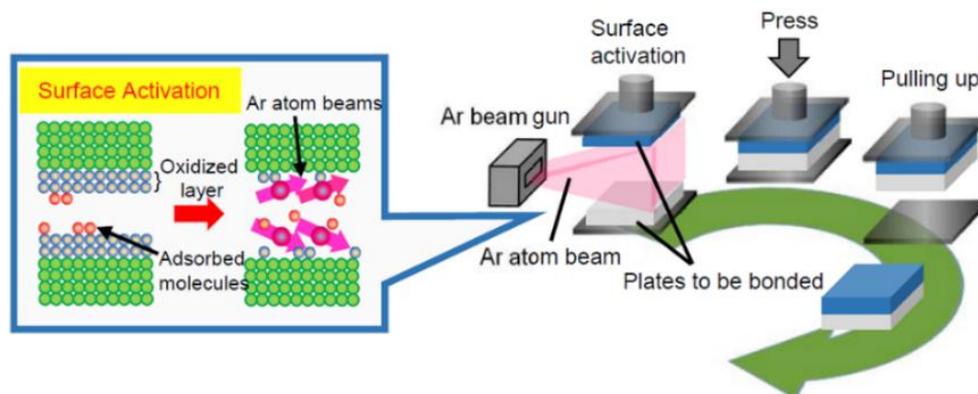


FIGURE I-5 : Schéma de principe de l'assemblage par activation de surface par bombardement d'atomes. Tirée des travaux de Ichikawa et al. [Ichikawa et al. 2017].

Cette méthode peut toutefois se combiner avec un processus de traitement thermique décrit précédemment. Kausas et Taira montrent, dans le cas d'un assemblage entre du Nd:YAG et du saphir, une réduction de l'épaisseur de l'interface entre les deux matériaux après recuit thermique [Kausas et al. 2022].

1.3. Assemblage adhésif : la méthode sol-gel

Une dernière méthode envisagée pour réaliser l'assemblage repose, contrairement à ce qui a été décrit jusqu'ici, sur l'application d'une couche mince adhésive entre deux matériaux. Dans l'état de l'art, différents brevets sur le développement de procédés sol-gel [Gwo 2001; Petit et al. 2010] ont servi de base aux développements de sol-gel applicables à la problématique de l'assemblage de cristaux laser. Ici, nous nous référons aux travaux de thèse de G. Sraïki [Sraïki 2015], qui a identifié plusieurs solutions sol-gel à base de silicate de potassium et de bore présentant un domaine de transparence large, des temps de réticulation raisonnables et un seuil de tenue au flux élevé. Ces travaux ont

été réalisés dans le cadre d'une collaboration avec l'entreprise française Cristal Laser, avec qui nous avons travaillé durant cette thèse pour réaliser des échantillons en employant cette méthode.

Elle suscite un intérêt particulier car celle-ci ne nécessite pas de réaliser le travail de polissage fastidieux nécessaire à l'adhésion moléculaire. Le principe de cette méthode consiste à appliquer une couche adhésive entre les deux matériaux préalablement polis. Un processus de réticulation, qui contribue à activer le pouvoir adhésif de la colle, est ensuite appliqué pour pouvoir renforcer l'assemblage. L'épaisseur de la couche de colle est de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres. En ajustant la composition du composé sol-gel de manière à le rendre suffisamment élastique, la couche de colle s'adapte aux déformations mécaniques subies, suggérant ainsi une méthode d'assemblage adaptée à des matériaux présentant des coefficients de dilatation assez distants. La **FIGURE I-6** illustre un échantillon de verre LG-770 et de quartz avant et près collage.

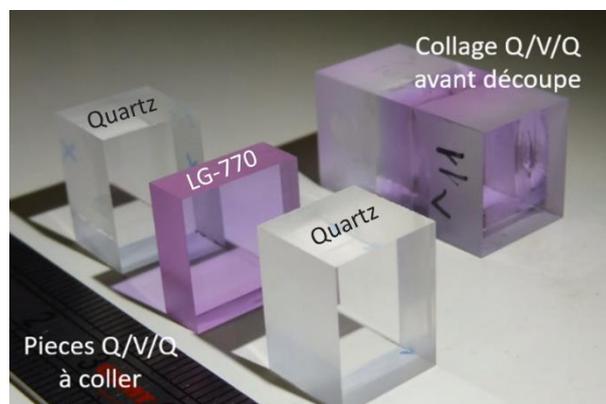


FIGURE I-6 : Exemple d'un échantillon assemblé $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$ avant (gauche) et après collage et avant amincissement, polissage et traitement des faces externes. [Crédits photographiques : Cristal Laser]

La présence d'une nouvelle couche dans l'assemblage peut induire deux problèmes pour notre application. De prime abord, une résistance thermique peut apparaître au niveau de l'interface entre les matériaux, inhibant ainsi le rôle du matériau dissipateur. Ce problème peut être limité en limitant l'épaisseur de la colle et en modifiant la composition de la solution sol-gel de manière à accroître sa conductivité. Dans un second temps, dans la mesure où nous souhaitons limiter le nombre d'interfaces optiques susceptibles de générer des modulations par effet Fabry-Perot et participer à la conversion FM-AM, la couche de colle induit une nouvelle couche d'indice. Toutefois, cette méthode de collage peut être pratiquée sur des matériaux préalablement traités de manière à réduire les réflexions résiduelles.

Nous avons dans cette première partie présenté les principes physiques à l'origine de l'assemblage de matériaux ainsi que plusieurs méthodes de réalisation couramment utilisées depuis les années 1990. Les travaux présentés dans cette thèse n'aspirent pas à explorer de nouvelles méthodes d'assemblage, mais plutôt à étudier l'assemblage de matériaux d'intérêt pour notre problématique de réduction des effets thermiques induits par pompage en mettant en jeu plusieurs des méthodes présentées. Nous nous attachons dans la partie suivante à proposer un exposé théorique des effets thermomécaniques induits lors du pompage du matériau.

2. Théorie des effets thermomécaniques et optiques dans un matériau amplificateur

Cette seconde partie a pour objectif de proposer un énoncé des effets thermo-optiques dans un amplificateur laser solide. Cette partie du chapitre se concentre sur l'origine de la charge thermique, la propagation de la chaleur et l'apparition des déformations et contraintes thermiques. Enfin, nous nous attachons à mettre en perspective les grandeurs physiques définies en développant les distorsions optiques responsables de la dégradation des propriétés du faisceau, que sont la déformation du front d'onde et la biréfringence.

2.1. Origine des phénomènes thermiques dans un matériau à gain solide dopé au Néodyme

L'ion Néodyme est l'ion terre rare trivalent canonique dans les installations laser de puissance conçues pour des expériences de haute densité d'énergie. En particulier, comme nous l'avons vu dans le précédent chapitre, son dopage dans des verres phosphates ou silicates permet d'obtenir des spectres d'émission larges et une valeur de fluence de saturation compatibles de l'amplification de puissance [Campbell et al. 2000]. A posteriori, les travaux du CIMAP sur le codopage d'une matrice en fluorure de calcium a inscrit les fluorures dans la liste des matériaux amplificateurs à 1053 nm avec l'avantage de bénéficier de la conductivité thermique élevée du cristal hôte [Normani et al. 2016]. Ces deux groupes de matériaux dopés au Néodyme vont, au cours de ces travaux, former un catalogue de matériaux à gain laser à 1053 nm candidats pour nos assemblages. De prime abord, nous rappelons ici certaines propriétés spectroscopiques de l'ion Néodyme avec pour objectif d'identifier les paramètres participant à la charge thermique du matériau.

2.1.1. Les matériaux laser solides dopés au Néodyme

Nous rappelons ici quelques propriétés spectroscopiques de l'ion Néodyme présent dans les matériaux à gain des assemblages réalisés dans le cadre de ces travaux. Il ne s'agit pas ici de proposer au lecteur un exposé complet et détaillé sur la spectroscopie des ions terres rares, mais davantage de se rappeler le fonctionnement de l'effet laser dans un matériau dopé au Néodyme ainsi que ses propriétés en termes d'absorption. Cette étape nous permettra ensuite d'identifier les processus responsables de la charge thermique.

○ DESCRIPTION DE L'ION NEODYME DANS UNE MATRICE DE VERRE PHOSPHATE

Le Néodyme est le premier ion de la famille des lanthanides à être historiquement exploité pour émettre un effet laser autour de $1 \mu m$, dont le principe repose sur un schéma à 4 niveaux illustré en **FIGURE I-7**. Il présente plusieurs raies d'absorption, le rendant exploitable dans les lasers de puissance avec une configuration de pompage large bande, typiquement avec des lampes flash. En particulier, nous nous intéressons à la transition du niveau fondamental stable $^4I_{9/2}$ vers le niveau excité $^4F_{5/2}$ obtenue pour un pompage au voisinage de 800 nm. L'inversion de population recherchée, responsable de l'effet laser, prend place entre le niveau haut laser $^4F_{3/2}$ et le niveau bas laser $^4I_{11/2}$, après désexcitation non-radiative du niveau $^4F_{5/2}$ vers le niveau $^4F_{3/2}$. Enfin, un ion dans le niveau bas laser se désexcite de nouveau de manière non-radiative vers le niveau fondamental $^4I_{9/2}$. Les désexcitations non-radiatives, qui accompagnent les processus d'absorption et d'émission, participent à la génération de chaleur dans le matériau au cours de son pompage.

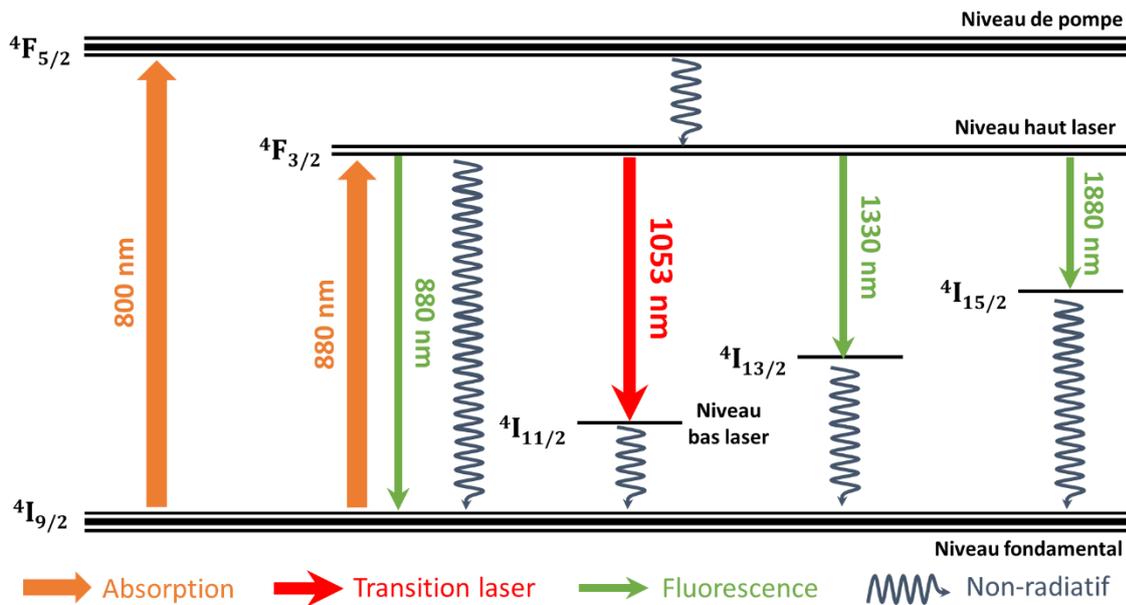


FIGURE I-7 : Diagramme d'énergie de l'ion Néodyme inséré dans une matrice de verre phosphate.

Pour qualifier la proportion d'énergie désexcitée par des processus non-radiatifs par rapport aux processus radiatifs, une première définition couramment rencontrée dans la littérature repose sur le défaut quantique η_q , directement défini par l'écart d'énergie entre un photon absorbé et un photon émis de longueurs d'onde respectives λ_p et λ_l :

$$\eta_q = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \quad (\text{I-1})$$

Dans le schéma décrit en **FIGURE I-7**, le défaut quantique est de 24% dans le cas d'un pompage à 800 nm et d'une émission à 1053 nm. Par ailleurs, un second schéma accessible par absorption d'un photon de pompe à 880 nm pour une transition du niveau fondamental $4I_{9/2}$ directement vers le niveau haut laser $4F_{3/2}$. Le défaut quantique dans ce cas vaut 16%. Cette configuration de pompage est par conséquent intéressante pour réduire la chaleur générée dans le matériau, elle ne sera cependant pas étudiée dans la suite de ces travaux.

Un phénomène parasite d'up-conversion peut également être observé dans les matériaux dopés au Néodyme. L'absorption successive de deux photons de pompe par un ion Néodyme induit une émission de photons à une longueur d'onde plus courte. Une conséquence directe de cet effet est le dépeuplement du niveau excité et donc une réduction du rendement laser. Cet effet a été quantifié dans certains verres phosphates, comme le LHG-8 (Hoya [Doualan et al. 2000] et le LG-770 (Schott) [Payne et al. 1994]. Durant nos caractérisations sur des échantillons à base de LG-770, cette émission reste faible en comparaison avec le fluorure de calcium codopé, dont l'up-conversion se manifeste par l'émission de fluorescence jaune/vert plus intense, témoignant ainsi d'un processus d'up-conversion plus important. Toutefois, celui-ci n'a pas été quantifié dans ce matériau, nous ne tiendrons donc pas compte de cet effet dans la suite du raisonnement.

○ LOI D'ABSORPTION D'UN MATERIAU A GAIN

L'intensité du faisceau de pompe I_p est décrite par une loi de type Beer-Lambert, décrivant une décroissance exponentielle de l'intensité lors de sa propagation sur une épaisseur e du matériau :

$$I_p(e) = I_0 e^{-\alpha_{abs} e} \quad (I-2)$$

Le coefficient α_{abs} , donné en cm^{-1} , correspond au coefficient d'absorption linéique du matériau. Il est défini à une longueur d'onde donnée par le produit de la concentration volumique d'ions dopants $N_{Nd^{3+}}$ dans le matériau et de la valeur de section efficace d'absorption du matériau σ_{abs} à cette même longueur d'onde :

$$\alpha_{abs}(\lambda) = \sigma_{abs} N_{Nd^{3+}} \quad (I-3)$$

Le **TABLEAU I-1** présente plusieurs valeurs d'absorption pour une longueur d'onde de 797 nm calculée à partir des données matériaux et de l'équation (II-3). Il montre un écart conséquent de valeurs d'absorption lié à un taux de dopage très important dans certains matériaux, comme le verre Schott LG-770.

Matériaux (% dopage)	LG-770 (4,5% Nd ³⁺)	LG-760 (2% Nd ³⁺)	0,5%Nd,5%Lu :CaF ₂
Référence	[Ehrmann et al. 2004]	[Stoffel 2019]	[Normani 2017]
Longueur d'onde d'absorption maximale λ_{abs} (nm)	802,0	801,0	796,8
Section efficace d'absorption σ_{abs} ($10^{-20} cm^2$)	3,0	3,2	4,2
Absorption α_{abs} à 797 nm (cm^{-1})	13,3	4,2	4,2
Fluence de saturation d'absorption $F_{sat,abs}$ ($J. cm^{-2}$)	8,3	7,6	5,9

TABLEAU I-1 : Valeurs d'absorption linéique et de fluences de saturation de l'absorption calculées à partir de la section efficace d'absorption à 797 nm et de la concentration en ions dopants de deux verres phosphates dopés au Néodyme (LG-760 et LG-770, Schott) et du fluorure de calcium codopé au Néodyme à 0,5% et au lutécium à 5%.

La loi d'absorption définie auparavant est décroissante exponentiellement en fonction de l'épaisseur et linéaire avec la puissance incidente dans le matériau à gain. Néanmoins, pour des valeurs de fluence de pompe importantes, le matériau absorbe énormément de photons de pompe jusqu'à saturer l'ensemble des ions du milieu. Il s'agit du phénomène de saturation de l'absorption, qui limite l'absorption et par conséquent l'énergie emmagasinée par le matériau à gain. Le **TABLEAU I-1** présente les valeurs de fluence de saturation de l'absorption calculées à 797 nm pour les mêmes matériaux dopés au Néodyme. Nous verrons dans le Chapitre II que, dans les faits, cette valeur de fluence de saturation n'est jamais atteinte dans nos conditions de pompage. Dans la suite de notre étude, nous ne tiendrons donc pas compte du phénomène de saturation de l'absorption.

2.1.2. Phénoménologie de la charge thermique d'un matériau amplificateur laser

Les différentes propriétés spectroscopiques d'un matériau à gain brièvement énoncées précédemment vont désormais nous permettre de tisser un lien entre les processus de désexcitation du matériau et la génération d'une charge thermique qui lui est associée. Une fraction de l'énergie absorbée lors du pompage du matériau à gain, que l'on nommera par la suite fraction thermique notée η_h , est convertie sous forme de chaleur via un ensemble de processus détaillés ci-après. Ces processus peuvent être caractérisés par niveau à l'aide de rendements définis dans la **FIGURE I-8**.

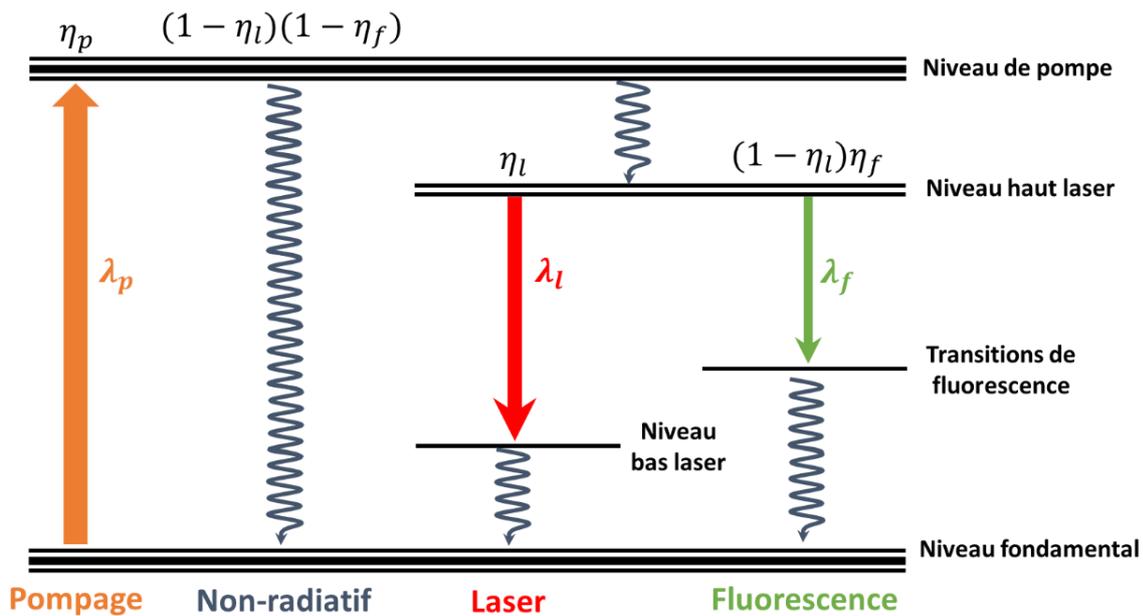


FIGURE I-8 : Définition des rendements pour l'expression de la fraction thermique. L'absorption d'un photon de pompe est symbolisée par une flèche ascendante orange, l'émission laser et de fluorescence par des flèches descendantes respectivement rouge et verte. Les transitions non-radiatives sont marquées d'une flèche ondulée.

Un photon de pompe, une fois absorbé, peut transmettre son énergie selon deux types de processus. Il participe au processus d'absorption qui permet à un ion Néodyme d'accéder à son état excité avec un rendement quantique d'absorption noté η_p . Ce rendement caractérise le nombre de photons de pompe absorbés qui participent à l'excitation d'un ion Néodyme dans le matériau. Dans le cas contraire, le photon est absorbé par un site non-radiatif, ce qui constitue une première source thermique caractérisée par une désexcitation non-radiative d'énergie $h\nu_p$ et de rendement $1 - \eta_p$. Une fois à son état excité, l'ion Néodyme peut se désexciter de deux manières vers son état fondamental. La première englobe les processus d'émission radiative. Dans un premier cas, l'ion Néodyme redonne son énergie par émission spontanée d'un photon de fluorescence à une longueur d'onde de fluorescence λ_f avec un rendement quantique de fluorescence η_f . La longueur d'onde de fluorescence est calculée à partir des principales longueurs d'onde émises par fluorescence, associées à ses niveaux d'énergie intermédiaires, et des rapports de branchement de ces niveaux, qui traduisent une probabilité d'émission d'un photon à une de ces longueurs d'onde. Dans le cas où l'énergie laser emmagasinée par le matériau est extraite, l'ion Néodyme libère cette fois-ci de l'énergie par émission stimulée d'un photon d'énergie $h\nu_l$ avec un rendement d'extraction η_l . Dans ces deux cas, la différence d'énergie entre un photon de pompe absorbé et le photon émis par émission spontanée ou stimulée correspond à la quantité de chaleur générée de manière non-radiative. Finalement, si on ne considère aucune désexcitation radiative, l'ion peut au contraire rendre son énergie $h\nu_p$ sous forme de chaleur avec un rendement $(1 - \eta_l)(1 - \eta_f)$.

En tenant compte de l'ensemble des voies de relaxation de l'ion Néodyme, il est désormais possible d'exprimer la fraction thermique en fonction des rendements définis et des écarts relatifs en longueur d'onde entre l'absorption et les processus d'émission :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[\eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} + (1 - \eta_l) \eta_f \frac{\lambda_p}{\lambda_f} \right] \quad (\text{I-4})$$

Il est possible d'en simplifier l'écriture en posant certaines hypothèses. Tout d'abord, on considère que tous les photons de pompe absorbés dans le matériau à gain participent à l'excitation des ions Néodyme ($\eta_p = 1$). Ensuite, on suppose que l'extraction laser est négligeable au cours de nos caractérisations ($\eta_l = 0$). La longueur d'onde de fluorescence peut être déduite des rapports de branchement des transitions radiatives associées aux niveaux intermédiaires de fluorescence de l'ion Néodyme. Le **TABLEAU I-2** donne les rapports de branchement des 4 transitions de fluorescence dans nos matériaux dopés au Néodyme.

Matériaux	LG-760	LG-770	Nd,Lu:CaF ₂
Référence	[Caird et al. 1991]	[Ehrmann et al. 2004]	[Doualan et al. 2013]
$\beta_{9/2}$	40%	42,8%	43,8%
$\beta_{11/2}$	50,0%	48,5%	44,9%
$\beta_{13/2}$	9,5%	9,3%	11,3%
$\beta_{15/2}$	0,5%	0,5%	0,0%

TABLEAU I-2 : Rapports de branchement des niveaux de fluorescence $^4F_{3/2}$ et 4I_j de plusieurs matériaux destinés aux applications de laser de puissance.

Finalement, la fraction thermique induite s'écrit en tenant compte de toutes nos hypothèses :

$$\eta_h = 1 - \eta_f \left(\beta_{9/2} \frac{\lambda_p}{\lambda_{9/2}} + \beta_{11/2} \frac{\lambda_p}{\lambda_{11/2}} + \beta_{13/2} \frac{\lambda_p}{\lambda_{13/2}} + \beta_{15/2} \frac{\lambda_p}{\lambda_{15/2}} \right) \quad (I-5)$$

Il reste désormais à déterminer la valeur du rendement quantique de fluorescence. Il s'exprime à partir du temps de vie de fluorescence τ_f et celui des phénomènes radiatifs τ_r :

$$\eta_f = \frac{\tau_f}{\tau_r} \quad (I-6)$$

Le **TABLEAU I-3** fournit les valeurs de temps de vie mesurés, le rendement de fluorescence déduit et la fraction thermique calculée pour chacun des matériaux cités précédemment.

Matériaux (% dopage)	LG-760 (2% Nd ³⁺)	LG-770 (4,5% Nd ³⁺)	0,5%Nd,5%Lu :CaF ₂
Référence	[Stoffel 2019]	[Campbell et al. 2000]	[Stoffel 2019]
Temps de vie radiatif τ_r (μ s)	392	372	350
Temps de vie de fluorescence τ_f (μ s)	323	349	310
Rendement quantique de fluorescence η_f	82,0%	93,8%	88,5%
Fraction thermique η_h	34,3%	23,8%	28,3%

TABLEAU I-3 : Temps de vie de fluorescence et radiatif, rendement de fluorescence et fraction thermique dans le LG-760, LG-770 et le 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂.

2.2. Propagation de la chaleur dans un matériau amplificateur assemblé et pompé transversalement

Après avoir rappelé l'origine de la charge thermique d'un matériau amplificateur laser et estimé la fraction d'énergie participant aux processus générateurs de chaleur, nous pouvons désormais nous intéresser à la distribution de la chaleur générée au cours du pompage dans un matériau amplificateur.

2.2.1. Positionnement du problème de transfert de chaleur dans un milieu bicouche pompé latéralement

La particularité du problème défini dans notre étude réside dans l'utilisation d'un milieu amplificateur composé d'au moins deux matériaux. Pour définir le cadre de notre problème, illustré dans la **FIGURE I-9**, considérons le transfert thermique dans un milieu amplificateur composé de deux matériaux en contact désignés par l'indice i : un matériau à gain ($i = A$) et un matériau dissipateur ($i = D$) tous deux stabilisés à une température initiale $T(t = 0) = T_{amb}$ ou T_{amb} est la température de l'air ambiant. Chaque matériau est caractérisé par son épaisseur e_i et sa taille transverse $l \times h$, sa conductivité thermique $k_{th,i}$ en $W.m^{-1}.K^{-1}$, sa capacité calorifique massique $C_{p,i}$ en $J.kg^{-1}.K^{-1}$ et sa masse volumique ρ_i en $kg.m^{-3}$. Nous définissons également une résistance thermique R_{th} à l'interface entre les matériaux. Le milieu assemblé est refroidi par conduction au niveau de ses faces supérieure et inférieure à une température de refroidissement $T_R = T_{amb}$. Nous prenons en compte la convection naturelle de l'air au niveau des deux faces frontales de l'échantillon et des deux faces latérales pompées.

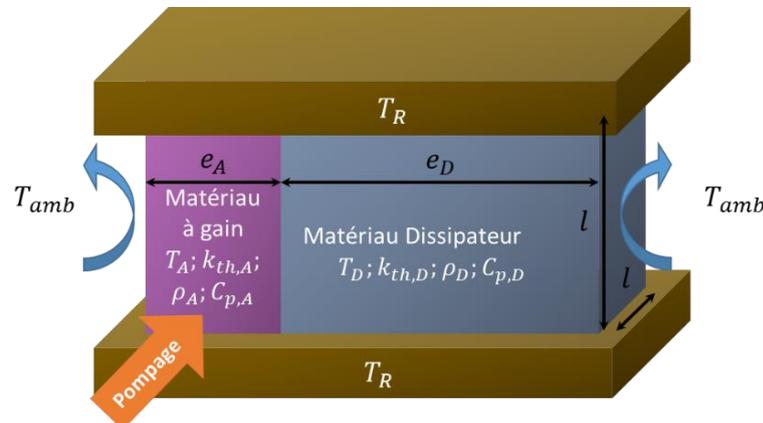


FIGURE I-9 : Schéma d'illustration du problème thermique. Chaque matériau est refroidi par ses faces inférieure et supérieure. Le pompage s'effectue dans le matériau à gauche (en violet, à gauche).

Tout au long de notre étude, nous étudierons des échantillons de géométrie carrée pompés par deux faces latérales en vis-à-vis et refroidies par les deux autres. Contrairement aux solutions proposées par Koechner [Koechner 1970a] et Chénais [Chénais et al. 2006], le flux de chaleur ne peut pas être considéré comme radial et le problème ne peut être traité à l'aide d'une symétrie cylindrique. Pour déterminer la distribution de température au cours de la propagation de la chaleur du matériau à gain ($i = A$) vers le matériau dissipateur ($i = D$), l'équation de la chaleur à un instant t et en présence d'un terme source s'exprime en coordonnées cartésiennes :

$$\rho_i C_{p,i} \frac{\partial T_i(x, y, z, t)}{\partial t} - k_{th,i} \nabla^2 T_i(x, y, z, t) = Q_i(x, y, z, t) \quad (I-7)$$

L'indice i désigne le matériau dans lequel l'équation est exprimée. $T_i(x, y, z, t)$ et $Q_i(x, y, z, t)$ décrivent respectivement la température en K et le terme source thermique volumique en $W.m^{-3}$ chacun exprimé en fonction des coordonnées spatiales (x, y, z) et du temps t .

○ **HYPOTHESES SUR LES PARAMETRES THERMIQUES DES MATERIAUX**

Pour simplifier l'analyse qui suit, nous supposons en premier lieu que les grandeurs propres aux propriétés des matériaux, que sont la densité, la capacité calorifique et la conductivité thermique, sont homogènes et ne varient pas en fonction de la température. Cette première hypothèse est fautive en pratique. Typiquement dans le YAG dopé au Néodyme, les travaux de Brown ont montré une variation des propriétés thermomécaniques, comme la conductivité ou le module de Young, et optiques, comme le coefficient thermo-optique, avec la température [Brown 1997, 1998]. Cependant, ne connaissant pas l'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température de tous nos matériaux, nous ne tenons compte de cette dépendance ni dans le modèle analytique présenté ici ni dans le modèle numérique présenté dans le Chapitre III.

Ensuite, nous nous plaçons dans le cas où les matériaux composant l'assemblage sont isotropes, c'est-à-dire que la conductivité thermique est un scalaire dans toutes les directions d'un matériau. Cette hypothèse n'est rigoureusement vraie que pour les matériaux vitreux ou cubiques comme le YAG ou le CaF_2 . Nous verrons que certains matériaux dissipateurs utilisés au cours de cette thèse, tels que le quartz et le saphir, dépassent cette hypothèse en raison de leur structure cristalline. Bien que nous nous plaçons dans ce cas ici, les logiciels de modélisation thermomécanique sont tout à fait capables de tenir compte de cette anisotropie à condition qu'elle coïncide avec les axes géométriques du problème.

○ **DEFINITION D'UN TERME SOURCE THERMIQUE ASSOCIE AU POMPAGE OPTIQUE**

Dans le matériau amplificateur, le terme source $Q_{th}(x, y, z, t)$ est défini par les propriétés du matériau et du pompage. Dans le matériau dissipateur, aucune charge thermique n'est générée par pompage. On définit la puissance thermique (en W) générée dans le matériau :

$$P_{th} = \eta_{th} P_{abs}, \quad (I-8)$$

où P_{abs} caractérise la puissance absorbée du faisceau de pompe. En se plaçant dans les conditions et l'orientation décrites dans la **FIGURE I-9**, nous exprimons la charge thermique volumique générée par à un seul faisceau de pompe latéral comme le produit de la puissance thermique générée et de deux fonctions spatiale $S_s(y, z)$ et temporelle $S_t(t)$ caractéristiques du pompage :

$$Q_{th}(x, y, z, t) = \eta_{th} I_p \alpha_{abs} e^{-\alpha_{abs} x} \frac{S_s(y, z) S_t(t)}{N_s N_t}, \quad (I-9)$$

avec α_{abs} l'absorption (cm^{-1}) du matériau, I_p est l'intensité du faisceau de pompe, N_s et N_t les constantes de normalisation des profils spatial et temporel.

○ **RESISTANCE THERMIQUE INDUITE PAR L'INTERFACE**

Comme nous l'avons vu au cours de la première partie de ce Chapitre II, l'assemblage de matériaux implique l'existence d'une interface entre les matériaux, et dont les propriétés

différent d'un processus d'assemblage à un autre. Dans le cas d'un assemblage par adhésion moléculaire, l'ordre de grandeur de la distance de séparation des surfaces est sub-nanométrique. En revanche, dans le cas d'un assemblage de collage, l'épaisseur de colle est de quelques centaines de nanomètres. Il est par conséquent légitime de se demander si celle-ci ne génère par une barrière thermique susceptible de freiner le transfert de chaleur entre le matériau à gain et le matériau dissipateur. Yovanovich et al. apportent une définition de la résistance thermique de contact entre deux matériaux en définissant deux contributions [Yovanovich et al. 2004]. La première contribution est induite par une couche d'air emprisonnée entre une surface et la couche de colle. Son évaluation demeure difficile puisqu'elle nécessite de connaître en détail l'état des surfaces. Un second terme, directement associé à la présence d'une couche interstitielle entre les surfaces, s'exprime comme le rapport de son épaisseur et de sa conductivité thermique. Dans le cas du collage, ce terme peut représenter une résistance thermique importante. Néanmoins, Petit et al. également que cette résistance est comparable à celle mesurée dans un assemblage réalisé par diffusion thermique [Petit et al. 2010]. Dans la suite de notre étude, nous ne tenons pas compte de cette résistance thermique dans notre modèle numérique. En effet, une connaissance approfondie de l'interface dans les assemblages réalisés nécessiterait des moyens expérimentaux, comme un microscope électronique à balayage ou de la spectroscopie par diffraction de rayon X [Kausas et al. 2022; Petit et al. 2010], qui n'ont pas été mis en œuvre dans ces travaux. Par ailleurs, dans le cas d'un assemblage par collage, les propriétés thermomécaniques de la colle ne sont pas connues.

L'utilisation d'outils de modélisation numérique est monnaie courante pour traiter un problème de thermique et de mécanique couplé et dans des problèmes présentant des géométries plus complexes. Cependant, le calcul de la distribution de température dans un solide n'est pas incompatible d'une résolution analytique. Ce problème, auquel Koechner s'est attaqué dès les années 70 pour des barreaux de YAG dopés au Néodyme et pompés flashes [21], a depuis servi de source à de nombreux travaux. Sur la question des effets thermiques, les travaux de Chénais [Chénais et al. 2006] se sont également concentrés sur une résolution analytique température dans des matériaux dopés à l'ytterbium pompés longitudinalement par diode.

2.2.2. Exemple de résolution semi-analytique de l'équation de la chaleur en 2 dimensions en présence d'un terme source

Une résolution semi-analytique a été développée en interne et présentée en Annexe A. Il traite une résolution temporelle et spatiale en deux dimensions du problème présenté précédemment auquel on a retiré la dimension transverse selon \vec{Ox} . Nous proposons ici un exemple d'application dans le cas d'un assemblage en verre dopé au Néodyme LG-770 pour le matériau amplificateur et en quartz pour le matériau dissipateur. On considère une largeur de 10 mm et une épaisseur pour chaque matériau de 5 et 10 mm. On considère que le matériau à gain présente une conductivité thermique de $0,57 W.m^{-1}.K^{-1}$ et une diffusivité de $2,86 \times 10^{-7} m^2.s^{-1}$. On considère que le matériau dissipateur présente une conductivité et une diffusivité thermique isotrope de $6,21 W.m^{-1}.K^{-1}$ et de $2,98 \times 10^{-6} m^2.s^{-1}$. La température ambiante est fixée à 293,15 K. Le coefficient d'échange convectif avec l'air prend la valeur $h_A = h_D = 10 W.m^{-2}.K^{-1}$. Le terme source considéré est défini dans l'équation (II-11), auquel on a retiré la loi d'absorption de Beer-Lambert selon la coordonnée x . Sa fonction spatiale est décrite par un produit de deux super

gaussiennes de largeur $z_p = 4 \text{ mm}$ et hauteur $y_p = 8 \text{ mm}$ et sa fonction temporelle par une super gaussienne de durée $\tau_p = 400 \mu\text{s}$. La **FIGURE I-10** représente la distribution de température dans un barreau assemblé comparé à un barreau de verre LG-770 de 15 mm d'épaisseur ainsi que l'évolution temporelle et spatiale de l'élévation de température.

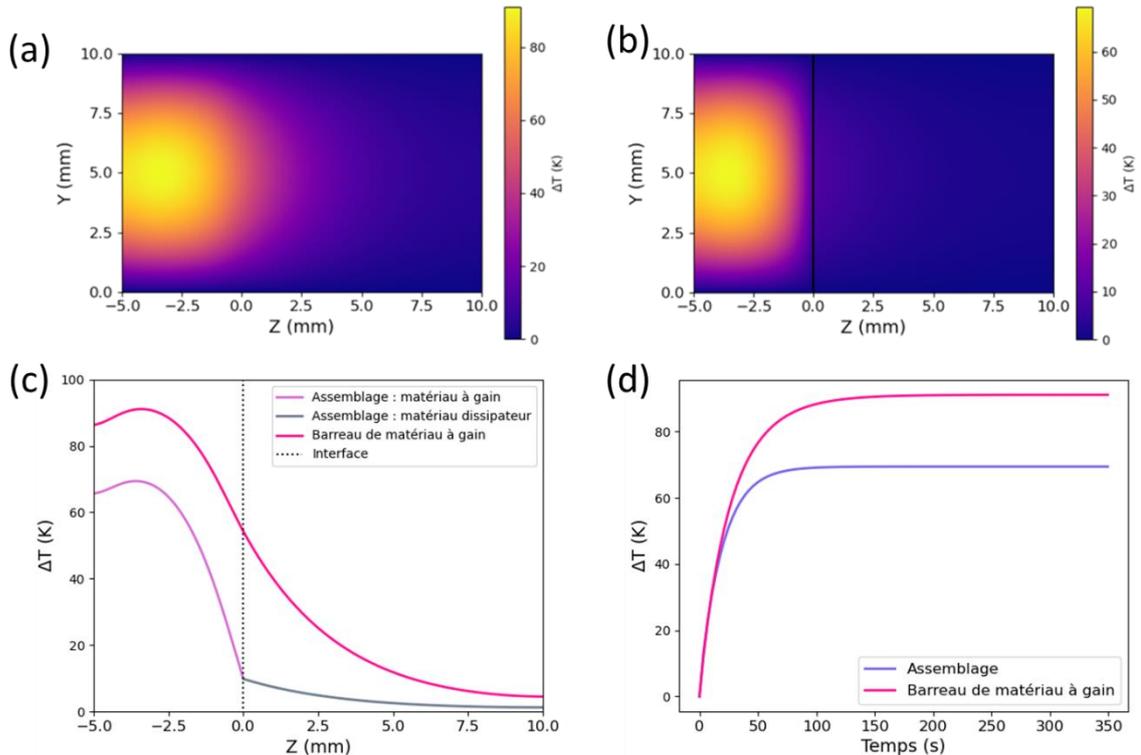


FIGURE I-10 : Distribution de la température dans (a) un barreau de verre dopé au néodyme de 15 mm d'épaisseur et (b) dans un barreau assemblé de verre dopé au néodyme de 5 mm et de quartz de 10 mm en pompage transverse. (c) Évolution temporelle de l'élévation température au point maximal de température pour chaque composant. (d) Coupe selon z au centre de chaque composant.

On observe une diminution de la température maximale dans le cas du milieu assemblé de l'ordre de 20 K (**FIGURE I-10 (b)**). D'après les profils en deux dimensions et la coupe horizontale (**FIGURE I-10.a-b-c**), l'ajout du matériau dissipateur induit une diminution brutale de la température au fur et à mesure que l'on s'écarte du point chaud. On constate de plus une discontinuité de la pente au niveau de l'interface, ce qui témoigne des propriétés thermiques différentes entre les matériaux. Enfin, la **FIGURE I-10 (c)** illustre l'évolution temporelle de l'élévation de température dans chaque échantillon, caractérisée par une exponentielle saturante dépendante d'une constante de temps de diffusion thermique du matériau. La diffusivité thermique est définie par le rapport entre la conductivité thermique du matériau et de sa masse et de sa capacité calorifique. Par conséquent, la constante de temps associée dépend uniquement des propriétés thermiques du matériau et pas de la puissance déposée.

Le modèle semi-analytique fournit une première approche pour étudier la propagation de la chaleur et l'évolution temporelle de l'élévation de température dans un matériau laser assemblé. En perspectives, une généralisation de ce modèle en trois dimensions contribuerait à une validation due la résolution numérique de l'équation de la chaleur présentée dans le modèle COMSOL en Chapitre III.

2.3. Etude des déformations et des contraintes induites thermiquement lors du pompage

L'élévation de température du matériau à gain entraîne des déformations associées à la dilatation thermique de celui-ci. Du fait de la distribution de température non uniforme dans le matériau, des contraintes mécaniques, tandem des déformations induites par dilatation, apparaissent au sein du matériau amplificateur. Tout au long de notre développement, nous considérons uniquement le cadre des déformations élastiques, c'est-à-dire qu'un matériau soumis à un chargement revient toujours à son état initial et que les déformations dont il est l'objet sont réversibles. Ce cadre est légitime dans notre étude, car ces travaux visent principalement à qualifier le comportement d'échantillons assemblés dans un régime de fonctionnement qui ne suscite ni la séparation ni la fracture des matériaux. Dans cette hypothèse, un solide se comporte, par analogie avec le problème du ressort à une dimension, comme un milieu continu élastique linéaire. Afin de faciliter la lecture, nous rappelons brièvement au sein de l'Annexe B les éléments de théorie de l'élasticité utiles à la compréhension du comportement mécanique d'un matériau laser soumis à des déformations et des contraintes.

2.3.1. Ecriture de la loi de Hooke en présence de dilatation thermique

Au cours du pompage du matériau laser, celui-ci est soumis à un chargement thermique défini dans le paragraphe 2.2. Par dilatation thermique, ce chargement induit des déformations du matériau, portées par le tenseur d'ordre 2 $\overline{\varepsilon}_{th}$ par la suite. En supposant un échauffement uniforme du milieu et que celui-ci est libre de se déformer, la déformation induite thermiquement s'exprime à l'aide du tenseur de dilatation thermique $\overline{\alpha}_{th}$:

$$\varepsilon_{th,ij} = \alpha_{th,ij} \Delta T, \quad (I-10)$$

où ΔT correspond à l'amplitude du gradient thermique dans le matériau. Rigoureusement, la forme du tenseur $[\alpha_{th,ij}]$ est associée à la structure cristalline, tout comme sa conductivité thermique (paragraphe 2.2.1). Pour faciliter la lecture, nous nous plaçons toujours dans le cas d'un matériau isotrope ou cubique, auquel cas le coefficient de dilatation est un scalaire isotrope noté α_{th} .

Dans notre cas d'étude, l'échantillon est placé entre deux mâchoires qui le maintiennent et le refroidissent. Le maintien par deux de ses faces implique que le matériau ne peut se déformer librement dans la direction orthogonale aux faces de maintien, ce qui génère une première source de contraintes. Par ailleurs, la distribution de température n'est pas homogène dans l'échantillon, ce qui implique l'apparition de contraintes d'origine thermique au sein du matériau. À partir du développement porté dans le paragraphe précédent, nous pouvons définir une loi de Hooke, dite « macroscopique », qui associe cette fois-ci le tenseur des contraintes $\overline{\sigma}$ au tenseur des déformations thermiques $\overline{\varepsilon}_{th}$ et à l'élévation de température dans le matériau ΔT :

$$\sigma_{kl} = C_{ijkl} \varepsilon_{th,ij} = C_{ijkl} \alpha_{th} \Delta T \delta_{ij}, \quad (I-11)$$

avec $\overline{\overline{C}}$ le tenseur d'ordre 4 des rigidités δ_{ij} la notation de Kronecker. Nous verrons dans le Chapitre III qu'il s'agit de la loi résolue numériquement pour obtenir une distribution des déformations et des contraintes en tout point d'un milieu amplificateur assemblé.

2.3.2. Influence de la différence de dilatation des matériaux dans le cas de l'assemblage

Lorsque l'on considère deux matériaux en contact avec des coefficients de dilatation thermique différents, des contraintes apparaissent au voisinage de l'interface de contact lors de la montée en température de l'échantillon. En particulier, dans notre cas de figure, qui met en jeu un pompage latéral et donc un maximum de température au niveau des faces latérales, c'est l'élongation transverse qui devrait être majoritaire et induire les contraintes les plus importantes. Considérons le cas de figure où deux matériaux d'une longueur identique l sont soumis à un chargement thermique homogène et uniforme ΔT et tous les deux libres de se déformer dans une direction. Chaque matériau présente une déformation unidirectionnelle Δl_i proportionnelle à la longueur initiale l , à l'élévation de température ΔT et à son coefficient de dilatation thermique propre $\alpha_{th,i}$. La différence d'élongation thermique entre chaque matériau s'exprime d'après le schéma :

$$\Delta l_A - \Delta l_D = \Delta T(\alpha_{th,A} - \alpha_{th,D})l \quad (I-12)$$

Cette différence correspond alors à l'élongation totale des deux matériaux assemblés. Dans cette situation, considérons que le matériau amplificateur possède un coefficient de dilatation plus grand que le matériau dissipateur, soit $\alpha_{th,A} > \alpha_{th,D}$. Le matériau dissipateur, entraîné par le matériau amplificateur, présente une élongation plus grande que lorsqu'il est libre de se déformer, il subit ici une traction. Réciproquement, le matériau amplificateur, qui par conséquent s'allonge moins, subit réciproquement une contrainte. L'écart de dilatation entre le matériau, proportionnelle à l'élongation subie par l'ensemble, apparaît clairement dans cette situation comme un paramètre à l'origine de contraintes induites thermiquement. A titre d'exemple, plusieurs travaux traitent des contraintes thermiques induites par un désaccord du coefficient de dilatation des matériaux composant un guide d'onde [Huang 2003, 2004]. Dans ce qui suit, nous ne détaillons pas davantage ce problème. Ce désaccord de coefficient de dilatation représente de nouveau un paramètre d'intérêt pour affiner le choix de matériaux candidats pour l'assemblage. Pour assurer la tenue de l'assemblage et l'intégrité des matériaux, il est nécessaire de minimiser cet écart. En particulier, il est judicieux de choisir des matériaux présentant des coefficients de dilatation isotropes dans le plan correspondant aux surfaces mises en contact, de manière que la dilatation transverse durant le pompage soit similaire au voisinage de l'interface entre le matériau à gain et le cristal dissipateur.

2.4. Dégradation des caractéristiques de l'impulsion laser

L'étude des phénomènes thermomécaniques nous permet d'obtenir un ensemble de grandeurs physiques qui sont responsables de la modification des propriétés optiques du milieu. Dans un premier temps, nous détaillons terme à terme chacune de ces contributions. Enfin, nous exposons comment chacun de ces termes dégradent les caractéristiques de l'impulsion qui se propage dans le matériau, par l'intermédiaire de la déformation du front d'onde ou bien de la dépolarisation.

2.4.1. Contributeurs thermomécaniques à la modification des propriétés optiques du matériau

À l'aide des trois grandeurs physiques caractéristiques du comportement thermomécanique du matériau, que sont l'élévation de température et les tenseurs de déformation et de contrainte, nous pouvons distinguer deux catégories de contributions thermomécaniques à la modification des propriétés optiques du matériau. Cette première catégorie est directement associée à la variation de l'indice de réfraction dans le matériau, elle-même liée à la présence d'un gradient thermique et de contraintes mécaniques. Cette variation d'indice participe à la déformation du front d'onde, mais également à l'apparition de biréfringence induite sous contrainte dans le matériau. Le second type de contribution est davantage structurel ou géométrique. Sous l'action de la dilatation, les faces traversées par un faisceau laser se déforment et contribuent à leur tour à sa déformation du front d'onde.

○ VARIATION THERMIQUE DE L'INDICE DE REFRACTION : L'EFFET THERMO-OPTIQUE

L'effet thermo-optique traduit la variation d'indice du matériau avec la température et est directement proportionnel au gradient thermique auquel il est soumis. En introduisant le coefficient thermo-optique dn/dT (en K^{-1}), on définit la variation d'indice associée à l'élévation de température du milieu :

$$\Delta n_{th}(x, y, z) = \frac{dn}{dT} \Delta T(x, y, z) \quad (I-13)$$

Le signe du coefficient dn/dT peut différer selon le matériau étudié. Il traduit alors un comportement de lentille divergente ($dn/dT < 0$) ou convergente ($dn/dT > 0$), si on considère le cas d'un matériau soumis à un gradient thermique transverse quadratique. Le coefficient thermo-optique peut également dépendre des axes cristallographiques dans le cas d'un matériau anisotrope.

En outre, ce terme est directement associé au gradient transverse de température. Il dépend donc de la géométrie de pompage et de refroidissement du matériau. Avec la perspective de l'assemblage de matériaux, le signe de ce coefficient peut devenir un critère de choix pour minimiser cet effet. En effet, on pourrait chercher à assembler deux matériaux avec des coefficients thermo-optiques de signes opposés pour compenser l'effet de la variation d'indice de l'un avec celui de l'autre.

○ VARIATION DE L'INDICE AVEC LES CONTRAINTES : L'EFFET PIEZO-OPTIQUE

L'indice de réfraction est également sujet à des variations lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques. L'introduction de contraintes dans le milieu induit une anisotropie de son indice, par l'intermédiaire d'un phénomène intitulé l'effet piézo-optique. Comme les propriétés élastiques du matériau, cet effet dépend par ailleurs de sa symétrie et de son orientation. Une conséquence directe est que l'expression du terme de variation d'indice anisotrope associé aux contraintes mécaniques est tensorielle et définie dans la base des axes propres du matériau. La description de cet effet fait appel une nouvelle fois au formalisme tensoriel sur lequel Nye se repose pour présenter une méthode de calcul des indices propres induits par contraintes, et que nous allons rappeler ici [Nye 1985].

La propagation de l'onde électromagnétique portée par un faisceau laser dans un milieu linéaire diélectrique anisotrope induit une polarisation $\vec{P}_1 = \varepsilon_0 \bar{\chi} \vec{E}$ non colinéaire à \vec{E} . La relation constitutive de l'optique linéaire associe le vecteur de déplacement électrique \vec{D} au champ électrique de l'onde \vec{E} :

$$\vec{D} = (\bar{I} + \bar{\chi}) \vec{E} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \vec{E}, \quad (\text{I-14})$$

où \bar{I} est la matrice identité, $\bar{\chi}$ est la susceptibilité du milieu, ε_0 la permittivité diélectrique du vide et $\bar{\varepsilon}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative d'ordre 2. Dans le cas initial où le matériau est supposé isotrope, la permittivité relative est un scalaire et la polarisation induite est de nouveau colinéaire avec le champ électrique. Ce tenseur est directement relié à l'indice de réfraction et au tenseur d'imperméabilité \bar{B} d'ordre 2 par la relation :

$$\bar{B} = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} = \frac{1}{\bar{n}^2} \quad (\text{I-15})$$

Ce tenseur est symétrique et diagonalisable. On peut définir une base orthonormée $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ qui correspond aux axes propres du milieu. L'ellipsoïde des indices s'exprime alors en fonction des termes du tenseur d'imperméabilité défini dans cette base :

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (\text{I-16})$$

Le pompage du matériau induit des contraintes thermomécaniques qui déforment localement l'ellipsoïde des indices en modifiant le tenseur d'imperméabilité \bar{B} . C'est la déformation de l'ellipsoïde qui donne naissance à une anisotropie de l'indice de réfraction, et conséquemment à un terme de variation de l'indice du milieu avec les contraintes. Le tenseur d'imperméabilité peut à son tour être écrit à partir de deux termes décrits ci-après :

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \Delta B_{ij} \quad (\text{I-17})$$

Les termes du tenseur d'imperméabilité en l'absence de contraintes $B_{0,ij}$ s'expriment à partir de l'indice de réfraction du milieu et de la variation de cet indice avec la température :

$$B_{0,ij} = \left(n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta T \right)^{-2} \delta_{ij}, \quad (\text{I-18})$$

avec δ_{ij} le symbole de Kronecker. Le tenseur $[\Delta B_{ij}]$ rend compte des variations du tenseur d'imperméabilité induite par les contraintes mécaniques portées par le tenseur $[\sigma_{kl}]$:

$$\Delta B_{ij} = \Pi_{ijkl} \sigma_{kl}, \quad (\text{I-19})$$

Où Π_{ijkl} représente un terme du tenseur piézo-optique d'ordre 4 exprimé dans la base des axes propres du matériau. À titre d'exemple, sa forme ainsi que la méthode de calcul des termes ΔB_{ij} sont présentées dans le cas d'un matériau isotrope dans l'Annexe C.

Dans la littérature, on rencontre un effet analogue à celui présenté ici, intitulé l'effet photo-élastique. Au même titre que la loi de Hooke, qui peut s'exprimer sous deux écritures réciproques, l'effet photo-élastique correspond au pendant de l'effet piézo-optique, avec une écriture en déformations plutôt qu'en contraintes. Celui-ci relie le tenseur d'imperméabilité $\bar{\Delta B}$ au tenseur des déformations $\bar{\varepsilon}$ à l'aide du tenseur d'ordre 4 des coefficients photo-élastiques \bar{P} :

$$\Delta B_{ij} = P_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (\text{I-20})$$

À titre de remarque, le tenseur photo-élastique $[P_{ijkl}]$ peut être déterminés par produit tensoriel du tenseur piézo-optique $[I_{ijkl}]$ par le tenseur des rigidités $[C_{ijkl}]$ d'ordre 4, introduit dans la section Chapitre I2.3.1, et inversement. Utiliser cette relation peut s'avérer utile pour déterminer les coefficients piézo-optiques d'un matériau à partir d'un jeu de coefficients photo-élastiques renseignés dans la littérature.

Les indices propres $n_{x,y,z}$ peuvent désormais être exprimés à partir des trois valeurs propres $B_{x,y,z}$ du tenseur $[B_{ij}]$. En considérant que le faisceau se propage en étant colinéaire à l'axe (Oz) , celui-ci ne subit que l'influence des indices propres du plan transverse de l'échantillon $n_{x,y}$. Cela revient à s'intéresser uniquement aux termes transverses de la matrice associée à la variation du tenseur d'imperméabilité :

$$\Delta B_{\perp} = \begin{pmatrix} \Delta B_{xx} & \Delta B_{xy} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_{yy} \end{pmatrix} \quad (\text{I-21})$$

Cette matrice est diagonalisable et ses valeurs propres s'expriment :

$$\Delta B_{x,y} = \frac{1}{2} \left(\Delta B_{xx} + \Delta B_{yy} \pm \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \right) \quad (\text{I-22})$$

Les indices propres $n_{x,y,z}$ peuvent s'écrire à partir des valeurs propres du tenseur d'imperméabilité réduit à ses composantes transverses :

$$n_{x,y} = (B_{0,ij} + \Delta B_{x,y})^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{I-23})$$

Cette expression des indices propres transverses repose sur un calcul assez lourd de chaque terme du tenseur d'imperméabilité. Par ailleurs, avec la définition d'une base propre associée au matériau contraint, le déphasage optique subi par le faisceau est dépendant de son état de polarisation, et qui s'écrit comme une combinaison des indices n_x et n_y . Pour le traiter indépendamment de l'état de polarisation du faisceau incident, on considère que la variation globale d'indice s'écrit comme la moyenne des deux indices propres. Dans le cas du modèle numérique présenté dans le Chapitre III, il s'agit de la méthode employée pour déterminer le nouvel d'indice de réfraction à injecter au modèle pour le calcul de déformation du front d'onde à l'issue de la résolution thermomécanique.

Cette écriture de l'indice n'est dans les faits pas vraiment pratique, car l'indice ainsi exprimé englobe tous les termes de variation. Il est toutefois possible d'isoler la variation de l'indice associé aux contraintes mécaniques en soustrayant simplement l'indice n_0 et le terme thermo-optique exprimé auparavant. Par ailleurs, une seconde approche peut être proposée, et qui consiste à linéariser l'expression (II-19) pour faire ressortir chaque contribution à la variation d'indice du matériau. La démarche, présentée en l'Annexe C, repose sur un développement limité à l'ordre 1 en supposant que la variation de l'indice de réfraction reste faible devant sa valeur initiale. En procédant de manière similaire au calcul précédent, on exprime les indices propres uniquement associés aux contraintes de la manière suivante :

$$n_{\sigma_{x,y}} = -\frac{n_0^3}{4} \left(\Delta B_{xx} + \Delta B_{yy} \pm \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \right) \quad (I-24)$$

Ce calcul présente une limitation importante pour être portée à la totalité des cristaux existants : la connaissance des coefficients piézo-optiques. Au même titre que le tenseur des modules élastiques, le nombre et la répartition des coefficients diffère en fonction de la structure cristalline considérée. À la différence des coefficients élastiques, les coefficients piézo-optiques (ou photo-élastiques) d'une grande partie des cristaux restent introuvables dans la littérature en raison de la difficulté à les mesurer dans le cas de matrices cristallines complexes. Dans le cas des matériaux utilisés dans nos travaux, les valeurs de ces coefficients sont accessibles dans la littérature.

○ DEFORMATION DES DIOPTRIS DE L'ÉCHANTILLON

Nous avons vu précédemment que l'élévation de température du matériau est responsable d'une dilatation thermique. En particulier, lorsque l'on s'intéresse aux faces d'entrée et de sortie de l'échantillon ainsi qu'aux interfaces entre les matériaux traversés par l'impulsion laser, la dilatation induit une déformation de ces faces. Le terme de dioptrés désigne ici l'ensemble des faces traversées par l'impulsion laser dans un échantillon : les faces laser (soit les faces d'entrée et de sortie du barreau amplificateur) et les interfaces entre deux matériaux assemblés. Schématiquement, comme représenté sur la **FIGURE I-11**, les faces du matériau se courbent de manière à former une lentille convergente.

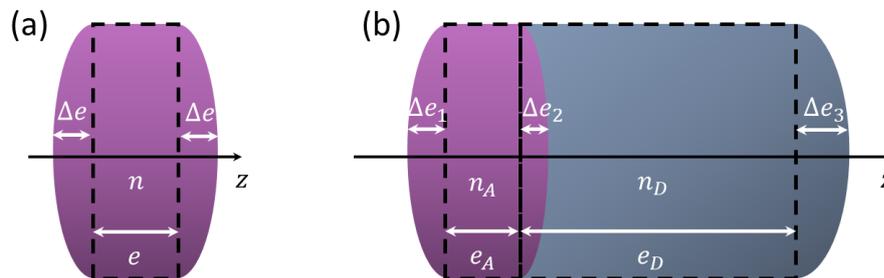


FIGURE I-11 : Schéma de calcul de la déformation des faces induite par dilatation thermique dans le cas (a) d'un matériau à gain unique (faces laser) et (b) d'un milieu assemblé (faces laser + interface).

Considérons le cas d'un matériau à gain seul d'indice de réfraction n . En considérant que le dépôt thermique est symétrique entre la face avant et la face arrière, la variation du chemin optique δ_{def} induite par le bombement de la face d'amplitude Δe s'écrit :

$$\delta_{def} = 2(n - 1)\Delta e \quad (I-25)$$

Ce terme de déformation s'exprime dans le plan transverse de l'échantillon, en évaluant la déformation de chaque face sur toute son ouverture. Le facteur 2 présent dans l'équation tient compte de la déformation symétrique de chaque dioptré. Cette amplitude de déformation ne tient cependant pas compte du mouvement de piston que la face subit lorsqu'elle se dilate, mais uniquement de l'amplitude du profil de déformation auquel elle est sujette. Nous verrons plus tard dans le Chapitre III qu'il est possible de mesurer le profil de cette déformation.

Désormais, considérons le cas d'un milieu assemblé composé d'un matériau à gain et d'un matériau dissipateur d'épaisseurs et d'indices respectifs (e_A, n_A) et (e_D, n_D) . Il présente alors trois dioptries : les deux faces laser ainsi que l'interface. La face libre du matériau gain se dilate avec une amplitude de déformation Δe_1 . Sa seconde face, assemblée au matériau dissipateur, ne peut pas autant se déformer, on introduit alors une amplitude de déformation Δe_2 avec $\Delta e_2 < \Delta e_1$. Enfin, la face arrière du matériau dissipateur présente également une déformation associée à la dilatation, d'amplitude notée Δe_3 . Dans ce cas, l'expression de la variation du chemin optique associée à ces déformations s'écrit :

$$\delta_{def} = \underbrace{(n_A - 1)\Delta e_1}_{\text{Face avant}} + \underbrace{(n_A - n_D)\Delta e_2}_{\text{Interface}} + \underbrace{(n_D - 1)\Delta e_3}_{\text{Face arrière}} \quad (\text{I-26})$$

Dans notre situation, la dilatation thermique induit toujours une élongation du matériau plus importante au centre de chaque face. En effet, d'après la distribution de température décrite en **FIGURE I-10**, le matériau est soumis à une température plus élevée au centre que sur les bords par lesquels il est refroidi. Par conséquent, dans la suite de ces travaux, cette contribution à la déformation d'un front d'onde de plan sera toujours positive.

2.4.2. Déformation du front d'onde

Nous avons vu que, lors du pompage, la charge thermique dans le matériau à gain induit un gradient thermique inhomogène qui modifie les propriétés optiques du matériau via les trois effets décrits précédemment. Une première dégradation est la déformation d'un front d'onde se propageant dans le matériau pompé. Dans la littérature, de nombreux travaux y font référence. Dans le cas où le profil thermique est radial, comme dans les architectures qui emploient un pompage longitudinal [Chénaï et al. 2006; Didierjean 2007; Druon et al. 2011] ou basée sur un barreau cylindrique pompé transversalement par des lampes flash [Koechner 1970b], la déformation d'un front d'onde est circulaire et très souvent qualifiée de lentille thermique. En revanche, dans les conditions de pompage et de refroidissement transverses décrites précédemment, nous nous attendons à observer une déformation du front d'onde qui présente davantage un fort astigmatisme [Bernerd et al. 2020].

Pour faciliter le développement qui suit, considérons un seul matériau d'épaisseur e et d'indice de réfraction à l'état initial (sans pompage) n_0 . Pour quantifier cette dégradation, nous exprimons la différence de chemin optique OPD induite entre un matériau à l'état initial δ_i et le même matériau contraint par pompage en régime thermique établi δ_p :

$$OPD = \delta_p - \delta_i = \int_{-\frac{e}{2} - \Delta e}^{\frac{e}{2} + \Delta e} (n_0 + \Delta n_{th} + \Delta n_\sigma) dz - 2\Delta e - en_0, \quad (\text{I-27})$$

avec Δn_{th} le terme de variation de l'indice avec la température par effet thermo-optique et Δn_σ le terme de variation de l'indice avec les contraintes. Le facteur 2 tient compte des deux dioptries, en supposant au préalable que la distribution de température (et par conséquent l'élongation) est symétrique selon z . La soustraction du terme $2\Delta e$ est essentiel, car il tient compte de la portion du trajet du faisceau hors du barreau qui a été retiré par élongation des faces. En séparant l'intégrale et en injectant les expressions présentées des paragraphes

précédents, et après n'avoir retenu que les termes au premier ordre⁷, la différence de chemin optique induite par l'échantillon s'exprime :

$$\Delta OPD(x, y) = \underbrace{2(n_0 - 1)\Delta e(x, y)}_{\text{Déformation des dioptries}} + \underbrace{\int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \Delta n_{th}(x, y, z) dz}_{\text{Effet thermo-optique}} + \underbrace{\int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \Delta n_{\sigma}(x, y, z) dz}_{\text{Effet piezo-optique}} \quad (I-28)$$

Un calcul similaire peut être appliqué dans le cas d'un matériau assemblé où chaque matériau apporte ses propres contributeurs thermomécaniques à la déformation du front d'onde. Il suffit alors de décomposer l'intégrale sur chaque matériau et de développer la contribution de la déformation des faces en tenant compte des interfaces comme présenté précédemment. Nous verrons un peu plus tard, lors de la présentation du modèle numérique, que cette démarche permettra d'isoler chaque contribution à la déformation du front d'onde.

2.4.3. Biréfringence et modification de l'état de polarisation

Nous avons pu voir auparavant que les contraintes thermiques sont à l'origine d'une variation locale de l'ellipsoïde des indices. À l'issue du développement concernant l'effet piézo-optique, il est possible d'exprimer la biréfringence Δn comme la différence des deux indices propres exprimés dans le plan transverse :

$$\Delta n = n_x - n_y = \frac{n_0^3}{2} \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \quad (I-29)$$

Une conséquence directe de cette biréfringence non-uniforme est la modification locale d'un état de polarisation d'un faisceau incident dans le matériau. Ce phénomène s'intitule couramment la dépolarisation du faisceau⁸ et constitue une modification de son état de polarisation. Elle est directement associée à la distribution des contraintes et à l'orientation du matériau. Les contraintes induisent localement dans le matériau l'effet d'une lame d'onde de déphasage φ et d'angle de rotation ψ . Cet angle caractérise l'angle d'inclinaison des axes propres de la lame par rapport au repère géométrique. Le déphasage s'exprime directement à partir de la relation précédente :

$$\varphi = \frac{2\pi e}{\lambda} \Delta n = \frac{\pi e n_0^3}{\lambda} \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2}, \quad (I-30)$$

où e est l'épaisseur du matériau traversé et λ la longueur d'onde. L'angle propre de la biréfringence s'écrit [Mukhin et al. 2005] :

$$\tan(2\psi) = \frac{2\Delta B_{xy}}{\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy}} \quad (I-31)$$

⁷ Le produit d'une variation d'indice ($\sim 10^{-5}$) par une variation d'épaisseur ($\sim \mu m$) est négligeable.

⁸ Nous attirons cependant l'attention sur l'usage de ce terme dans la littérature. La dépolarisation induite par contraintes (le cas traité ici) s'apparente à une modification d'un état de polarisation incident. Le terme de dépolarisation peut également être associé à la perte de polarisation (ou la non-polarisation) d'une partie du faisceau.

Enfin, on peut définir les pertes d'un polariseur associé à un matériau sous contraintes [Mukhin et al. 2005] dans le plan transverse :

$$\Gamma(x, y) = \sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right) \sin^2\left[2 \tan^{-1}\left(\frac{x}{y}\right) - 2\psi\right] \quad (I-32)$$

Cet effet a été assez largement introduit par Koechner [Koechner et al. 1970, 1971] toujours dans le cas d'un barreau de Nd:YAG pompé par flash. Depuis, de nombreux travaux ont traité de ce type de problème majoritairement dans des matériaux isotropes ou cubiques. Chen *et al.* ont étudié ce problème dans le cas d'une géométrie slab [Ying, Bin, Patel, et Bass 2004; Ying, Bin, Patel, Kar, et al. 2004]. Genévrier *et al.* se sont par ailleurs intéressés à l'influence de l'orientation dans le cas d'un cristal de Yb:CaF₂ [Genevrier et al. 2018].

3. Définition d'échantillons assemblés élémentaires

La discussion portée par les principes et méthodes l'assemblage ainsi que l'exposé des effets thermomécaniques mis en jeu au cours du pompage du matériau amplificateur vont désormais nous permettre de définir les premiers échantillons assemblés dans le cadre la thèse. Nous qualifions ces échantillons d'« élémentaires », du fait que chaque échantillon conçu dans ces travaux n'est composé que d'un unique élément à gain. Nous justifions ce choix tout d'abord pour faciliter la compréhension du comportement thermomécanique et optique d'un matériau assemblé de petite taille, avant de chercher à définir des assemblages plus conséquents. En outre, les temps de réalisation d'assemblage étant longs à l'échelle d'une thèse, il a été plus judicieux de commencer par réaliser des échantillons plus simples. Enfin, limiter le nombre de matériaux dans un assemblage nous permettra plus facilement d'isoler les contributions de chacun et de réaliser une étude comparative entre matériaux.

Nous commencerons ici par exposer les considérations géométriques à partir des hypothèses fixées dans le cadre du projet LEAP Axe B. Ensuite, nous aborderons certains paramètres matériaux identifiés à l'issue des discussions précédentes pour classer des matériaux candidats pour l'assemblage. Enfin, nous présenterons les échantillons réalisés au cours la thèse dans le cadre de plusieurs commandes ou collaborations. L'ensemble des échantillons, qui se distinguent par la combinaison de différents matériaux, mais également par les méthodes d'assemblage utilisées, forme une base de départ pour une comparaison qui sera portée dans les Chapitres III et IV de ce manuscrit.

3.1. De la géométrie de l'assemblage...

Une première étape pour dimensionner nos échantillons assemblés est de contraindre certains paramètres en utilisant des éléments issus de l'architecture du MPA du LMJ ou du prédimensionnement réalisé dans le cadre du projet LEAP Axe B. En particulier, cela va nous permettre de définir des dimensions du matériau à gain identiques pour chaque échantillon assemblé. Une seconde étape se focalisera davantage sur l'agencement d'un matériau dissipateur par rapport à la géométrie et à la configuration de pompage considérée.

3.1.1. Le choix d'un échantillon à section carrée

Comme cela a été décrit dans le premier chapitre, le module pré-amplificateur du pilote remplit deux fonctions : l'amplification d'une impulsion et sa mise en forme spatiale pour obtenir un faisceau de section carrée. En plus de sa fonction d'amplification, l'amplificateur régénératif d'un MPA du LMJ réalise une première étape intra-cavité de mise en forme spatiale du faisceau à l'aide d'un miroir de fond cavité auquel on a appliqué un masque de phase, permettant ainsi de transformer un faisceau gaussien en un faisceau carré à profil plat en plusieurs passages [Bagnoud et al. 2001]. L'utilisation d'un faisceau carré permet un meilleur recouvrement du faisceau amplifié avec le gain déposé dans le matériau amplificateur pompé transversalement par diodes. En revanche, cela impose de considérer un matériau de section carrée pour permettre un recouvrement optimal⁹. Nous reprenons

⁹ Cela impose que le dépôt d'énergie se fasse en positionnant chaque paire de diodes employée à 90° l'une de l'autre autour du barreau, de manière que la distribution transverse du gain vue par le faisceau soit la plus uniforme possible.

ce principe pour le dimensionnement de nos échantillons de manière à optimiser le recouvrement entre le faisceau et la distribution spatiale du gain dans une seule couche de matériau à gain.

3.1.2. Définition du volume de matériau à gain

Après avoir discuté de la section transverse de l'échantillon, il nous reste maintenant à définir un critère d'épaisseur et de taille transverse du matériau à gain. Pour y parvenir, le prédimensionnement de l'amplificateur multi-passages à disques épais, réalisé dans le cadre du projet LEAP Axe B et présenté dans le chapitre d'introduction, nous offre un point de départ pour notre réflexion. Au cours de ce travail réalisé en interne au CEA CESTA, deux points de fonctionnement permettant d'obtenir 1 J en 4 passages, décrits dans le **TABLEAU I-4**, ont pu être déterminés pour deux matériaux à gain différents [Hamoudi et al. 2022]. Le prédimensionnement a été réalisé en tenant compte de deux types de contraintes : les performances laser et les limites de résistance thermomécanique des matériaux considérés.

Matériau	2%Nd:Verre LG-760	0,5%Nd,5%Lu: CaF ₂
Cadence	2 Hz	10 Hz
Epaisseur d'un disque (mm)	5	5
Nombre de disques	4	4
Taille transverse du faisceau laser (mm)	7	9
Energie de pompe par disque (J)	5,25	3,6

TABLEAU I-4 : Points de fonctionnement définis pour un amplificateur 4-passages multi-disques capable de délivrer 1 J à 1053 nm en tenant compte des contraintes d'architecture et de performance d'un MPA du LMJ. Fonctionnement à 2 Hz pour le verre phosphate dopé au Néodyme LG-760 et à 10 Hz pour le 0,5%Nd,5%Lu :CaF₂.

Dans nos travaux, l'idée a été de se placer à un point comparable pour fixer la contrainte de volume du matériau à gain compris dans les assemblages. D'après les points de fonctionnement présentés, le faisceau présente une taille caractéristique comprise entre 7 et 9 mm. En fixant une taille typique de 8 mm dans nos échantillons, nous pouvons définir une taille transverse de l'assemblage de 10 mm pour conserver une marge de 1 mm pour l'alignement du faisceau dans l'échantillon. De plus, chaque point de fonctionnement est calculé pour un ensemble de 4 disques de 5 mm d'épaisseur. Nous conservons une épaisseur de matériau à gain de 5 mm dans notre géométrie assemblée. Par conséquent, le matériau à gain compris dans chaque assemblage présente un volume de $5 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$.

Ce choix est toutefois à nuancer pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la configuration de pompage du matériau à gain est différente. Dans le cas d'un disque pompé longitudinalement, le faisceau recouvre spatialement le profil de pompage et donc le dépôt d'énergie. Dans le cas du pompage transverse, il est nécessaire d'augmenter l'énergie de pompe afin de déposer suffisamment d'énergie au centre de l'échantillon, et ainsi contrecarrer l'effet de l'absorption forte au niveau de ses bords. De plus, les matériaux à gain ne présentent pas des valeurs d'absorption similaires (**TABLEAU I-1**). Pour y parvenir, modifier la longueur d'onde des diodes de pompe permet d'obtenir un point de fonctionnement pour lequel l'absorption permet un dépôt d'énergie uniforme dans l'échantillon.

3.1.3. Disposition du matériau dissipateur dans l'assemblage

Après avoir défini le volume du matériau à gain de nos assemblages, nous nous intéressons désormais au positionnement d'un ou plusieurs cristaux(x) dissipateur(s) sur celui-ci. Dans le cas du pompage et du refroidissement transverse, les flux de chaleur transverses (c'est-à-dire de la zone active vers les mâchoires de refroidissement) sont majoritaires car le processus de transfert thermique par conduction est plus efficace que les échanges convectifs, qui prennent part au niveau des faces frontales et latérales de l'échantillon. Cet échange convectif induit un flux de chaleur axial minoritaire devant l'échange transverse par conduction. Les différents flux de chaleur mis en jeu dans nos conditions sont représentés dans le schéma **FIGURE I-12**.

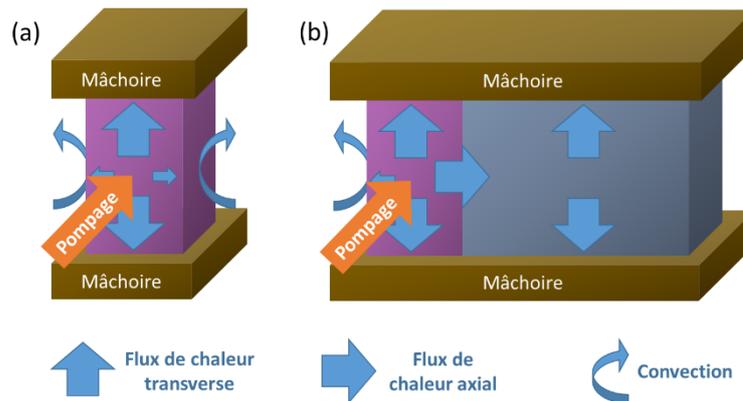


FIGURE I-12 : Représentation des flux de chaleur **(a)** dans un matériau à gain seul (en rose) et **(b)** dans un milieu composé d'un milieu à gain et d'un matériau dissipateur (en gris) soumis au pompage. Pour faciliter la lecture, le flux transverse latéral (colinéaire à la direction de propagation du pompage) n'est pas représenté, il est analogue à un flux axial induit par un échange convectif avec l'air ambiant.

À partir de ces notions de flux, on peut définir une terminologie pour l'assemblage de matériau. On qualifiera d'assemblage **longitudinal** ou axial un matériau dissipateur juxtaposé à une des faces laser du matériau amplificateur, de manière à favoriser le flux axial de transfert de la chaleur. Dans cette situation, le faisceau laser à amplifier traverse les différents matériaux. Il s'agit en réalité de la géométrie la plus couramment rencontrée dans l'état de l'art, à l'exception près que nous travaillons ici en pompage latéral et non pas longitudinal. Une manière d'accroître la capacité d'extraction de la chaleur générée dans le matériau à gain et de symétriser la distribution de température est d'assembler un matériau dissipateur au niveau de chaque face optique, de part et d'autre du matériau à gain. En revanche, contrairement au cas du pompage du longitudinal, le matériau dissipateur n'est pas positionné directement au niveau de la zone dans laquelle le faisceau de pompe est le plus absorbé et la température la plus élevée. Ainsi, chaque matériau dissipateur n'extrait pas la chaleur directement au niveau du maximum de température. Une configuration complémentaire, dite transverse, sera introduite et discutée dans les perspectives du manuscrit.

L'épaisseur des cristaux dissipateurs sera un paramètre à étudier pour identifier une épaisseur optimale pour le refroidissement ou la déformation du front d'onde. En l'occurrence, nous choisissons une épaisseur au moins de même ordre de grandeur pour des questions d'ordre pratique, comme la manipulation de l'échantillon.

3.2. A la composition de l'assemblage

Le deuxième axe de définition des échantillons assemblage consiste à discuter du choix des matériaux à assembler. Chaque assemblage est composé d'un matériau à gain laser à 1053 nm et d'au moins un matériau dissipateur de forte conductivité thermique, transparent et passif d'un point de vue de l'amplification. Une nouvelle fois, nous devons fixer des contraintes pour cette étape. En l'occurrence, nous allons commencer par rappeler les différents matériaux à gain à 1053 nm à notre disposition, et dont nous avons déjà énoncé quelques propriétés auparavant. En repartant des critères thermomécaniques et optiques énoncés au cours de l'exposé sur les effets thermomécaniques générés par pompage dans un matériau amplificateur laser solide (Chapitre I2), nous pouvons chercher des matériaux candidats à assembler aux matériaux à gain retenus.

3.2.1. Le choix du matériau amplificateur laser à 1053 nm

Une première étape consiste à restreindre le catalogue des matériaux à gain à 1053 nm disponibles. Comme nous l'avons vu au cours de l'introduction, les verres et les matrices de fluorure de calcium représentent les deux familles de matériaux les plus prometteurs pour une amplification d'impulsions dans la gamme nanoseconde à 1053 nm appliquée à des thématiques de haute densité d'énergie. La discussion dans le chapitre d'introduction a mis en évidence plusieurs paramètres à considérer pour nous orienter pour le choix du matériau à gain. Sans rappeler les intérêts et inconvénients de ces matériaux, nous retenons pour nos échantillons un verre dopé au Néodyme et une composition fluorite avec les propriétés résumées dans le **TABLEAU I-5** pour la suite de ces travaux. Le verre phosphate dopé au Néodyme LG-770, fabriqué par Schott, est typiquement utilisé dans les plaques laser pompées flash du LMJ et le NIF [Campbell et al. 2010]. Il présente un important dopage et une forte absorption autour de 800 nm. D'autre part, le cristal de fluorure de calcium retenu est codopé à 5% au lutécium et à 0,5% au Néodyme. Il s'agit d'une composition identifiée au cours des travaux de thèse de S. Normani [Normani 2017] et retenue dans le cadre du projet LEAP Axe B [Hamoudi et al. 2022]. Elle présente, entre autres, un pic d'émission proche de 1054 nm et une conductivité thermique environ 7 fois supérieure à celle du verre.

Matériaux	4,5%Nd:Verre LG-770	0,5%Nd,5%Lu:CaF ₂
Référence	[Ehrmann et al. 2004]	[Normani 2017]
Longueur d'onde centrale d'absorption λ_{abs} (nm)	802,0	796,8
Section efficace d'absorption σ_{abs} ($10^{-20} cm^2$)	3,0	3,4
Longueur d'onde centrale d'émission λ_{em} (nm)	1053,0	1053,9
Section efficace d'émission σ_{em} ($10^{-20} cm^2$)	3,9	4,9
Fraction thermique η_h	24%	29%

TABLEAU I-5 : Quelques propriétés laser des matériaux à gain retenus pour nos assemblages : le verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 (Schott) et le CaF₂.0,5%Nd,5%Lu (CIMAP).

À partir des deux matériaux à gain retenus pour notre étude, nous pouvons désormais identifier des cristaux dissipateurs. Pour rappel, celui-ci doit être transparent à la longueur d'onde laser, bon conducteur thermique et passif au sens de l'amplification de laser. Nous nous attachons dans ce paragraphe et le suivant à rappeler l'ensemble de critères permettant de proposer des potentielles associations d'intérêt pour notre étude. Nous introduisons ici deux critères thermomécaniques identifiés dans l'exposé théorique de la partie 2.

3.2.2. Les critères thermiques

L'exposé des effets thermiques et mécaniques ont mis en évidence l'importance de deux critères thermiques. Le coefficient de dilatation thermique constitue le paramètre critique pour pouvoir réaliser un assemblage de matériaux capable de tenir à un échauffement du matériau à gain au cours du pompage. La conductivité thermique représente d'autre part le paramètre à maximiser pour accroître la capacité de refroidissement de l'échantillon.

○ LE COEFFICIENT DE DILATATION THERMIQUE

Comme cela a été décrit dans le paragraphe 2.3.2, l'écart de coefficient de dilatation thermique doit être minimisé afin de limiter l'apparition de contrainte au niveau de l'interface de l'assemblage lors du pompage. En l'occurrence, pour des matériaux dissipateurs de propriétés thermomécaniques et optiques anisotropes, nous nous intéressons au coefficient de dilatation transverse, selon lequel l'élongation attendue lors du pompage est la plus forte (Chapitre I2.3.2) en raison de la configuration latérale du pompage.

○ LA CONDUCTIVITE THERMIQUE

Le catalogue de matériaux amplificateurs 1053 nm étant restreint, l'optimisation de l'extraction de la chaleur générée au cours du pompage repose, au regard des paramètres matériaux uniquement, sur le choix de la conductivité thermique du matériau dissipateur. En l'occurrence, la conductivité thermique recherchée doit être la plus importante de manière à favoriser l'extraction de la chaleur du matériau à gain. Une nouvelle fois, la conductivité thermique n'est pas nécessairement isotrope selon la structure du cristal retenu. La conductivité thermique du matériau dissipateur doit être maximale.

La **FIGURE I-13** regroupe l'ensemble des valeurs coefficient de dilatation et de conductivité thermique pour plusieurs matériaux à gain à 1053 nm et cristaux dissipateurs. L'axe des ordonnées donne la valeur de coefficient de dilatation et celui des abscisses la valeur de la conductivité thermique. Un cristal dissipateur qui présente une conductivité thermique importante se situe vers la droite du graphique. Un écart de coefficient de dilatation thermique est faible lorsque deux matériaux se situent à une ordonnée voisine.

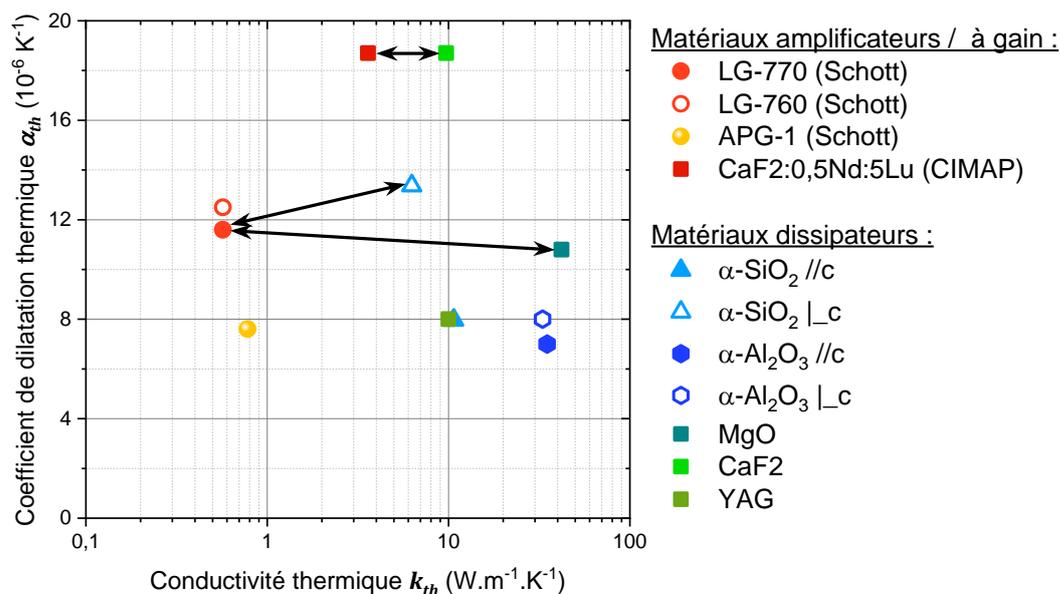


FIGURE I-13 : Figure de mérite de la conductivité et du coefficient de dilatation thermiques de plusieurs matériaux à gain et matériaux dissipateurs considérés. Matériaux à gain : LG-770, LG-760, APG-1 [Davis et al. 2011] et Nd:Lu:CaF₂ [Normani et al. 2016]. Matériaux dissipateurs : α -SiO₂, Al₂O₃, MgO [Martienssen et al. 2005], CaF₂ [Druon et al. 2011] et YAG [Koechner 2006]. Les flèches mettent en avant les compositions retenues au regard des critères discutés.

Une première composition est l'assemblage de 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂ avec du CaF₂. Dans ce cas, il s'agit de l'assemblage canonique entre un matériau dopé et du matériau pur présentant tous deux la même matrice cristalline et par conséquent, des propriétés thermomécaniques quasiment identiques. Seule la conductivité thermique du fluorure de calcium dopé diffère : en raison de l'introduction d'ions dopants, sa structure cristalline est dérangée ce qui se traduit par la modification de ses propriétés et une diminution de sa conductivité thermique.

Dans le cas du verre dopé au Néodyme LG-770, on observe que son coefficient de dilatation transverse est proche de celui de l'oxyde de magnésium (cubique, type NaCl) et du α -SiO₂ (ou quartz- α , trigonal P₃₂). Avec des conductivités thermiques respectives de $40 W.m^{-1}.K^{-1}$ et de $6,2 W.m^{-1}.K^{-1}$, ce sont deux matériaux candidats pour un assemblage avec le verre LG-770. Une dernière combinaison à base de verre et de saphir pourrait également être intéressante à étudier. Dans ce dernier cas, un assemblage par collage semble être la méthode appropriée en raison de l'écart en coefficient de dilatation thermique important entre les deux matériaux.

3.2.3. Les critères optiques

○ L'INDICE DE REFRACTION A 1053 NM

Dans nos assemblages longitudinaux, dans lesquels le faisceau laser traverse les différents matériaux et voit l'interface entre eux, l'écart d'indice de réfraction est à minimiser. Une première raison à cela est qu'une réflexion partielle induite par la différence d'indice lors du passage au niveau de l'interface provoque un effet Fabry-Perot, susceptible de générer une modulation d'amplitude via le processus de conversion FM-AM.

○ **LE COEFFICIENT THERMO-OPTIQUE**

Lors de notre discussion portant sur les contributeurs à la déformation du front d'onde en partie Chapitre I.2.4.1, nous avons émis l'idée selon laquelle la variation d'indice avec la température pourrait être compensée en combinant deux matériaux dont chaque coefficient thermo-optique dn/dT présente un signe opposé.

La deuxième figure de mérite illustrée en **FIGURE I-14** tient compte de ces deux paramètres optiques. On y reporte les compositions identifiées lors de la discussion sur les critères thermomécaniques.

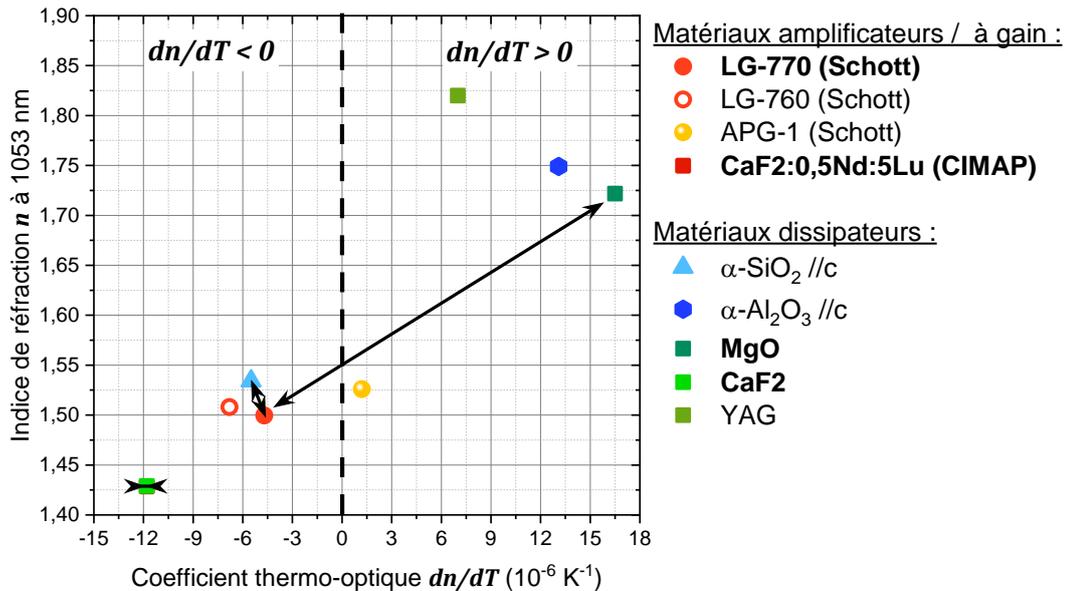


FIGURE I-14 : Figure de mérite en indice de réfraction et le coefficient thermo-optique de plusieurs matériaux à gain (groupe de points roses/rouges) et matériaux dissipateurs (groupe de points verts/bleus) considérés. Matériaux à gain : LG-770, LG-760, APG-1 [Davis et al. 2011] et Nd:Lu:CaF₂ [Normani 2017]. Matériaux dissipateurs : α-SiO₂, Al₂O₃, MgO, CaF₂ et YAG [Koechner 2006]. Les flèches indiquent les compositions retenues au regard des précédents critères thermiques.

Dans le cas de l'assemblage CaF₂, la différence d'indice est négligeable et le coefficient thermo-optique du cristal codopé est du même ordre de grandeur que celui du cristal pur.

Dans le cas d'un assemblage avec du verre dopé au Néodyme, le α-SiO₂, uniaxe positif, présente un indice ordinaire (selon son axe optique) très proche de celui du verre phosphate. Cependant, un effet dont il faut tenir compte dans le cas du quartz-α est qu'il s'agit d'un matériau qui présente un pouvoir rotatoire. En effet, en raison de sa structure cristalline chirale, ce matériau tend à faire tourner un état de polarisation rectiligne d'une onde lumineuse incidente au fur et à mesure que celle-ci se propage dans le matériau, et ce même lorsque celle-ci est colinéaire à l'axe optique du cristal. Enfin, ce matériau possède un coefficient thermo-optique de signe négatif.

D'autre part, le MgO et le saphir présentent des indices de réfraction plus grands que celui du verre, avec une différence de l'ordre de 0,2-0,25. Cependant, le coefficient thermo-optique de ces matériaux est de signe opposé à celui du verre phosphate, ce qui les rend prometteurs d'un point de vue de la compensation de la variation d'indice avec la température dans la déformation du front d'onde.

3.3. Présentation des assemblages réalisés pour ces travaux

Dans un premier temps, nous pouvons ici rappeler la structure géométrique ainsi que les associations de matériaux retenues pour définir les premiers assemblages de ces travaux. À l'issue de l'étape de conception géométrique d'un échantillon assemblé élémentaire, nous décrivons dans la **FIGURE I-15** ci-dessous la structure longitudinale.

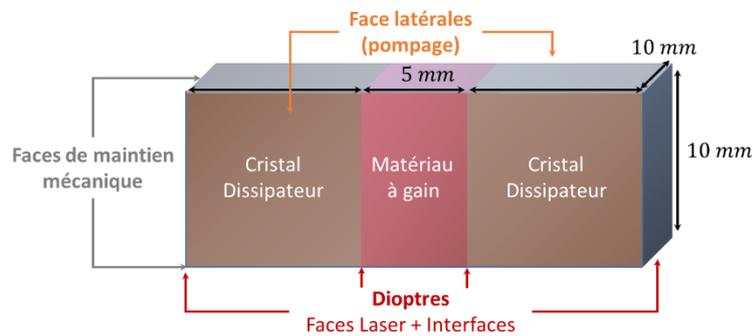


FIGURE I-15 : Représentation de la géométrie longitudinale et de ses dimensions avec une description des faces.

Les dioptries ainsi que les faces latérales de pompage sont polis. Pour certains échantillons, nous verrons qu'un traitement antireflet aura pu être réalisé sur ces faces. Le cas échéant, un traitement antireflet à 800 nm est appliqué aux faces latérales (pour le pompage) et un second à 1053 nm au niveau des faces laser ainsi qu'à l'interface. Les faces de maintien mécanique sont pour leur part dépolies.

L'identification de critères matériaux d'intérêt nous a ensuite permis de mettre en avant plusieurs associations de matériaux envisageables :

- **0,5%Nd,5%Lu:CaF₂** et **CaF₂**,
- **Nd:Verre LG-770** et **$\alpha\text{-SiO}_2$** (ou quartz- α),
- **Nd:Verre LG-770** et **MgO**,
- **Nd:Verre LG-770** et **$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$** (ou saphir).

Parmi les trois compositions proposées, les trois premières constituent les premiers échantillons caractérisés au cours de ces travaux. La réalisation des échantillons décrits à la suite est le fruit d'un ensemble de collaborations et de commandes.

3.3.1. Assemblage par adhésion moléculaire (CIMAP, France)

Le premier échantillon correspond à un homo-assemblage de disques de $0,5\%Nd,5\%Lu:CaF_2$ et de CaF_2 orientés tous les deux selon la direction $[111]$ réalisé au CIMAP dans le cadre des travaux de thèse de C. Meroni [Meroni 2022]. La méthode employée repose sur une adhésion moléculaire suivie d'un traitement thermique dans le four de croissance cristalline. À l'issue du traitement thermique, un échantillon de section carrée de 10 mm de côté illustré en **FIGURE I-16** a été extrait des disques assemblés. Cet assemblage est le seul échantillon parmi ceux présentés dans cette partie qui ne possède qu'un seul matériau dissipateur.

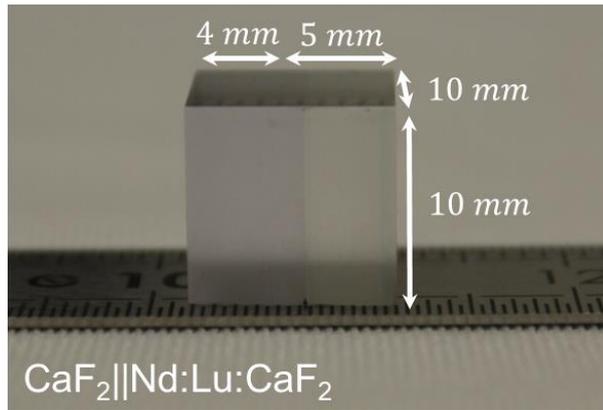


FIGURE I-16 : Echantillon de 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂ et de CaF₂ assemblés par adhésion moléculaire suivie d'un recuit thermique (CIMAP).

3.3.2. Assemblages par Adhesive Free Bonding (Onyx Optics, Etats-Unis)

Nous avons travaillé avec Onyx Optics, qui représente aujourd'hui l'état de l'art sur l'assemblage de matériaux optiques appliqué aux thématiques laser, pour la réalisation d'échantillons à base de verre phosphate dopé au Néodyme via leur méthode d'assemblage par diffusion thermique, brevetée sous le nom de « Adhesive Free Bonding® ». La discussion avec Onyx Optics a permis de valider nos critères de sélection des cristaux dissipateurs à associer au verre phosphate, le quartz et l'oxyde de magnésium, et ainsi définir deux premiers lots d'échantillons assemblés.

Durant une phase d'essais et de fabrication de près 15 mois, Onyx Optics est parvenu réaliser ces deux assemblages. Malheureusement, au cours de l'étape de traitement antireflet des échantillons aux longueurs d'onde de travail, les échantillons composés de α -SiO₂ et de verre LG-770 ont subi une fracture à l'intérieur du verre dopé. Deux causes possibles ont été identifiées. Le verre phosphate dopé au Néodyme étant sensible au choc thermique, une manipulation de l'échantillon à la fin du protocole de traitement antireflet sans temps de refroidissement a pu susciter la fracture de celui-ci. Une autre explication repose sur la présence de contraintes résiduelles suite à l'assemblage.

Les échantillons composés d'oxyde de magnésium et de verre ont toutefois pu être réalisés par Onyx, comme illustré en **FIGURE I-17 (a)**. Par mesure de précaution, ces échantillons n'ont pas subi de traitement antireflet.

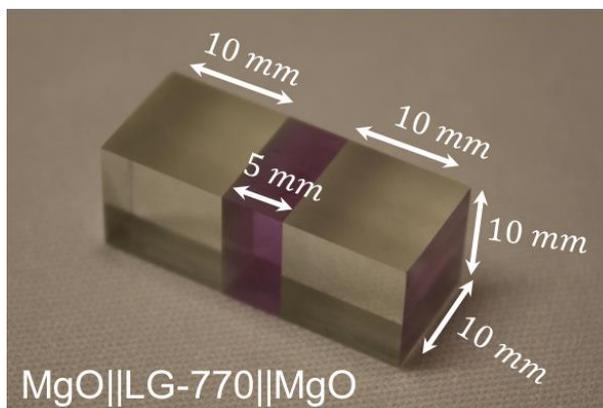


FIGURE I-17 : Échantillon de verre LG-770 (en rose, au centre) assemblé à deux cristaux d'oxyde de magnésium via la méthode d'adhesive free bonding (Onyx Optics Inc.).

3.3.3. Assemblages par collage sol-gel (Cristal Laser)

L'entreprise Cristal Laser a développé parmi ses activités la méthode de collage sol-gel à la suite des travaux de thèse de G. Sraïki [Sraïki 2015]. Pour notre étude, des échantillons à base de verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 et du quartz- α ont été réalisés. Un échantillon type est représenté en **FIGURE I-18**.

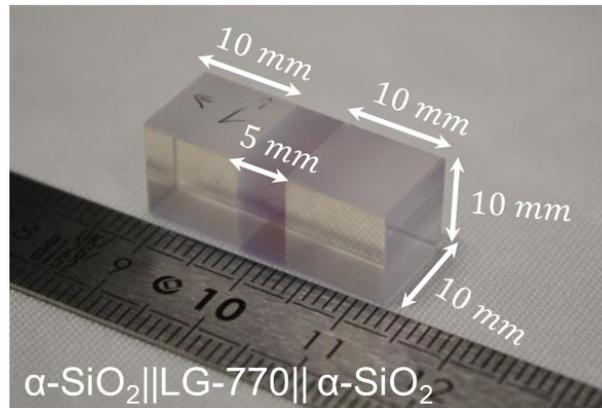


FIGURE I-18 : Echantillon de verre LG-770 (en rose, au centre) assemblé à deux cristaux d'oxyde de magnésium via la méthode de collage sol-gel (Cristal Laser).

Contrairement aux autres échantillons composites, ces assemblages présentent un traitement antireflet aux longueurs d'onde de travail définies. Parmi les échantillons réalisés, certains présentent également un traitement antireflet à 1053 nm au niveau de l'interface entre les matériaux afin d'en démontrer la faisabilité. Concernant ce dernier point, un traitement aux interfaces sera plus intéressant à mettre en œuvre pour compenser une différence d'indice importante entre le matériau à gain et les cristaux dissipateurs.

3.3.4. Sélection d'échantillons témoins pour la comparaison

Pour des besoins de comparaison dans notre étude, plusieurs échantillons témoins composés uniquement de matériau à gain ont également été préparés dans des dimensions comparables à celles des échantillons présentés. Pour comparer les assemblages comprenant du verre dopé au Néodyme, un barreau de 25 mm d'épaisseur et un cube de 10 mm d'épaisseur issu du même verre phosphate dopé au Néodyme (LG-770) ont été préparés par Cristal Laser. D'autre part, un cube de 10 mm de côté de $0,5\%Nd, 5\%Lu:CaF_2$ permettra de réaliser des comparaisons avec l'assemblage de cristaux de fluorures de calcium pur et codopé. Celui-ci diffère de l'assemblage par son orientation cristalline, donnée avec des valeurs d'angle d'Euler $\alpha = +19,54^\circ$ et $\beta = -35,8^\circ$ par rapport à l'orientation [001].

CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Au cours de ce chapitre, nous avons pu tout d'abord introduire les origines et concepts de base associés à l'assemblage de matériaux optiques. À cette occasion, plusieurs principes et méthodes ont pu être présentés, apportant ainsi des premiers éléments de discussion pour étudier la faisabilité d'un assemblage.

L'adhésion moléculaire constitue un premier regroupement de méthodes d'assemblage. Elle ne nécessite pas l'utilisation d'une couche adhésive entre les matériaux, cependant elle requiert une préparation des surfaces conséquente et critique pour la réalisation effective de l'adhésion. Dans l'état de l'art, nous avons présenté plusieurs protocoles qui font appel à des étapes de pré-activation chimique des surfaces à adhérer ou de soudage par diffusion afin de renforcer la liaison formée lors de l'adhésion. En particulier, cette dernière méthode est la plus couramment employée, typiquement dans le cas de l'assemblage de deux cristaux de même composition et structure (au dopage près) en raison des propriétés thermomécaniques semblables, et surtout un écart en dilatation thermique faible, qui limitent l'apparition de contraintes thermiques lors du processus de recuit thermique. Le coefficient de dilatation thermique est alors identifié comme le paramètre physique clé dans l'assemblage.

Une seconde approche, cette fois-ci basée sur un collage sol-gel entre les deux matériaux, permet de s'affranchir davantage de cette contrainte et du lourd travail de préparation des surfaces à adhérer, ouvrant la voie vers des nouvelles perspectives d'association de matériaux.

Le chapitre a ensuite été orienté vers un exposé théorique des effets thermo-optiques dans un matériau laser solide. L'originalité que nous avons essayé d'y apporter est d'appliquer la description des effets physiques au cas de figure d'un milieu laser assemblé. En partant du point de vue spectroscopique des matériaux laser, nous avons rappelé les processus générateurs de chaleur au cours du pompage. Les grandeurs spectroscopiques associées ainsi que les caractéristiques du pompage optique permettent de définir un terme source thermique. Pour étudier la propagation de la chaleur dans un matériau assemblé, nous avons proposé une approche semi-analytique, détaillée en Annexe A, qui permet de conclure une première fois quant à l'intérêt de l'assemblage pour le refroidissement du matériau amplificateur laser. L'assemblage étant soumis à un gradient thermique non uniforme, il se déforme sous l'effet de la dilatation thermique. Après avoir brièvement introduit la loi de Hooke, il apparaît que les contraintes sont associées à cette déformation induite thermiquement. L'écart de coefficient de dilatation entre les matériaux composant l'assemblage apparaît de nouveau comme un paramètre à maîtriser pour limiter ces contraintes et le risque de fracture ou de séparation.

Finalement, les grandeurs thermomécaniques définies jusqu'ici se manifestent chacune sous la forme de contributions aux distorsions optiques générées au cours du pompage. La déformation du front d'onde est induite par trois effets : la variation d'indice avec la température (l'effet « thermo-optique »), la déformation des dioptries sous l'effet de la dilatation ou encore la variation de l'indice avec les contraintes mécaniques, l'effet « piézo-optique ». Ce dernier effet induit également une anisotropie de l'indice de réfraction d'origine mécanique, induisant ainsi de la biréfringence.

À l'issue de ces deux premiers axes de discussion, cela nous a finalement permis de définir une géométrie et d'identifier un ensemble de critères matériaux d'intérêt pour définir les assemblages étudiés au cours de ces travaux. En s'inspirant du prédimensionnement proposé dans le cadre du projet LEAP Axe B, nous avons spécifié une géométrie de section carrée et un volume type de matériau à gain identique entre nos échantillons. Une géométrie dite « longitudinale », qui fait intervenir un à deux cristaux dissipateurs chacun disposés au niveau des faces laser du matériau à gain, a été définie comme première structure assemblée type pour notre étude. Quatre critères matériaux ont été retenus pour classer les matériaux à associer : la conductivité thermique du cristal dissipateur à maximiser, les écarts de coefficient de dilatation et d'indice de réfraction à limiter et le signe du coefficient thermo-optique.

Trois premiers assemblages ont été réalisés dans le cadre de plusieurs collaborations : le 0,5%Nd,5%Lu:CaF₂ et le CaF₂ dont l'assemblage est réalisé par adhésion moléculaire au CIMAP, le Nd:Verre LG-770 et le α -SiO₂ réalisé par collage sol-gel par Cristal Laser et enfin le Nd :Verre LG-770 et le MgO réalisé par AFB par Onyx Optics. Les premiers échantillons réalisés au cours de la thèse, dont les caractéristiques principales sont résumées dans le **TABLEAU I-6**, seront ensuite caractérisés dans les deux chapitres suivants à l'aide des outils expérimentaux et numériques mis en œuvre.

Echantillon	CaF ₂ Nd:Lu:CaF ₂	α -SiO ₂ LG-770 α -SiO ₂	MgO LG-770 MgO
Matériau amplificateur	0,5%Nd,5%Lu:CaF₂	4,5% Nd:Verre	4,5% Nd:Verre
Dimensions ($l \times h \times e$, mm ³)	10 × 10 × 5	LG-770	LG-770
Orientation	[111]	10 × 10 × 5	10 × 10 × 5
Origine	CIMAP	CEA / Schott	CEA / Schott
Cristal dissipateur	CaF₂	2 × α-SiO₂	2 × MgO
Dimensions ($l \times h \times e$, mm ³)	10 × 10 × 4	10 × 10 × 10	10 × 10 × 10
Orientation	[111]	$\perp \vec{c}$	[001]
Origine	Corning	Sawyer	Crystran
Méthode d'assemblage	Adhésion moléculaire + traitement thermique	Collage sol-gel	Adhesive-Free Bonding
Traitement antireflet	Aucun	AR à 1053 nm (Dioptres) AR à 800 nm (Faces de pompage)	Aucun
Conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	3,57 (Nd:Lu:CaF ₂) 9,7 (CaF ₂)	0,57 (LG-770) 6,21-10,7 (α -SiO ₂)	0,57 (LG-770) 42 (MgO)
Ecart de coefficient de dilatation transverse ($10^{-6}K^{-1}$)	Négligeable	Négligeable	2,57
Ecart d'indice de réfraction à 1053 nm	Négligeable	0,034	0,222
Remarque(s)	Un seul cristal dissipateur assemblé	Pouvoir rotatoire du quartz qui induit une rotation de la polarisation	Coefficients dn/dT de signe opposé

TABLEAU I-6 : Tableau résumé des trois premiers échantillons assemblés au cours de la thèse et étudiés tout au long du manuscrit.

CHAPITRE II

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES ASSEMBLAGES

INTRODUCTION

Ce chapitre développe les méthodes et résultats de caractérisation des échantillons assemblés introduits dans le premier chapitre. Nous nous attachons dans un premier temps à décrire les méthodes de caractérisation utilisées pour étudier le comportement thermomécanique des échantillons assemblés sous pompage. L'enjeu de ces mesures repose sur la capacité à étudier expérimentalement les différents processus physiques mis en jeu dans les effets thermiques. En premier lieu, le fonctionnement et les caractéristiques d'une cavité régénérative seront présentées. Cette source laser est utilisée pour sonder un échantillon dans des conditions représentatives d'un faisceau atteignant l'amplificateur 4-passages dans le MPA. Le pompage des échantillons s'effectue en configuration transverse avec des diodes de forte puissance en espace libre mises en forme spatialement. Une attention particulière sera apportée à la maîtrise spatiale et à la qualification du dépôt d'énergie dans le matériau à gain des assemblages. Les méthodes ainsi que les protocoles de caractérisation de l'élévation de température et de la déformation du front d'onde seront ensuite détaillés. La caractérisation du dépôt d'énergie par des mesures de fluorescence et de gain seront exposées. Des mesures de l'élévation de température par thermographie infrarouge seront ensuite commentées. Ces premières mesures participeront à la validation de certains paramètres utilisés dans la définition du terme source du modèle numérique, dans le Chapitre III. Des mesures de déformation du front d'onde induites par l'échantillon sous pompage seront ensuite présentées. Un protocole similaire sera à nouveau mis en œuvre pour effectuer des mesures de la déformation mécanique du dioptré arrière des échantillons. L'ensemble des mesures thermiques, de déformation mécanique et de phase spatiale contribueront à recalibrer le modèle numérique présenté dans le Chapitre III.

1. Eléments de méthodologie expérimentale

Cette première partie du chapitre se concentre sur une présentation de la méthodologie de caractérisations optiques des échantillons assemblés sous pompage. En partant d'une vue globale du banc de caractérisation conçu pendant la thèse, le discours s'articulera en différents points de description : la source laser, le pompage, le système de maintien de l'échantillon et les diagnostics.

1.1. Description générale du banc

La conception du banc de caractérisation des échantillons assemblés s'articule autour de caractérisations d'élévation de température, de déformation du front d'onde et de biréfringence. Un faisceau issu d'une cavité régénérative est mis en forme pour sonder en simple passage l'échantillon. L'échantillon est pompé dans une configuration transverse avec deux diodes de pompe de forte puissance mises en forme spatialement pour permettre un dépôt maîtrisé de l'énergie de pompe dans le matériau à gain des assemblages. L'échantillon est maintenu entre deux mâchoires réglées en température. Nous commençons par fournir une vue d'ensemble du montage expérimental avant de détailler les différents sous-ensembles qui le composent.

○ DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le schéma du principe du banc de mesure développé au cours de la thèse est illustré en **FIGURE II-1**. Nous donnons dans un premier temps une vue globale du banc avant de le décomposer en sous-systèmes qui seront présentées dans les sections suivantes.

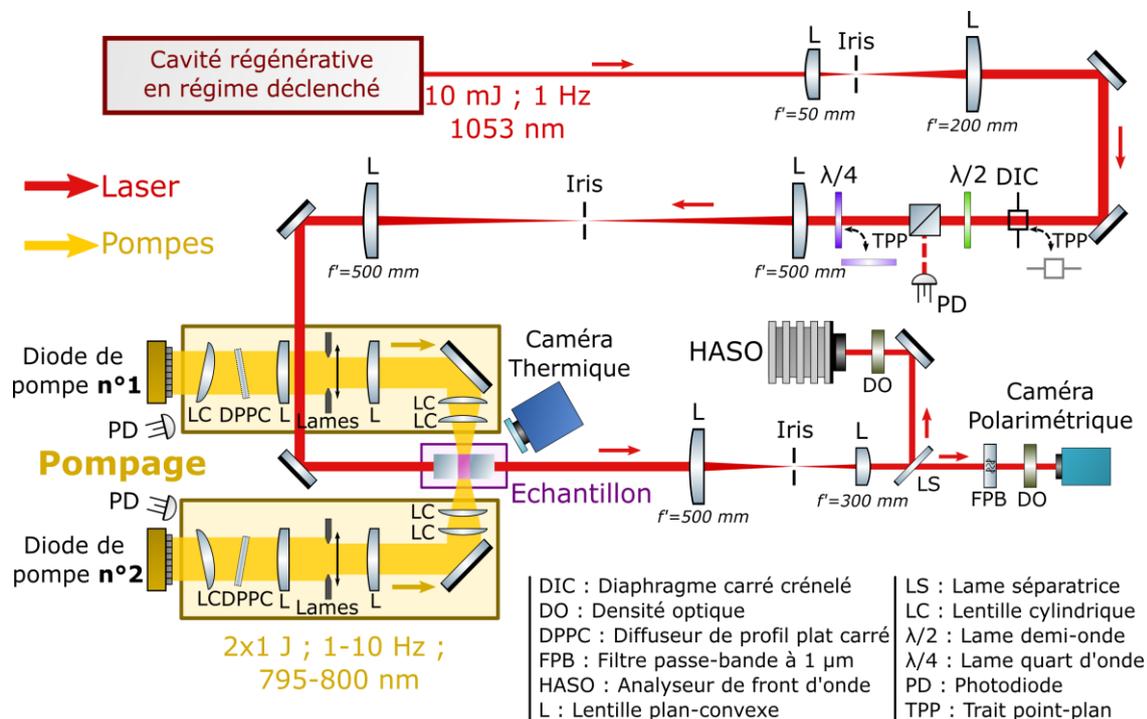


FIGURE II-1 : Schéma de principe du banc de caractérisation en simple passage et en pompage transverse des échantillons assemblés. Le faisceau sonde émis par la source à 1053 nm est décrit en rouge. Les faisceaux de pompe émis par deux diodes autour de 800 nm sont illustrés en jaune.

Une cavité régénérative non-injectée est utilisée comme source laser. Elle délivre des impulsions nanosecondes de 10 mJ à une longueur d'onde de 1053 nm avec une récurrence de 1 Hz . Son principe de fonctionnement ainsi que ses caractéristiques sont décrits dans la section 1.2. Pour permettre des mesures résolues spatialement sur toute la section transverse des échantillons, le faisceau est agrandi à l'aide d'un premier système afocal ($f'_1 = 50\text{ mm}$; $f'_2 = 200\text{ mm}$). Un diaphragme carré crénelé (DIC) est inséré au foyer objet de la première lentille pour définir un profil carré taillé à partir du faisceau gaussien issu de la cavité. Un deuxième relais d'imagerie ($f'_1 = f'_2 = 500\text{ mm}$) permet d'imager le faisceau au centre de l'échantillon. Un système de lame demi-onde ($\lambda/2$) combinée à un cube séparateur permet de faire varier l'énergie d'entrée. Une lame quart d'onde ($\lambda/4$) peut être insérée pour générer un état de polarisation circulaire du faisceau en amont de l'échantillon. L'échantillon est maintenu et refroidi par un système composé de mâchoires en cuivre et décrit dans la section 1.3. Le pompage s'effectue au niveau de deux faces latérales non refroidies de l'échantillon à l'aide de deux diodes de pompe, et dont le profil spatial est homogénéisé et adapté pour déposer de l'énergie uniquement dans le matériau à gain à l'aide d'un système qui sera détaillé dans la section 1.4. Chaque système de pompage délivre des impulsions pompe de $400\text{ }\mu\text{s}$ avec une énergie de 1 J à dans des gammes respectives de longueur d'onde et de cadence de travail de 795 nm - 800 nm et de 1 à 10 Hz . Ensuite, le faisceau laser est de nouveau imagé sur les diagnostics optiques par l'intermédiaire d'un dernier afocal ($f'_1 = 500\text{ mm}$; $f'_2 = 300\text{ mm}$). Un iris est placé au centre de cet afocal et son ouverture est ajusté pour réduire l'intensité la fluorescence émise par l'échantillon vers les diagnostics. Les diagnostics employés sont un analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann (HASO) et une caméra polarimétrique capable de réaliser des acquisitions du faisceau en sortie de l'échantillon et de caractériser les variations de polarisation par biréfringence dans l'échantillon. Plusieurs densités optiques (DO) et un filtre passe-bande à 1053 nm (FPB) sont positionnés devant les diagnostics pour atténuer le faisceau et filtrer la fluorescence. Une caméra thermique est également positionnée à proximité de l'échantillon pour un suivi de la montée en température lors du pompage. Le principe des mesures, la description du fonctionnement ainsi que les protocoles de mesure associés à ces diagnostics seront détaillés dans la section 1.5.

○ **SYNCHRONISATION DES SOUS-SYSTEMES**

Pour permettre un fonctionnement cadencé de la cavité régénérative, des diodes de pompe et des diagnostics, un générateur de fonctions temporelles fournit un signal de synchronisation à l'ensemble de ces sous-systèmes par l'intermédiaire de 3 canaux paramétrables en délai, durée et cadence. C'est à l'aide de cet élément qu'il sera possible de faire varier la durée et la cadence des impulsions de pompe, mais également le délai entre les pompes et la sonde et les diagnostics. Afin de vérifier la synchronisation de l'ensemble de faisceaux, plusieurs photodiodes sont positionnées sur la table. Pour le faisceau sonde, une photodiode est placée au niveau de la sortie en réflexion du cube séparateur. Deux autres photodiodes sont placées au niveau de réflexions sur les premières optiques du système de mise en forme spatiale des faisceaux de pompe.

1.2. Caractéristiques de la source laser

Cette première sous-partie apporte une description de la source laser utilisée dans nos caractérisations. La source laser retenue pour effectuer la majeure partie de nos mesures optiques est une cavité régénérative en régime déclenché (ou Q-switch) qui délivre des impulsions de $8,7 \text{ mJ}$ à une longueur d'onde de 1053 nm et à une récurrence de 1 Hz . Notre choix s'est porté sur cette source pour pouvoir réaliser des mesures dans des conditions représentatives d'une utilisation des assemblages dans un MPA du LMJ.

1.2.1. Principe de fonctionnement d'un amplificateur régénératif

La technique d'amplification régénérative repose sur un principe de piégeage d'une impulsion dans une cavité laser pour l'amplifier sur un nombre d'aller et retours définis. Cette technique est couramment utilisée dans les architectures de laser de puissance car elle permet d'atteindre des gains très élevés, typiquement de l'ordre de 10^8 , qui rend possible une amplification d'impulsions de plusieurs dizaines de mJ [Bagnoud et al. 2001; Hugonnot et al. 2007] pour une impulsion injectée par une source qui délivre une énergie de l'ordre de 1 nJ . Le nombre d'aller-retours dans la cavité est un paramètre ajustable pour optimiser le fonctionnement de l'amplificateur. Il permet notamment de maximiser le gain obtenu à saturation avant extraction de l'impulsion. Par ailleurs, ce paramètre permet de faire fonctionner l'amplificateur à saturation, ce qui est de bon usage pour obtenir un point de fonctionnement stable en énergie. Son fonctionnement s'articule en trois étapes : l'injection, l'amplification et l'extraction de l'impulsion.

1.2.2. Description de la cavité régénérative en régime déclenché

Un second mode de fonctionnement de cette cavité en tant qu'oscillateur est également possible. La cavité régénérative est dans ce cas utilisée en régime déclenché (mode « Q-switch ») sans qu'aucune impulsion laser ne soit au préalable injectée dans la cavité. La cavité génère une impulsion à partir des photons émis par émission spontanée lors du pompage du matériau amplificateur de la cavité. Les photons sont emprisonnés et amplifiés sur plusieurs aller-retours dans la cavité jusqu'à atteindre le régime de saturation. En ouvrant la cavité à l'aide d'un élément de polarisation, une impulsion énergétique est extraite. Ce fonctionnement de la cavité régénérative ne repose plus que sur deux étapes : l'amplification (cavité fermée) et l'extraction (cavité ouverte).

Nous proposons d'apporter une description détaillée de la cavité régénérative utilisée pour obtenir une impulsion laser à 1053 nm pour nos mesures. L'amplificateur régénératif mis en place pour les caractérisations est décrit en **FIGURE II-2**. L'impulsion est guidée dans une voie d'injection et d'extraction constituée d'un polariseur (P), d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) et d'un rotateur de Faraday. Le rotateur induit une rotation de la polarisation incidente de 45° et le sens de rotation de la polarisation est indépendant du sens de propagation de l'impulsion. Sur la **FIGURE II-2**, le trajet suivi par une impulsion injectée et extraite de la cavité régénérative est indiqué par des flèches. En régime déclenché, nous rappelons néanmoins qu'aucune impulsion n'est injectée dans la cavité.

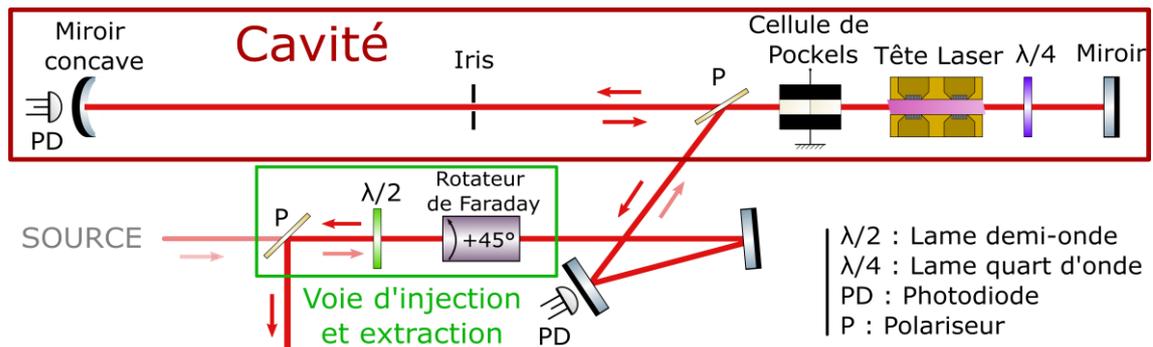


FIGURE II-2 : Schéma de principe d'un amplificateur régénératif. La voie d'injection et d'extraction (encadrée en vert) permet de modifier le trajet de l'impulsion entre la phase d'injection et d'extraction de polarisation par un jeu de polarisation. La cavité (encadrée en rouge) représentée schématiquement à celle implémentée sur le banc de caractérisation. Le trajet effectué par une impulsion injectée dans la cavité -qui n'est pas présente dans notre cas de figure- est schématisée (couleur atténuée) pour illustration.

Plusieurs éléments composent la cavité. La tête laser et la cavité définissent les caractéristiques de l'impulsion. Il s'agit d'une cavité linéaire plan-concave non repliée de 3 mètres. La longueur de la cavité fixe la durée de l'impulsion amplifiée à 20 ns. L'impulsion émise présente un mode transverse gaussien assuré par l'ajout d'un trou de filtrage dans la cavité. De plus, elle comprend une tête laser avec un pompage transverse par diodes qui n'est pas refroidie et contrôlée en température. Elle est composée de 8 diodes chacune capable de délivrer 600 W à 800 nm sur une durée de 400 μs à 1 Hz. La tête est montée avec un barreau de verre phosphate dopé au Néodyme de 60 mm de longueur et de section carrée de 4,2 mm de côté pour amplifier l'impulsion à 1053 nm. L'injection et l'extraction de l'impulsion dans la cavité sont assurées par trois composants : un polariseur (P), une cellule de Pockels et une lame quart d'onde ($\lambda/4$) orientée à 45°. Lorsqu'elle est soumise à une haute tension, la cellule de Pockels, composée d'un cristal biréfringent de DKDP et de trois électrodes, se comporte comme une lame quart d'onde ou demi-onde en fonction des électrodes alimentées. Sans tension appliquée, la cellule se comporte comme un élément neutre vis-à-vis de la polarisation de l'impulsion. Lorsqu'elle se comporte en lame quart d'onde, l'effet cumulé de la cellule et de la lame quart d'onde ne modifie pas l'état de polarisation dans la cavité lors d'un aller-retour (cavité fermée). Lorsqu'elle se comporte en lame demi-onde, un aller-retour dans la cellule et la lame quart d'onde tourne l'état de polarisation de 90° de manière à extraire le faisceau par réflexion sur le polariseur (cavité ouverte). Une description approfondie de l'aiguillage en polarisation dans un amplificateur régénératif peut être trouvée dans [Luce et al. 2019].

A l'état initial, la cavité est ouverte. A la fin du pompage du milieu amplificateur, lorsque l'inversion de population est maximale dans le matériau à gain, une tension est appliquée à la cellule de Pockels pour fermer la cavité laser. Une fraction des photons issus de l'émission spontanée est piégée et amplifiée sur plusieurs aller-retours dans la cavité, donnant naissance à une impulsion énergétique dans la cavité. Une tension est appliquée à une autre paire d'électrodes de la cellule de Pockels permettant alors d'extraire cette impulsion pour la faire circuler vers la suite du montage. Dans cette configuration, la cavité régénérative est un oscillateur laser, et il s'agit du mode de fonctionnement utilisé pour caractériser nos échantillons assemblés par la suite.

1.2.3. Caractéristiques de l'impulsion sonde

La cavité régénérative en régime déclenché est utilisée au point de fonctionnement décrit par la **FIGURE II-3 (a)**. L'impulsion extrait l'énergie du matériau amplificateur sur 90 passages, soit un temps de création $t_{crea} = 1,81 \mu s$. Sur la **FIGURE II-3 (a)**, la courbe rouge traduit l'amplification de l'impulsion à chaque aller-retour dans la cavité. Cette amplification atteint un régime de saturation à partir duquel il devient possible d'extraire une impulsion avec un fonctionnement stable tir-à-tir. L'énergie pompée dans le matériau amplificateur est de $E_{pompe} = 500 mJ$ pour limiter les effets thermiques dans celui-ci. L'impulsion générée porte une énergie de $E_{RGN} = 10 mJ$ avec un spectre centré à $1053,5 nm$ et large d'environ $2 nm$ (**FIGURE II-3 (b)**).

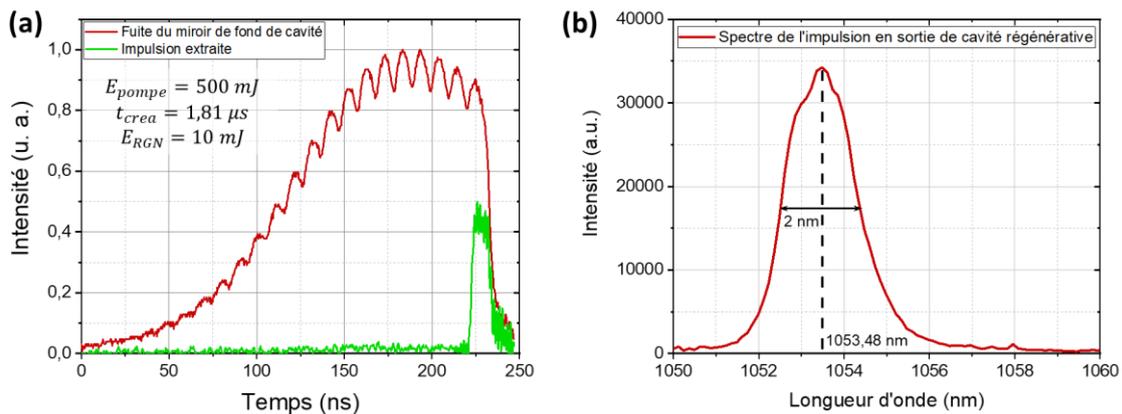


FIGURE II-3 : (a) Traces temporelles décrivant l'amplification à chaque aller-retour de l'impulsion dans la cavité (rouge) et l'impulsion extraite de la cavité (vert). (b) Spectre de l'impulsion sonde en sortie de la cavité régénérative en régime déclenché.

La **FIGURE II-4** illustre le profil spatial en sortie de cavité (après grandissement par le premier système afocal, voir **FIGURE II-1**) ainsi que son défaut de phase spatial induit par les effets thermiques. Le profil spatial est gaussien et agrandi de manière à pouvoir sonder l'ensemble de la section carrée de $10 mm$ d'un échantillon. La déformation du front d'onde résiduelle est une conséquence des effets thermiques induits par le pompage du matériau amplificateur. Celle-ci présente une déformation astigmatique d'amplitude non-négligeable et devra être prise dans notre protocole de qualification du front d'onde par la suite.

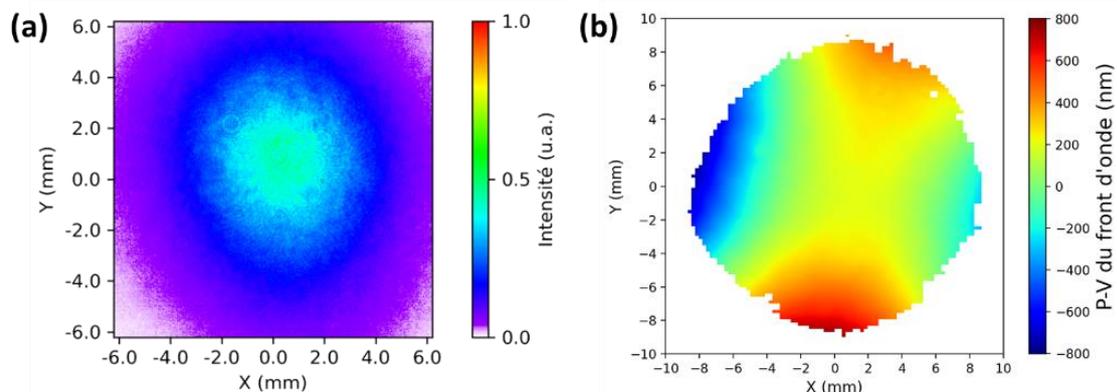


FIGURE II-4 : (a) Profil spatial de l'impulsion sonde générée par la cavité régénérative non-injectée après grandissement à l'aide du premier afocal (**FIGURE II-1**). (b) Déformation du front d'onde résiduelle de l'impulsion mesurée à l'aide de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann.

1.3. Maintien et refroidissement de l'échantillon

La chaleur générée au cours du pompage au sein de l'échantillon doit être évacuée au moyen d'un système de refroidissement actif. Le système de maintien est décrit en **FIGURE II-5** et reprend le système implémenté au cours des travaux de thèse de D. Stoffel [Stoffel 2019]. Pour pouvoir travailler avec des échantillons de plus grandes dimensions transverses (10 mm au lieu de 4,2 mm), les deux mâchoires ont été retournées de manière à offrir une surface de contact plus importante.

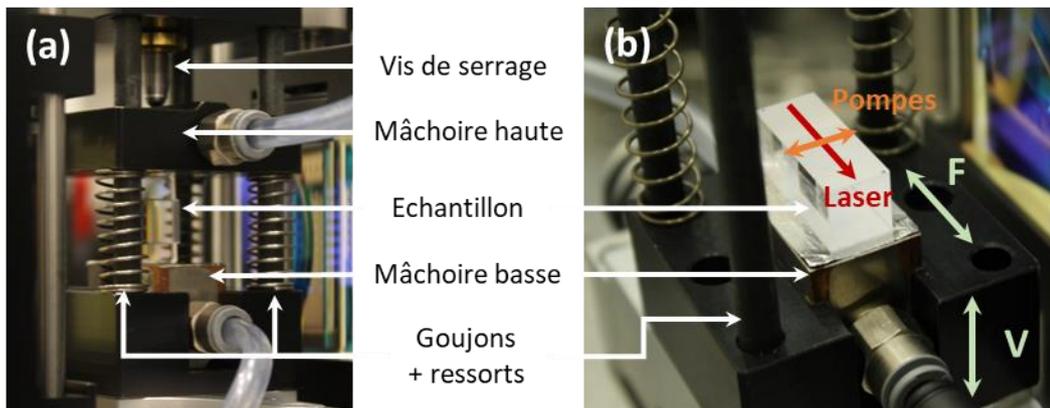


FIGURE II-5 : (a) Photographie du système de maintien et de refroidissement d'un échantillon. (b) Photographie d'un l'échantillon positionné sur la mâchoire basse. Les directions de translation du support verticale (V) et frontale (F) sont indiquées par des flèches rouge.

La mâchoire basse est insérée dans un support qui bénéficie de moyens de translation dans deux directions. Une translation verticale (V, **FIGURE II-5**) permet de régler la hauteur de l'échantillon par rapport au faisceau sonde incident. La deuxième translation (F, **FIGURE II-5**), colinéaire à la direction de propagation du faisceau, permet d'ajuster la position du matériau à gain par rapport aux deux faisceaux de pompe qui se propagent en vis-à-vis. Après la mise en place de l'échantillon, la mâchoire haute est placée au-dessus de l'échantillon et insérée par des goujons. Ils assurent la translation verticale de la mâchoire haute. Par ailleurs, des ressorts sont placés dans chaque goujon pour éviter que la mâchoire haute ne rentre en choc avec l'échantillon lors de son positionnement. Une vis de serrage positionnée dans une plaque placée au-dessus de la mâchoire haute assure un appui sur la face supérieure de l'échantillon. Une feuille d'indium épaisse de 200 μm est placée sur chacune des faces en contact avec les mâchoires de manière à assurer un bon contact thermique et à limiter les contraintes au niveau des arêtes de l'échantillon. Enfin, le refroidissement de l'échantillon est assuré par une circulation d'eau régulée en température à 22°C dans les mâchoires en cuivre.

1.4. Maitrise du dépôt d'énergie dans le milieu à gain

La conception du banc de caractérisation des assemblages passe par la maitrise du dépôt d'énergie dans le matériau amplificateur, qui est à l'origine des effets thermomécaniques dans ce dernier. Avec la volonté de conserver une architecture similaire aux étages d'amplification du MPA du LMJ, nous souhaitons réaliser notre étude en se plaçant dans une configuration de pompage transverse de l'échantillon. Le pompage transverse est couramment réalisé à l'aide de lampes flash ou de diodes en espace libre de forte de puissance crête. Ces diodes sont composées d'un empilement de barrettes comprenant plusieurs émetteurs semi-conducteurs [Endriz et al. 1992; Loosen et al. 1995].

L'augmentation du nombre d'émetteurs d'une barrette de diodes contribue à augmenter sa puissance émise. Celle-ci peut atteindre plusieurs kilowatts de puissance crête à des cadences de l'ordre de plusieurs Hz avec un rendement de conversion électro-optique de plus de 50%. Par ailleurs, en comparaison avec une lampe flash qui émet un rayonnement sur une plage spectrale vaste, une diode émet un spectre de quelques nanomètres de largeur et accordable par contrôle de température, ce qui permet de générer moins de chaleur au cours du pompage [Brauch et al. 1995; Skeldon et al. 1999]. En revanche, ce type de diode présente une divergence importante selon ses axes rapide et lent, définis dans la **FIGURE II-6 (b)**, et souffre d'un profil spatial fortement dégradé avec un champ proche marqué par la présence de chaque ligne émettrice de la diode.

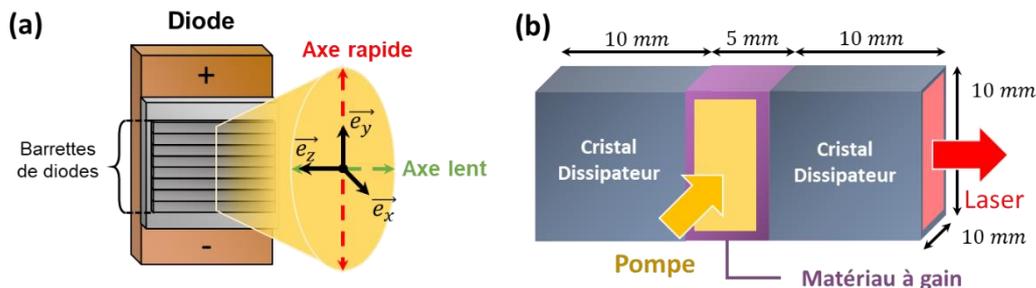


FIGURE II-6 : (a) Schéma et dimensions d'un assemblage longitudinal défini au Chapitre I. (b) Schéma d'une diode laser de puissance avec représentation de son axe rapide et de son axe lent.

Notre choix pour le pompage s'est orienté vers les diodes de forte puissance crête. Nous pouvons identifier les différents points à maîtriser pour disposer d'un moyen de pompage transverse par diode qui soit à la fois adapté à nos matériaux amplificateurs (longueur d'onde, durée d'impulsion), à la géométrie des échantillons (taille du faisceau) et aux conditions de fonctionnement visées (cadence, énergie) pour réaliser nos mesures.

○ CHOIX DE LA LONGUEUR D'ONDE, DUREE, ENERGIE ET CADENCE DU POMPAGE

La plage de longueur d'onde est choisie conformément aux bandes d'absorption des matériaux dopés au Néodyme retenus dans les assemblages, c'est-à-dire entre 790 et 800 nm (Chapitre I -3.2.1). De plus, les temps de vie radiatif du verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 et du fluorure de calcium codopé au Néodyme et au Lutécium sont respectivement de 372 μs et de 350 μs (voir Chapitre I2.1.2). Pour convenir à ces deux matériaux, la durée du pompage impulsionnel est majorée à 400 μs . En se positionnant par rapport aux points de fonctionnement décrits pour le projet LEAP dans le Chapitre I, l'énergie de pompe délivrée dans un échantillon de taille centimétrique est de l'ordre de plusieurs joules. En l'occurrence, nous utilisons les mêmes diodes que celles exploitées dans le projet LEAP, qui sont capables de délivrer au plus 2 J d'énergie optique. Enfin, la cadence de pompage représente avec l'énergie les paramètres avec lesquels il sera possible d'augmenter la puissance moyenne déposée dans le matériau à gain des assemblages. L'énergie en sortie des diodes étant limitée, la cadence de pompage constitue le paramètre principal pour faire varier la puissance moyenne déposée dans le matériau à gain. Les diodes utilisées sont spécifiées pour un fonctionnement à 10 Hz , soit 20 W moyen. Nous fixons ce point de fonctionnement comme limite supérieure de fonctionnement en énergie et en cadence pour notre pompage.

○ LE PROFIL SPATIAL ET LA DIVERGENCE

Cette dernière caractéristique demande une attention particulière pour notre étude. Elle sera assez largement développée dans la suite de cette partie. En effet, les échantillons assemblés sont tous définis avec un matériau à gain de 5 mm d'épaisseur et de 10 mm de hauteur (**FIGURE II-6 (a)**). Nous souhaitons une taille de faisceau inférieure à la section latérale de $5 \times 10\text{ mm}^2$ du matériau à gain de manière que le faisceau de pompe se propage exclusivement dans ce matériau. Sur la largeur du faisceau, nous imposons même une largeur de 4 mm de manière à gagner une marge et ne pas déposer d'énergie dans la zone de transition entre les matériaux d'un assemblage. Cette contrainte nécessite soit de concevoir des diodes dans ces dimensions exactes et qui soient directement placées au contact des faces latérales du matériau amplificateur, soit de mettre en forme spatialement l'impulsion émise. C'est cette dernière solution qui est retenue pour notre montage. Pour y parvenir, cette solution impose d'imager et d'homogénéiser le faisceau émis par chaque diode. Toutefois, cette étape constitue une difficulté en raison de la forte divergence et de la mauvaise qualité du profil spatial du faisceau émis par une diode. La mise en forme spatiale de diodes de forte puissance est une problématique récurrente dans le développement d'amplificateurs laser de forte énergie et pompés par diode. Dans l'état de l'art, on trouve différents systèmes de mise en forme spatiale basée sur composants comme des guides d'onde [Fibrich et al. 2013; Fu et al. 1998; Qinghua et al. 2008] ou des barreaux d'homogénéisation du faisceau [Huang et al. 2018].

1.4.1. Pompage par des diodes collimatées de forte puissance crête

Les diodes de forte puissance-crête employées dans notre système de pompage sont des diodes Lumibird QD-Q1915-BSO, représentées en **FIGURE II-7**. Chaque diode comprend un empilement de 15 lignes d'émetteurs. Il s'agit des diodes utilisées pour le pompage des disques épais dans le projet LEAP Axe B. L'ajout d'une matrice de lentilles cylindriques collée à la grille d'émetteurs permet de compenser la forte divergence de l'axe rapide de ces diodes. Ce point sera de nouveau abordé dans la partie 1.4.2. Dans ce cas, les divergences de l'axe rapide et de l'axe lent sont respectivement spécifiées à 4° et 10° . En revanche, cet élément rend la diode vulnérable aux retours directs de faisceau sur l'émetteur causés par une réflexion sur une optique en aval.

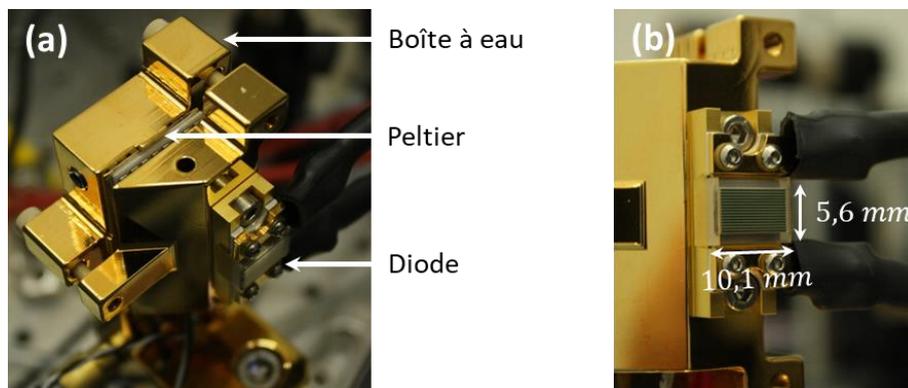


FIGURE II-7 : (a) Photographie de la diode montée sur sa boîte à eau. (b) Photographie de la diode vue de côté, avec l'ensemble des lignes d'émetteurs de la diode visibles.

Chaque diode fonctionne avec une alimentation en courant de 300 A en régime de basse tension. Elles sont spécifiées pour délivrer une impulsion de 5 kW crête et d'une

durée de $400 \mu\text{s}$ (voir **FIGURE II-8 (a)**) à une cadence de 10 Hz . Chaque diode émet un spectre gaussien de largeur à mi-hauteur de près de 3 nm qui peut être accordé en ajustant la température de la diode à l'aide d'un Peltier monté au sein de son support (**FIGURE II-7 (b)**). La modification de la longueur d'onde avec la température de chacune des diodes est illustrée par la **FIGURE II-8 (b)** et **(c)**. Il est important de noter que les deux diodes utilisées sur le banc ne présentent pas les mêmes caractéristiques spectrales, ce qui limite davantage notre plage de travail en longueur d'onde. En effet, pour un même point de fonctionnement, à une cadence de 10 Hz et pour un courant de pompe de 300 A avec une température régulée à 25°C , le constructeur spécifie les longueurs d'onde centrales émises par les diodes n°1 et n°2 respectivement à $799,1 \text{ nm}$ et $797,4 \text{ nm}$.

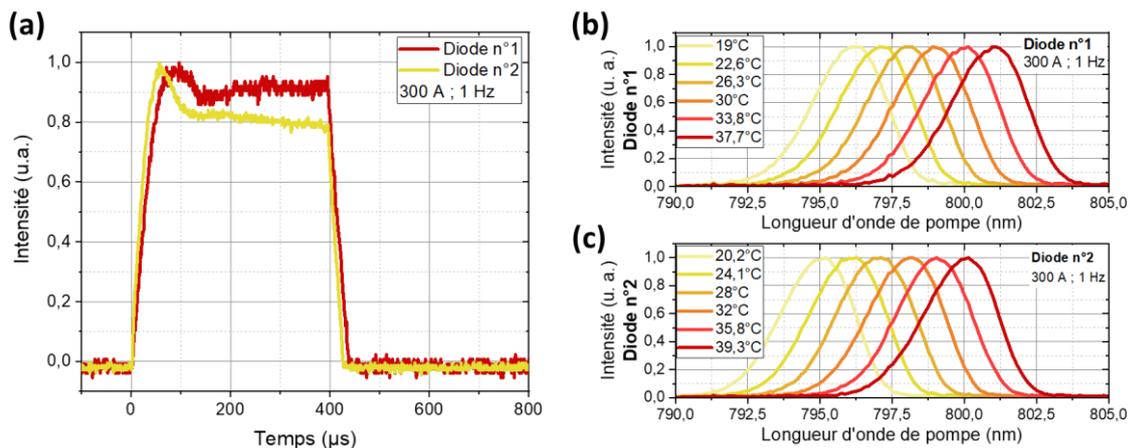


FIGURE II-8 : (a) Profils temporels des impulsions de durée $400 \mu\text{s}$ délivrées par les deux diodes. (b) Evolution du spectre émis par la diode n°1 pour différentes valeurs de consigne de température. (c) Evolution du spectre émis par la diode n°2 pour différentes valeurs de consigne de température.

1.4.2. Problématique de la cohérence spatiale des diodes de forte puissance crête

Comme cela a été évoqué auparavant, les dimensions du matériau à gain dans nos échantillons imposent d'adapter le profil du faisceau de manière à ce qu'il soit uniquement imagé dans ce matériau. Ceci implique que la divergence de la diode selon ses axes rapide et lent soit compensée pour pouvoir permettre l'utilisation d'un système d'imagerie. Cette étape est rendue possible par l'intégration d'une optique de collimation sur la surface émettrice de la diode. L'apposition d'une lentille cylindrique orientée pour collimer l'axe rapide de la diode sur chaque ligne d'émetteurs [Sturm et al. 1997] est une solution prometteuse pour y parvenir. Sur les diodes présentées auparavant, cette méthode permet par exemple de compenser la divergence de l'axe rapide de 45° à 4° . La divergence de l'axe lent étant moins importante, elle peut être compensée par une lentille cylindrique placée en aval. Le faisceau issu de cette étape de collimation peut ensuite être imagé sur l'échantillon. Cette méthode de collimation et d'imagerie du champ proche de la diode de pompe a été exploitée dans le cadre de travaux antérieurs [Stoffel et al. 2019]. Dans le cadre de ces travaux, l'objectif consiste à focaliser un faisceau issu d'une diode (de dimensions $2,8 \times 10 \text{ mm}^2$) collimatée avec une matrice de lentilles cylindriques dans un barreau ($4,2 \times 22 \text{ mm}^2$ en surface latérale) en configuration de pompage transverse. Le principe du montage est présenté dans la **FIGURE II-9** ci-dessous.

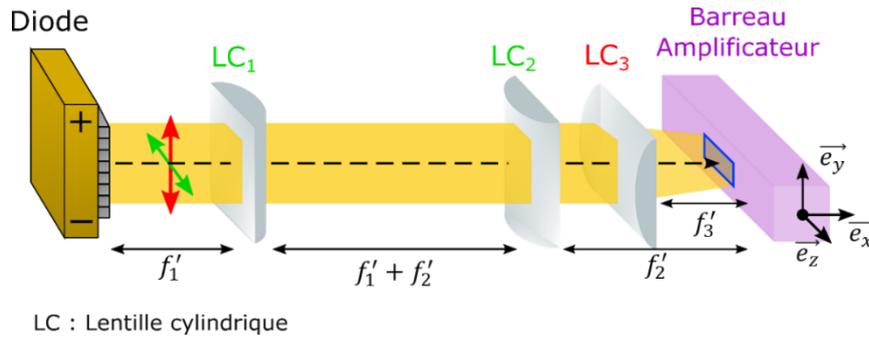


FIGURE II-9 : Schéma de principe de la mise en forme spatiale par relais d'image d'une diode de pompe collimatée selon son axe rapide, indiqué par la flèche rouge.

La diode est collimatée selon son axe rapide. La divergence de l'axe lent est compensée à l'aide d'une première lentille cylindrique (LC₁) de focale $f'_1 = 51 \text{ mm}$ placée en aval de la diode. Ensuite, deux lentilles cylindriques chacune orientée selon l'axe lent (LC₂, $f'_2 = 75 \text{ mm}$) et l'axe rapide (LC₃, $f'_3 = 51 \text{ mm}$), sont placées pour imagier le faisceau sur la face latérale de l'échantillon. L'utilisation de deux lentilles cylindriques de focales différentes et chacune orientée selon un axe effectue un grandissement adapté du faisceau dans chacun des axes de la diode. C'est cette dernière étape qui sera responsable de la taille de faisceau sur l'échantillon. Le profil spatial imagé sur l'échantillon ainsi que le profil de fluorescence émise par l'échantillon pompé latéralement sont représentés en **FIGURE II-10**.

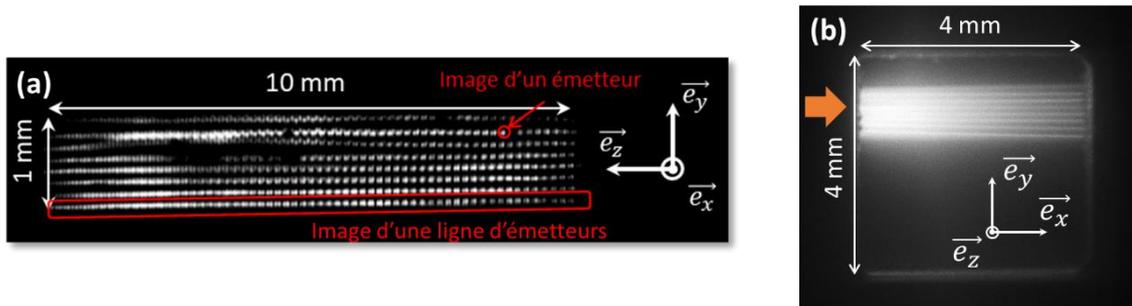


FIGURE II-10 : (a) Profil de la diode imagée sur la face latérale du barreau amplificateur. (b) Fluorescence émise dans le barreau amplificateur pompé (flèche orange) à l'aide de ce système de mise en forme spatiale. Figures adaptées des travaux de thèse de D. Stoffel [Stoffel 2019].

Le profil spatial (**FIGURE II-10 (a)**) est composé d'un ensemble de points ordonnés sous forme de lignes : il s'agit ici de l'image du champ proche constitué de l'empilement d'émetteurs qui composent la diode. L'inhomogénéité du profil spatial peut également être observée sur le profil de fluorescence émise en sortie du barreau amplificateur pompé transversalement de la **FIGURE II-10 (b)**. On remarque l'apparition de lignes qui correspondent chacune à une ligne d'émetteurs de la diode se propageant dans le cristal et intégrée sur l'épaisseur du barreau amplificateur. Cette répartition inhomogène du dépôt d'énergie n'est pas problématique pour la charge thermique, elle le devient en revanche pour l'homogénéité du gain laser généré dans le barreau.

1.4.3. Description du système de mise en forme spatiale

Nous proposons une évolution de ce principe de collimation de la diode en introduisant un nouvel élément dans le montage. Il s'agit d'un élément de phase qui homogénéise et modifie la distribution spatiale d'intensité pour un faisceau collimaté en entrée. Cet élément est composé d'un ensemble de microlentilles inscrites sur un substrat, dont la

forme et la répartition définissent une distribution d'intensité donnée en champ lointain. Ce type d'élément est capable de générer en champ lointain des distributions homogènes super-gaussiennes carrée ou circulaire pour un faisceau monomode en entrée. A partir d'une distribution spatiale d'intensité, un algorithme de transformée de Fourier inverse permet de remonter au champ de phase spatiale et ainsi définir les caractéristiques de la grille de microlentilles du diffuseur pour obtenir le profil souhaité en champ lointain [Dickey et al. 2017].

Nous introduisons dans notre système d'imagerie de la pompe cet élément de phase, conçu dans notre cas pour projeter un profil plat de forme carré en champ lointain. On le nommera par la suite diffuseur à profil plat carré (DPPC). La **FIGURE II-11** présente le schéma de principe de système de mise en forme spatiale de la diode de pompe.

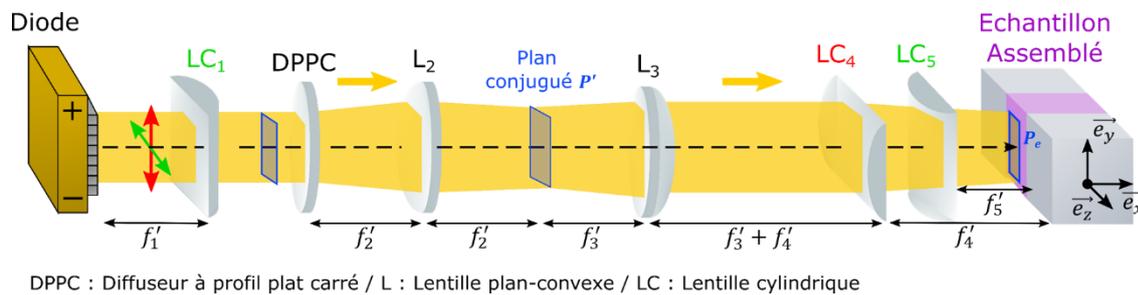


FIGURE II-11 : Schéma de principe du nouveau système de mise en forme spatiale. L'axe rapide de la diode et les optiques de mise en forme associées sont annotées en rouge d'une part, et en vert pour l'axe lent d'autre part.

Une première lentille cylindrique (LC_1 ; $f'_1 = 51 \text{ mm}$) est placée devant la diode pour compenser son axe lent et légèrement inclinée par rapport à l'auto-collimation pour éviter un retour direct d'une réflexion sur la diode. Le DPPC est ensuite placé sur le trajet du faisceau collimaté et incliné de nouveau pour la même raison que précédemment. Il s'agit ici d'un composant disponible commercialement (Thorlabs/RPC Photonics ED1-S20-MD, [RPC Photonics s. d.]). L'élément de phase est conçu pour diffuser en champ lointain un profil super-gaussien carré. En plaçant le diffuseur au foyer objet d'une lentille, on obtient au foyer image de la lentille le champ lointain par transformée de Fourier spatiale. Une lentille plan-convexe 2" (L_1) de focale $f'_2 = 35 \text{ mm}$ est placée de manière que le diffuseur soit dans son plan objet. La divergence de l'élément diffusif est de 20° , associée à la taille et à la divergence du faisceau émis par la diode, implique d'utiliser une lentille de courte focale et de grande ouverture pour éviter de couper le faisceau. Le plan conjugué de cette lentille, noté P' , décrit alors une distribution spatiale super-gaussienne carrée, comme illustré par la **FIGURE II-12 (a)**. Le champ lointain construit par imagerie dans le plan conjugué P' de la lentille L_2 est désormais imagé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille plan-convexe 2" (L_3) de focale $f'_3 = 125 \text{ mm}$ et de deux lentilles cylindriques (LC_4 et LC_5). L'utilisation de deux lentilles cylindriques de focales respectives $f'_4 = 75 \text{ mm}$ (LC_4 , axe rapide) et $f'_5 = 51 \text{ mm}$ (LC_5 , axe lent) ajuste le grandissement du faisceau dans chaque direction aux dimensions du matériau à gain contenu dans l'échantillon. La divergence résiduelle du faisceau implique d'utiliser des lentilles de grande ouverture, ainsi il existe un compromis entre la taille et la distance focale de chaque lentille cylindrique adapter le faisceau à la taille souhaitée. Le profil obtenu en sortie du système d'imagerie est illustré en **FIGURE II-12 (b)**.

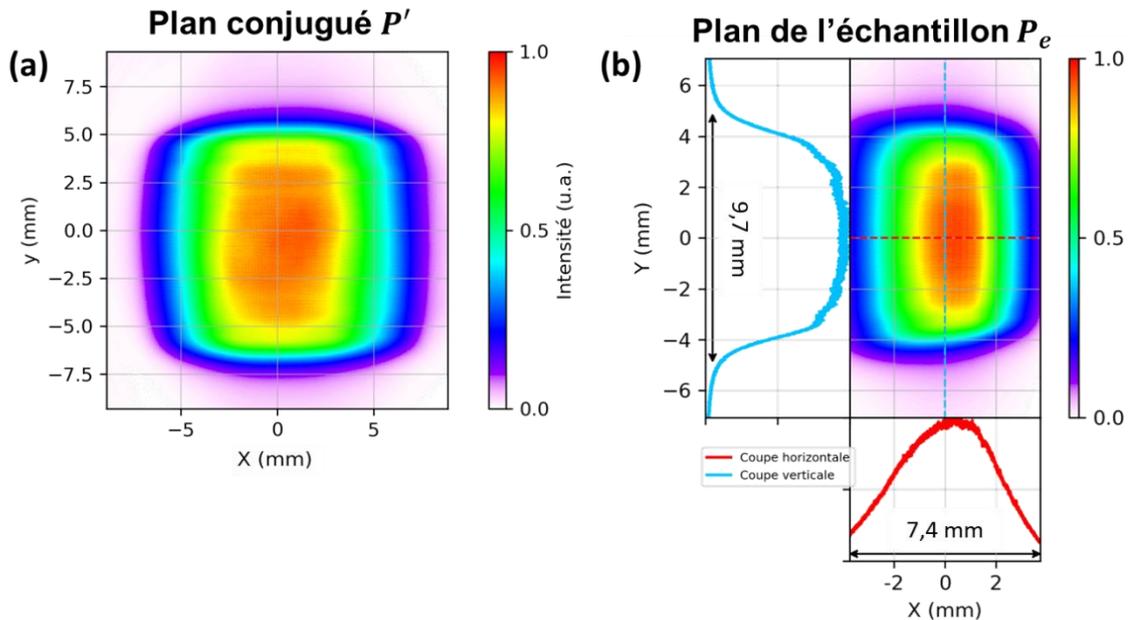


FIGURE II-12 : (a) Profil spatial du faisceau de pompe dans le plan conjugué P' de la lentille L_2 . (b) Profil spatial du faisceau au niveau de l'échantillon après imagerie. (Bas) Coupes horizontale et (Gauche) verticale au centre de l'acquisition du faisceau.

Dans le plan conjugué P' (**FIGURE II-12 (a)**), le faisceau présente une répartition plutôt gaussienne selon l'axe horizontal qui correspond à l'axe lent de la diode, compensé à l'aide de la lentille cylindrique LC_1 . Ceci peut s'expliquer par une difficulté à correctement compenser la divergence de l'axe lent de la diode avec la première lentille cylindrique. Selon l'axe rapide (axe vertical), le faisceau paraît uniforme sur 10 mm . Au niveau du plan latéral de l'échantillon P_e (**FIGURE II-12 (b)**), le profil du faisceau de pompe présente une hauteur (Y) de $9,7\text{ mm}$ et une largeur (X) de plus de $7,4\text{ mm}$, par évaluation de la largeur du faisceau à $1/e^2$. Dans cet axe, la répartition du faisceau n'est pas uniforme. Ceci peut s'expliquer par le fait que le DPPC n'est pas correctement imagé par la lentille plan-convexe L_2 . En raison de l'inclinaison appliquée au diffuseur par rapport à la collimation, ce dernier n'est pas parfaitement situé au foyer objet de la lentille L_2 .

Dans cette même direction, la largeur du faisceau est encore trop importante par rapport au critère de taille fixé en amont. Une solution pour palier à ce problème est d'ajouter convexe une paire de couteaux montés sur des platines de translation latérale pour réaliser un filtrage spatial selon l'axe lent dans le plan conjugué de la première lentille plan L_2 . De cette manière, il est possible de retirer les bords du faisceau, toutefois aux dépens de l'énergie transmise par le système de mise en forme. Enfin, un miroir $2''$ est ajouté à l'intérieur du système d'imagerie (entre L_3 et LC_4) pour diminuer l'encombrement du système de mise en forme spatiale et pour des questions d'intégration du système de mise en forme spatiale sur le banc de caractérisation. A ce titre, ce système présente un encombrement de près de 70 cm en termes de distance de propagation du faisceau. La **FIGURE II-13** illustre le principe du système de mise en forme spatiale après ajout des couteaux dans le plan conjugué P' et du miroir de repli.

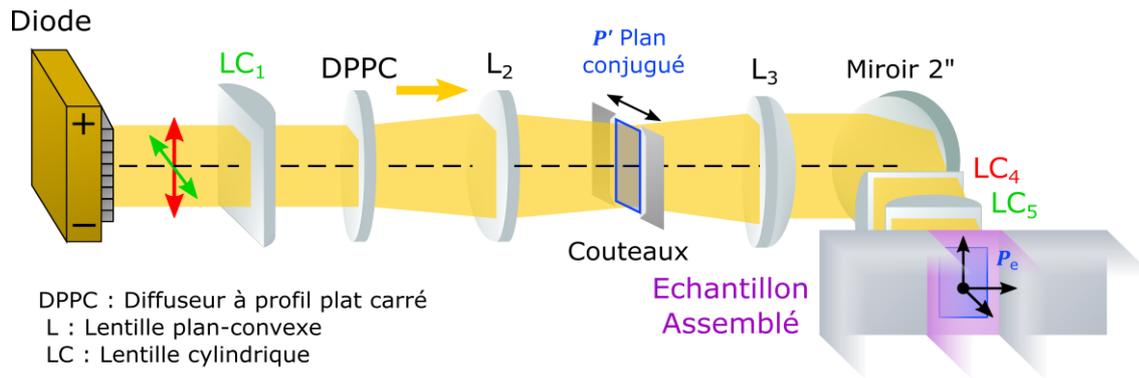


FIGURE II-13 : Schéma expérimental du système de mise en forme spatiale de la pompe après ajout de couteaux dans le plan conjugué de la lentille L_1 et d'un miroir de repli.

L'ajustement de la position des couteaux positionnés sur des platines de translation offre la possibilité de régler leur ouverture au niveau du plan conjugué P' , et par conséquent la largeur du faisceau imagé sur l'échantillon dans le plan P_e . La **FIGURE II-14** illustre les profils de pompe obtenus pour différentes ouvertures.

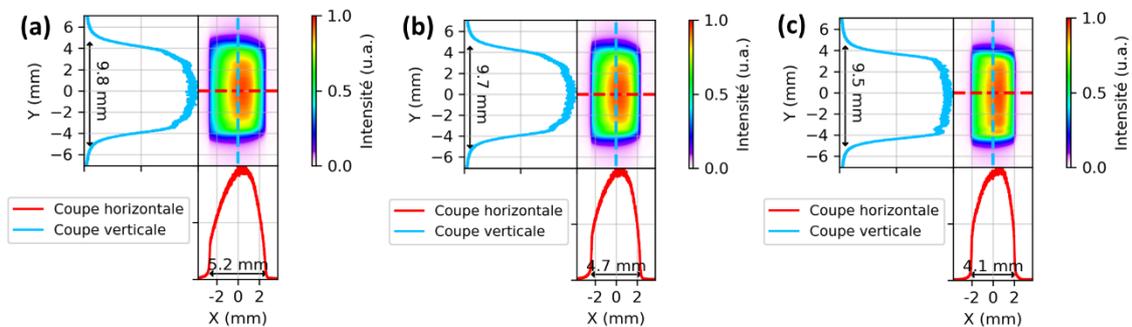


FIGURE II-14 : (a) Profil, coupes horizontale (bas) et verticale (gauche) du faisceau de pompe après ajout des couteaux dans le plan conjugué P' . Le réglage des couteaux permet d'obtenir une largeur de faisceau sur la face latérale de 5,2 mm, évaluée avec le critère d'amplitude à $1/e^2$. (b) Réglage pour une largeur de faisceau de 4,7 mm. (c) Réglage pour une largeur de faisceau de 4,1 mm.

La troisième configuration illustrée permet d'obtenir une largeur de faisceau de 4,1 mm, correspondant à notre critère énoncé dans le paragraphe 1.4. L'évolution de l'énergie en fonction de la largeur du faisceau imagé dans le plan latéral P_e du matériau à gain est décrite dans la **FIGURE II-15 (a)** pour plusieurs points de fonctionnement de la diode de pompe. Pour un courant de pompage de 300 A et une largeur de faisceau de pompe de 4 mm, l'énergie délivrée en sortie de mise en forme spatiale est d'environ 1 J. De plus, on remarque que l'énergie délivrée n'évolue pas de la même manière pour chaque courant de pompage. Cela peut s'interpréter par une augmentation de la divergence du faisceau émis par la diode avec son énergie émise. L'efficacité du système de mise en forme spatiale est limitée à 55%. Les pertes sont majoritairement induites par les couteaux et le DPPC, qui est la seule optique non-traitée antireflet dans le système de mise en forme spatiale.

Ce système de mise en forme spatial est appliqué à chaque diode pour pomper latéralement le matériau à gain des échantillons. Nous avons mesuré en **FIGURE II-15 (b)** l'énergie en fonction du courant de pompage en sortie de chaque système de mise en forme spatiale réglé pour un profil spatial présentant une largeur de 4 mm.

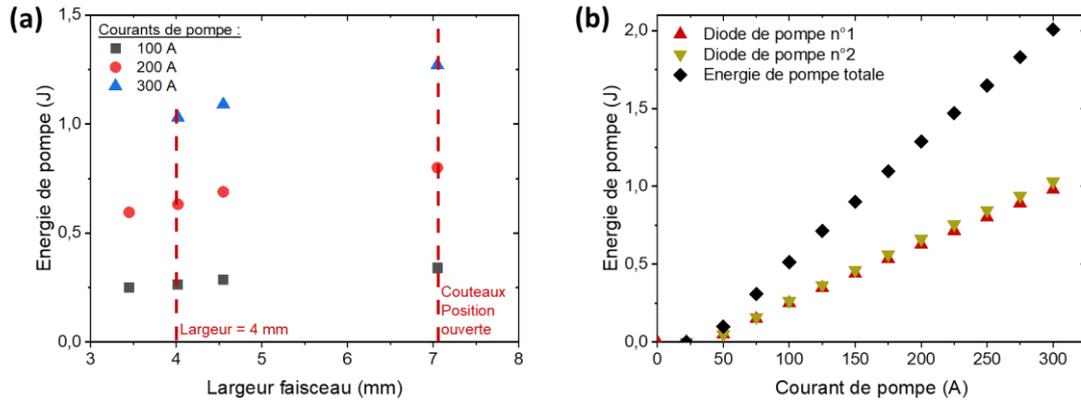


FIGURE II-15 : (a) Evolution de l'énergie de pompe pour différents courants appliqués en fonction de la largeur du faisceau en sortie de mise en forme spatiale. (b) Evolution de l'énergie de pompage mesurée en sortie du système de mise en forme spatiale dans le plan de la face latérale de l'échantillon en fonction du courant appliqué à la diode de pompe.

Nous obtenons les profils spatiaux représentés en **Figure II-16** en sortie des systèmes de mise en forme spatiale des diodes n°1 (a) et n°2 (b). Les profils obtenus font 4,1 mm de large pour un peu moins de 10 mm de hauteur, ce qui est en accord avec le critère de taille fixé précédemment.

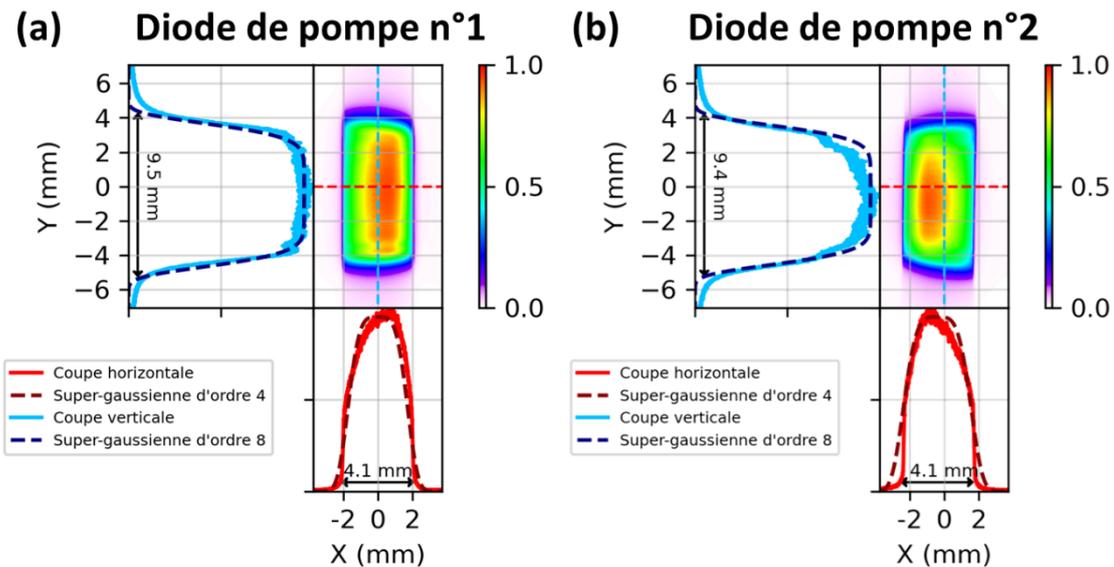


Figure II-16 : Profils spatiaux des diodes de pompe (a) n°1 et (b) n°2 en sortie de système de mise en forme spatiale ajusté pour obtenir un faisceau présentant une taille horizontale de 4 mm.

Il est possible d'ajuster le profil spatial dans chacun des axes avec des fonctions super-gaussiennes d'ordres respectifs 4 et 8. Ces ajustements nous seront utiles dans la définition du terme source dans les simulations présentées dans le Chapitre III.

Cette méthode de mise en forme spatiale contribue à maîtriser le dépôt d'énergie émis par deux diodes de forte puissance dans un échantillon assemblé en pompage transverse.

1.5. Moyens de métrologie des effets induits lors du pompage

Pour clore cette description du banc de caractérisation, nous nous concentrons désormais sur les moyens de mesure mis en place sur le banc de caractérisation. Une caméra thermique réalise un suivi de l'élévation de température d'un échantillon par mesure du rayonnement émis dans le moyen infrarouge au cours du pompage. Un analyseur de surface d'onde de Shack-Hartmann évalue l'amplitude de la déformation du front d'onde et reconstruit la cartographie de phase associée. Enfin, une caméra polarimétrique permet de réaliser des acquisitions de profil de faisceau et pourra, à terme, nous permettre d'effectuer des caractérisations de biréfringence. Pour chacun de ces diagnostics, le principe de fonctionnement et le protocole de mesure sont discutés.

1.5.1. Cartographie thermique par thermographie infrarouge

Dans un premier temps, nous introduisons le principe de la mesure qui permet d'obtenir une cartographie de la température de l'échantillon au cours du pompage. La caméra thermique mesure le rayonnement émis dans l'infrarouge moyen par un objet sujet à une élévation de température. La caméra thermique est positionnée de biais pour visualiser l'échantillon, de manière à réaliser la mesure d'élévation de température au niveau d'une des faces du matériau amplificateur pompées. Comme illustré dans la **FIGURE II-17 (a)**, il n'est pas possible d'orienter la caméra face à une des faces de pompage, en raison de l'encombrement associé à la propagation du faisceau sonde et des faisceaux de pompe dans deux directions perpendiculaires. La **FIGURE II-17 (b)** illustre un exemple de cartographie thermique obtenue lors du pompage. La région où la température est maximale se situe au niveau de la face latérale du verre phosphate dopé au néodyme pompée. Il s'agit de la face d'intérêt pour réaliser un relevé de température, car l'énergie de pompage déposée y est la plus importante, et par conséquent, l'échauffement l'est également. Les mesures sont réalisées dans une salle blanche (classe de propreté ISO 8) régulée en température à 22°C . En particulier, nous nous intéressons à l'élévation de température définie par $\Delta T = T - 22^{\circ}\text{C}$.

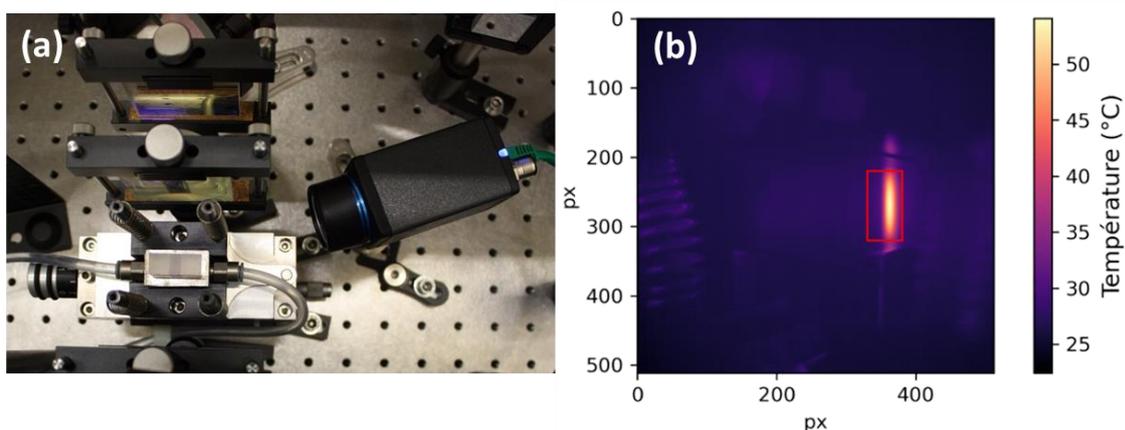


FIGURE II-17 : (a) Photographie du support-échantillon avec un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ et de la caméra thermique positionnée de biais. (b) Acquisition à la caméra thermique d'un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ sous pompage. En rouge, la zone d'intérêt dans laquelle la valeur de température maximale est indiquée.

Pour réaliser des mesures thermiques, il est essentiel d'aborder deux points associés à la mesure du rayonnement infrarouge émis par un corps soumis à une température T : le choix de la bande spectrale du détecteur et l'émissivité du matériau imagé.

○ **CHOIX DE LA BANDE SPECTRALE POUR LA MESURE THERMIQUE**

Le principal critère de choix du détecteur thermique infrarouge repose sur la gamme spectrale de mesure. Une grande partie des cristaux et verres utilisés présente une large bande de transparence, typiquement jusqu'à $5 \mu m$. Pour une bande spectrale dans laquelle le matériau est transparent, le détecteur de la caméra perçoit par conséquent un rayonnement thermique intégré sur l'épaisseur du matériau. Dans ces conditions, il n'est pas possible de conclure quant à la température mesurée, car le capteur reçoit une valeur cumulée sur l'épaisseur du matériau plutôt qu'en un seul point de ce dernier. Pour cette même raison, cela signifie que cette mesure est potentiellement sensible à l'environnement thermique situé derrière l'échantillon.

Par conséquent, il est de bon usage de choisir une gamme de mesure thermique dans laquelle la majorité des matériaux étudiés sont opaques, par exemple de 7 à 12 μm . Dans ce cas, il est possible de mesurer le rayonnement infrarouge émis au niveau de la surface latérale de l'échantillon uniquement. Cela est convenable pour notre mesure puisqu'il s'agit de la région de l'échantillon dans laquelle l'énergie de pompe déposée est la plus importante, autrement dit, où l'échauffement sera le plus important. À titre d'exemple, les verres phosphates sont opaques dans cette bande spectrale, néanmoins, le fluorure de calcium transmet jusqu'à 9 μm . Par conséquent, la mesure de température ne sera effectuée que les échantillons à base de verres phosphate dopé au néodyme.

○ **DEFINITION DE L'EMISSIVITE D'UN MATERIAU**

Si on considère que l'objet dont on souhaite connaître la température est un corps noir, le rayonnement infrarouge que celui-ci émet est associé à sa température par la loi de Stefan. On définit la luminance spectrale en $W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$ d'un corps noir $\mathcal{L}_{corps\ noir}$ comme la densité de puissance surfacique par unité d'angle solide du rayonnement infrarouge émis par un corps noir à une température T en K à l'aide de la constante de Stefan $\sigma_S = 5,67 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$:

$$\pi \mathcal{L}_{corps\ noir}(\lambda) = \sigma_S T^4 \quad (II-1)$$

Toutefois, on ne peut pas considérer qu'un cristal ou un verre dopé soumis au pompage émette un rayonnement infrarouge similaire à un corps noir. Pour quantifier la différence de rayonnement émis entre un objet et un corps noir à une même température T , on introduit une grandeur physique, l'émissivité ε , qui est défini comme le rapport de la luminance de l'objet \mathcal{L}_{objet}^T et la luminance du corps noir $\mathcal{L}_{corps\ noir}^T$:

$$\varepsilon(\lambda, T, \theta) = \frac{\mathcal{L}_{objet}^T(\lambda)}{\mathcal{L}_{corps\ noir}^T(\lambda)} \quad (II-2)$$

Cette grandeur dépend d'un nombre important de paramètres, comme la température T , la longueur d'onde de mesure dans l'infrarouge moyen λ , de l'état de surface ou encore l'angle d'observation de l'objet θ . La valeur d'émissivité est typiquement inférieure à 1. Cela signifie que la caméra thermique réalise une mesure en considérant

que l'objet imagé émet comme un corps noir chauffé à une température mesurée inférieure T_{mesure} à sa température réelle T . Dans des conditions de mesures expérimentales réalistes, il est nécessaire de tenir compte de cette émissivité ε et du rayonnement thermique environnant réfléchi par l'objet ρ pour :

$$\mathcal{L}_{objet}^T(\lambda) = \varepsilon(\lambda, T, \theta) \mathcal{L}_{corps\ noir}^T(\lambda) + \rho(\lambda) \quad (II-3)$$

La grandeur ρ traduit ici la contribution du rayonnement infrarouge émis par l'environnement de mesure (appareils de mesure, électronique,...) qui se réfléchit sur la surface de l'échantillon en direction du détecteur infrarouge. Ce rayonnement s'ajoute à celui émis par l'objet mesuré. Comme nous l'avons souligné auparavant, nos mesures s'intéressent en particulier à l'élévation de température, autrement dit, à la mesure d'une température à la surface de l'échantillon supérieure à la température ambiante. La pièce étant régulée en température à $22^\circ C$, nous pouvons supposer que cette contribution constitue un fond continu de la mesure qui demeure négligeable devant le rayonnement émis par l'échantillon au cours du pompage que nous souhaitons caractériser.

L'introduction de ces grandeurs met en avant la différence de rayonnement entre un matériau amplificateur laser et un corps noir ainsi que l'influence des conditions des mesures sur la valeur de température mesurée par la caméra thermique. À partir de ce constat, deux approches de caractérisation thermique peuvent être proposées.

○ **PROTOCOLE DE MESURE DE TEMPERATURE ABSOLUE (AVEC ETALONNAGE)**

Cette première approche repose sur un protocole d'étalonnage de l'émissivité du matériau. Ce protocole s'inspire des caractérisations thermiques présentées dans les travaux de thèse de J. Didierjean [Didierjean 2007; Didierjean et al. 2008], et dont nous allons rappeler le principe ici. La caméra thermique considère l'objet imagé comme un corps noir émettant à une température mesurée inférieure T_{mesure} à sa température réelle T par définition de l'émissivité. On peut substituer les luminances dans l'expression (II-3) par ces températures à l'aide de la loi de Stefan (II-1) :

$$\frac{\sigma_S}{\pi} T_{mesure}^4 = \varepsilon(\lambda, T, \theta) \frac{\sigma_S}{\pi} T^4 + \rho(\lambda) \quad (II-4)$$

On obtient après simplification une expression de la température effective T en fonction de la température mesurée T_{mesure} et de l'émissivité du matériau qu'on peut ajuster par une fonction affine de coefficients A et B :

$$T \approx AT_{mesure} + B \quad (II-5)$$

En mesurant la température d'un objet dont la température est connue et contrôlée par un élément externe, comme un groupe froid ou un contrôleur Peltier, il est possible d'obtenir une telle droite d'étalonnage dans des conditions expérimentales données. La droite d'étalonnage lie la température réelle de l'échantillon à une mesure de la température à la caméra. Cette méthode contribue à estimer une valeur de température effective proche de la température réelle de l'échantillon. En raison du nombre important de paramètres dont l'émissivité dépend, il est nécessaire d'effectuer un étalonnage à chaque changement de conditions de mesure.

- **PROTOCOLE DE MESURE DE TEMPERATURE RELATIVE (SANS ETALONNAGE)**

La deuxième approche ne fait pas appel à un étalonnage de l'émissivité. Cette méthode revient à considérer que l'échantillon émet comme un corps noir (soit $\varepsilon = 1$), et dans ce cas, la caméra fournit directement une lecture de la température déduite de la mesure du rayonnement reçu par le détecteur. Elle ne permet par conséquent pas de connaître la valeur précise d'élévation de température d'un échantillon au cours du pompage, car l'erreur systématique sur la mesure n'est pas maîtrisée. En revanche, pour des conditions de mesure similaires (par exemple, une position de caméra identique entre deux mesures), elle contribue tout de même à comparer le comportement entre chaque échantillon caractérisé en termes d'écart de température relatif. Bien qu'elle ne permette bien évidemment pas de conclure sur la température réelle de chaque échantillon, cette méthode constitue en revanche une approche plus simple pour étudier le comportement relatif entre chaque échantillon.

- **DESCRIPTION DE LA CAMERA THERMIQUE**

La caméra thermique utilisée (**FIGURE II-17 (a)**) est le modèle A65sc produit par Teledyne Flir (États-Unis) et sensible dans la gamme 7,5-13 μm . Il s'agit d'une caméra compacte au format laboratoire présentant une résolution de 640 \times 512 micro-bolomètres de 17 \times 17 μm^2 de surface chacun. Elle comprend un objectif composé d'une lentille de focale 13 mm permettant d'avoir un champ de vision de 45° \times 37°. La gamme de température varie de -25°C à 135°C ou -40°C à 550°C donnée avec une précision de 5% de la température mesurée.

- **ESTIMATION DES INCERTITUDES SUR LA MESURE THERMIQUE**

Afin d'estimer une incertitude sur la mesure thermique, plusieurs sources d'erreur ont été prises en compte pour les mesures thermiques présentées dans ce qui suit. Le constructeur spécifie une précision de mesure de la caméra thermique de 5% sur la valeur de température mesurée. Pour obtenir une mesure stable dans le temps au cours du pompage, les acquisitions thermiques ont été réalisées une fois le régime stationnaire établi. Un suivi temporel de la température au cours du pompage permet de vérifier que le régime stationnaire est atteint. Par ailleurs, réaliser une série de mesures à un régime stationnaire permet d'évaluer une incertitude statistique sur un ensemble d'acquisitions. Pour les mesures qui seront présentées dans la suite de ce chapitre, les intervalles d'incertitude donnés tiennent compte de la précision de la caméra et de l'erreur statistique sur un ensemble de 15 acquisitions de cartographie thermique.

1.5.2. Mesure et analyse de la surface d'onde

Le faisceau issu de la cavité régénérative est imagé dans un matériau amplificateur solide qui, lorsqu'il est soumis à un pompage, induit des aberrations optiques qui déforment le plan de phase spatial de l'onde incidente. Cette déformation, induite par un ensemble de phénomènes physiques détaillés dans la partie 2.4.1 du Chapitre I, est dépendante de la nature du matériau et des conditions de pompage et de refroidissement de celui-ci. La déformation du front d'onde¹⁰ est caractérisée par les **aberrations présentes dans sa cartographie** et par son **amplitude en Pic-à-Vallée**. Nous détaillons le principe de la mesure de déformation du front d'onde à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann, dont nous rappelons dans un premier temps le principe de fonctionnement.

○ PRINCIPE DE L'ANALYSEUR DE FRONT D'ONDE DE SHACK-HARTMANN

Le front d'onde décrit un plan de phase spatiale décrit par un ensemble de points de même phase. En optique géométrique, on peut considérer qu'un ensemble de rayons lumineux portent chacun une surface d'onde locale plane et orthogonale à sa direction de propagation. En mesurant la déviation d'un rayon sur un capteur, il est alors possible d'estimer la pente du front d'onde local qui lui est associé. La **FIGURE II-18** schématise le principe de fonctionnement d'un analyseur de Shack-Hartmann, qui est composé d'une matrice de microlentilles et d'un capteur CCD.

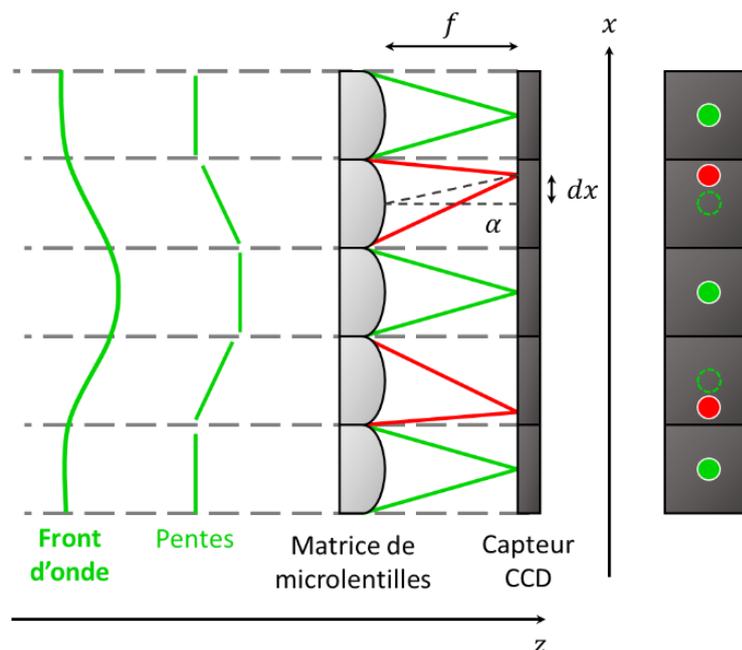


FIGURE II-18 : Schéma de principe de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann.

Considérons dans un premier temps le cas d'un front d'onde plan se propageant sur le capteur. Chaque rayon qui décrit la surface d'onde est focalisé par une lentille de la matrice de microlentilles sur un des capteurs de la matrice CCD. Le front d'onde étant considéré idéalement plan, l'ensemble des rayons, parallèles entre eux, ne sont pas déviés de l'axe optique des lentilles et sont focalisés au centre de chaque capteur. C'est le cas des points verts illustrés sur la **FIGURE II-18**. Si on introduit désormais une déformation locale de la

¹⁰ Auquel nous ferons référence dans le document également par le terme « défaut de phase ».

surface d'onde, l'ensemble des rayons qui portent ce défaut de phase décrivent chacun une surface d'onde locale plane présentant désormais un angle différent. La matrice de microlentilles focalise chaque rayon en un point compris dans le plan du capteur, mais hors de l'axe optique de la lentille. La déviation dx de la position du point focal d'un rayon permet alors de remonter à l'angle de déviation α de la petite surface d'onde locale plane portée par ce rayon. Appliqué à l'ensemble du faisceau lumineux, ce principe permet de déterminer par reconstruction la cartographie de phase spatiale de l'onde incidente. La taille de la pupille associée à cette surface d'onde correspond alors au nombre de capteurs illuminés par le faisceau sur l'analyseur.

La cartographie du défaut de phase spatiale décrit une différence de trajet optique entre les différents points qui composent la surface d'onde. Par la suite, nous exprimons cette différence de trajet optique en nanomètres et son amplitude totale en Pic-à-Vallée.

○ **DESCRIPTION DES ABERRATIONS DU FRONT D'ONDE**

La déformation d'un front d'onde est couramment décrite par un ensemble d'aberrations optiques. Un outil mathématique d'intérêt pour traiter ces aberrations repose sur une décomposition polynomiale du front d'onde. Les profils de phase spatiale présentés par la suite présentent tous un masque carré défini par la distribution spatiale d'intensité du faisceau qui sonde l'échantillon. Une décomposition de cette surface d'onde carrée en polynômes de Zernike permet d'isoler les différentes d'aberrations présentes dans une cartographie de front d'onde donnée [Mahajan 2010; Muslimov et al. 2017]. Le **FIGURE II-19** représente les 6 premiers termes des polynômes de Zernike pour une surface d'onde de masque carré. Un logiciel en interne¹¹ permet, à partir d'une mesure de front d'onde, de décomposer de cette manière une cartographie de phase spatiale. En particulier, la courbure et l'astigmatisme constituent les deux principales aberrations dont il sera question dans les cartographies du front d'onde discutées dans la suite de ce chapitre.

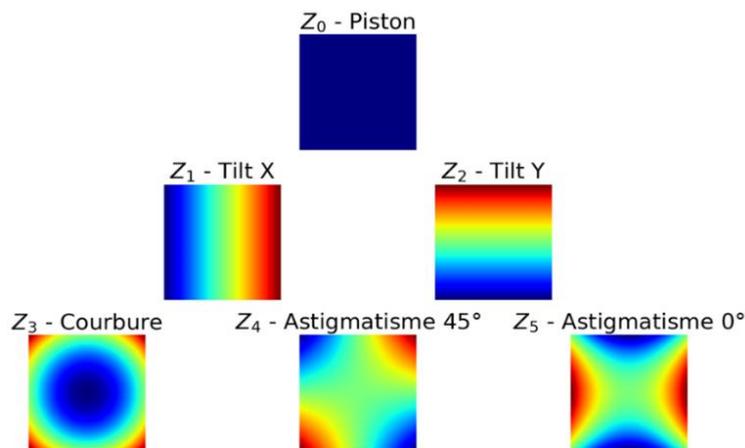


FIGURE II-19 : Représentation des 6 premiers termes de la décomposition en polynômes de Zernike d'une surface d'onde de masque carré.

¹¹ Il s'agit du logiciel *Anaphase*, développé en interne par le CEA pour traiter les cartographies de front d'onde caractérisées dans le cadre du projet LMJ.

○ CARACTERISTIQUES DE L'ANALYSEUR DE SHACK-HARTMANN (HASO)

Le faisceau sonde est collimaté en entrée de l'échantillon et permet de sonder l'ensemble de la section transverse d'un échantillon. Pour nous permettre d'effectuer nos mesures en sortie d'échantillon, nous nous plaçons dans une configuration d'imagerie à l'aide du système afocal (voir **FIGURE II-1**). L'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann utilisé est un HASO 3 – 128 GE2 fabriqué par Imagine Optics (France). Il est composé d'une matrice carrée de 128×128 microlentilles et d'un capteur de $14,6 \times 14,6 \text{ mm}^2$ avec une résolution spatiale de 110 nm . Elle possède un temps d'exposition important de $900 \mu\text{s}$, c'est un diagnostic qui est sensible aux autres sources lumineuses parasites sur la table qui pourraient perturber la mesure. L'analyseur est monté sur un support de réglages d'angle permettant de corriger sa position tangentielle, sagittale et azimutale. Le logiciel de reconstruction du front d'onde fourni avec l'analyseur permet de visualiser la surface d'onde totale, dont la taille de la pupille dépend de la zone éclairée sur le capteur.

○ PROTOCOLE D'ACQUISITION DU FRONT D'ONDE AU COURS DU POMPAGE

Après la mise en place d'un échantillon sur le support, une première étape de la mesure consiste à procéder à l'ajustement de l'analyseur à l'aide des vis de réglages d'angle de sa monture. À l'issue de cette étape, une première acquisition de référence est réalisée. Cette acquisition de référence tient compte de la déformation du front d'onde résiduelle de l'impulsion sonde émise par la cavité régénérative (**FIGURE II-20 (a)**) mais également des défauts de fabrication de l'échantillon (**FIGURE II-20 (b)**). Sur la cartographie de front d'onde associé aux défauts de l'échantillon, on observe en l'occurrence un défaut de planéité des faces de l'échantillon illustré par la retombée de bord au niveau des arêtes. L'acquisition de référence, qui cumule ces deux résidus, est soustraite aux mesures de front d'onde effectuées au cours du pompage de manière à mesurer uniquement la déformation du front d'onde induite par les effets thermiques.

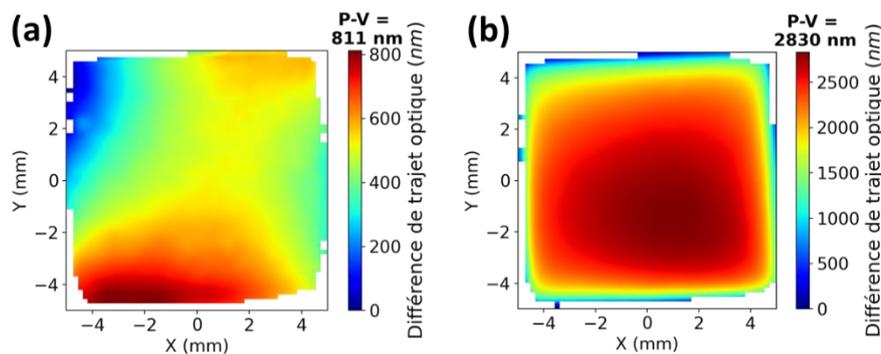


FIGURE II-20 : (a) Déformation du front d'onde résiduelle astigmatique du faisceau sonde issu de la cavité régénérative et mis en forme spatialement. (b) Déformation du front d'onde induite dans un échantillon assemblé $\alpha\text{-SiO}_2|\text{LG-770}|\alpha\text{-SiO}_2$ à l'état initial (sans pompage).

Les mesures de front d'onde sont réalisées en régime thermique établi pour estimer l'amplitude de la déformation dans un régime de fonctionnement stable. L'analyseur de front d'onde étant sensible à l'environnement et à la présence de faisceau parasite, il est nécessaire de limiter son exposition aux autres sources de lumière sur la table pendant une mesure, comme la diffusion des faisceaux de pompe ou la fluorescence émise par le cristal. En les délais de synchronisation de la source, du pompage et de l'analyseur, nous retardons le déclenchement des diodes de pompes 2 ms après le passage du faisceau sonde dans

l'échantillon et le déclenchement de la mesure. De plus, le trou de filtrage situé dans le dernier afocal est fermé pour bloquer une partie de la fluorescence imagée sur les diagnostics. Enfin, les mesures de front d'onde sont effectuées sans tenir compte de la contribution de basculement du front d'onde (« tilt ») qui rend la comparaison avec les simulations difficiles.

○ **ESTIMATION DE L'INCERTITUDE DE MESURE DE LA VALEUR DE PIC-A-VALLEE**

Pour évaluer l'incertitude sur la mesure de l'amplitude de déformation du front d'onde, nous prenons en compte la stabilité de la déformation du front d'onde du faisceau issu de la cavité régénérative. Pour limiter l'erreur de mesure induite par la stabilité tir à tir de la cavité régénérative, on applique une moyenne sur la mesure de front d'onde sur 3 acquisitions. Dans ces conditions, nous réalisons un ensemble de 15 mesures par point de pompage. La **FIGURE II-21** montre la stabilité de la déformation du front d'onde en sortie de cavité régénérative. La variation de l'amplitude observée présente un écart-type de 55 nm sur 47 moyennes de 3 tirs.

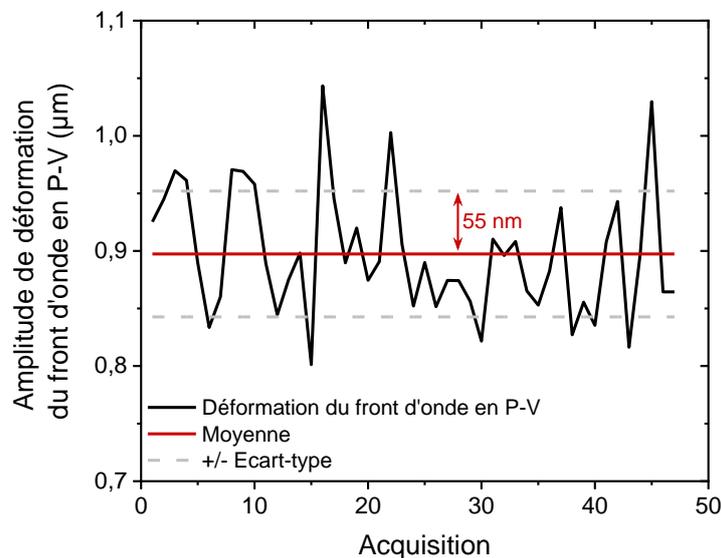


FIGURE II-21 : Evolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde du faisceau issu de la cavité régénérative sur 47 moyennes de 3 tirs.

Par ailleurs, un ensemble de 15 acquisitions du front d'onde pour un point de pompage donné permet d'obtenir une première estimation de l'incertitude statistique de la mesure. En outre, le constructeur de l'HASO spécifie une erreur en Pic-à-vallée sur la mesure de front d'onde de $\lambda/100$. Pour les mesures de déformation du front d'onde présentée en partie 4, chacune de ces contributions est prise en compte pour estimer un intervalle d'incertitude sur nos mesures.

1.5.3. Acquisition du profil spatial avec la caméra polarimétrique

Enfin, un dernier diagnostic est implémenté pour effectuer des acquisitions du profil spatial du faisceau en sortie de l'échantillon. Cette caméra, dotée d'une matrice de polariseurs devant son capteur CCD, devrait également contribuer à des mesures de biréfringence dans nos échantillons. Nous présentons dans un dernier temps le principe de fonctionnement de la caméra polarimétrique pour la mesure d'état de profil spatial et d'état de polarisation en sortie de l'échantillon.

○ DESCRIPTION ET PRINCIPE DU DIAGNOSTIC

La caméra polarimétrique est une caméra CCD composée d'une matrice de polariseurs placés devant son capteur. Cette matrice est répartie en groupes de quatre polariseurs respectivement orientés à 0° , 45° , 90° et -45° . Son schéma de principe est représenté en **FIGURE II-22**. Ainsi, à l'aide d'une mesure de l'intensité au niveau de chaque polariseur et d'une reconstruction du vecteur de Stokes, une seule acquisition permet de connaître les différents états de polarisation portés par le faisceau incident. Il s'agit dans notre cas d'une caméra TRI050S conçue par Lucid Vision Labs (Canada) composée d'un capteur de 2048×2448 px et dotée d'une résolution de $3,45 \mu m$.

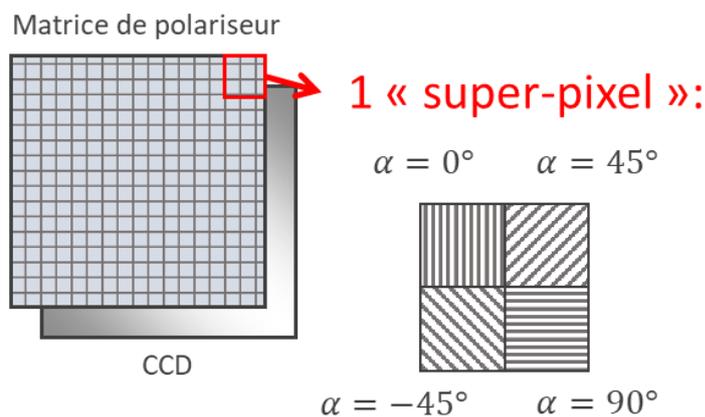


FIGURE II-22 : Schéma de principe d'un capteur de caméra polarimétrique composé d'une matrice d'analyseurs. Un super-pixel correspond à un regroupement de 4 analyseurs orientés chacun de 45° pour effectuer une mesure de plusieurs états de polarisation en simultané.

○ RECONSTRUCTION DE L'ETAT DE POLARISATION A PARTIR D'UNE MESURE

On définit $\{I_{0^\circ}, I_{45^\circ}, I_{90^\circ}, I_{-45^\circ}\}$ l'ensemble des intensités mesurées par la caméra et associées aux quatre analyseurs. À l'aide du formalisme de Stokes, il est possible de construire plusieurs grandeurs servant à caractériser un état de polarisation. Un vecteur de Stokes est défini par un ensemble de grandeurs s'écrivant comme une somme ou une différence des intensités mesurées à la caméra, comme décrit par l'équation :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_{circ-droite} - I_{circ-gauche} \end{pmatrix} \quad (II-6)$$

Le terme S_0 correspond à l'intensité totale reçue par la caméra : il s'agit ici du terme dont on se servira pour réaliser des **acquisitions du faisceau en sortie de l'échantillon**.

Afin de mesurer l'état de polarisation du faisceau, les deux éléments du vecteur de Stokes S_1 et S_2 Ils permettent de définir deux nouvelles grandeurs pour caractériser l'état de polarisation du faisceau.

Le degré de polarisation linéaire ("*Degree of Linear Polarisation*", noté *DoLP*) est égal à 1 lorsque la polarisation incidente est linéaire et il est nul lorsqu'elle est circulaire :

$$DoLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0} \quad (II-7)$$

Toutes les valeurs comprises strictement entre 0 et 1 caractérisent des états de polarisation elliptiques. L'angle de polarisation linéaire ("*Angle of Linear Polarisation*", noté *AoLP*) caractérise l'orientation de la polarisation linéaire :

$$AoLP = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \quad (II-8)$$

Ces deux grandeurs constituent deux indicateurs de la variation de l'état de polarisation d'un faisceau. En perspective, ces deux grandeurs devraient contribuer à qualifier la modification de l'état de polarisation associée à la biréfringence induite par contraintes dans l'échantillon lors du pompage. À titre d'exemple, la **FIGURE II-23** illustre la variation du degré de polarisation linéaire (*DoLP*) dans un barreau de verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 pompé transversalement.

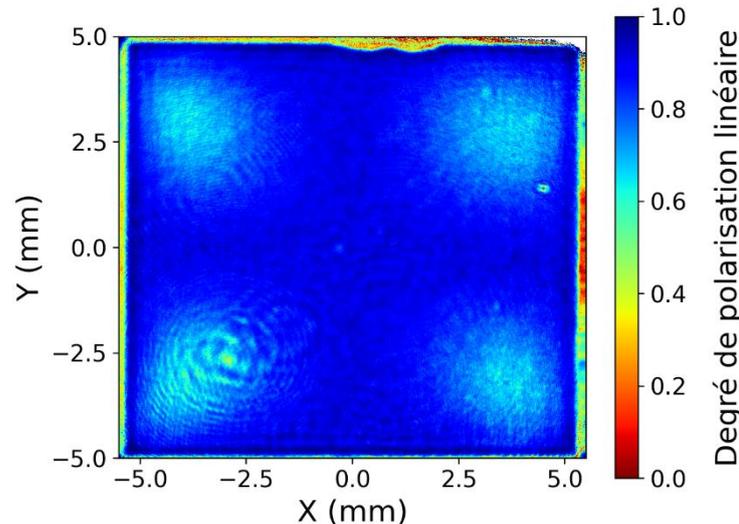


FIGURE II-23 : Mesure du degré de polarisation linéaire d'un faisceau polarisé linéaire après propagation dans un barreau de verre phosphate dopé au Néodyme de 25 mm d'épaisseur pompé avec une puissance moyenne de 5,1 W.

Toutefois, cette approche devra être explorée pour proposer un protocole complet pour caractériser la biréfringence induite sous contraintes dans l'ensemble de nos échantillons. Dans ces travaux, la biréfringence induite par contraintes thermiques n'a donc pas été caractérisée dans nos échantillons. Cette mesure constitue une perspective d'évolution du banc de caractérisation présenté dans cette première partie.

2. Qualification du dépôt d'énergie

Une première étape dans nos caractérisations consiste à qualifier le dépôt d'énergie dans le matériau à gain de chaque échantillon. Pour ce faire, nous discutons dans un premier temps de l'évolution de l'absorption dans nos matériaux en pompage transverse, en tenant compte des propriétés spectrales des diodes de pompe. Ensuite, nous appuierons ce point en proposant des caractérisations du gain petit signal dans nos différents matériaux amplificateurs

2.1. Absorption et fluorescence

Le terme de fluorescence employé renvoie au processus de photoluminescence qui existe dans un matériau laser au cours de son pompage. Le faisceau de pompe absorbé place les ions du matériau dans un état excité. Ils se dés excitent vers leur état fondamental par émission spontanée de photons moins énergétiques (fluorescence) et génération de chaleur dans le matériau. Ainsi, caractériser spatialement la fluorescence du matériau à gain contribue à donner une idée du profil du dépôt d'énergie dans ce dernier. Le dépôt dépend directement du profil spatial du faisceau, dont nous avons présenté la mise en forme dans le paragraphe 1.4, et de son absorption dans l'échantillon, que nous allons aborder en premier dans cette partie.

2.1.1. Ajustement de la loi de Beer-Lambert avec le spectre de la diode

L'absorption d'un flux de photons de pompe dans un matériau à gain laser peut être décrit par une loi d'absorption de Beer-Lambert, comme cela a été introduit dans le Chapitre I2.1.1. Connaissant le dopage et la section efficace d'absorption en fonction de la longueur d'onde d'excitation d'un matériau, il est possible de connaître la fraction du faisceau de pompe absorbé dans ce même matériau. En revanche, une particularité du système présenté dans ce chapitre est que nous travaillons avec des diodes de pompe qui présentent une largeur spectrale à mi-hauteur non négligeable, de l'ordre de 3 nm. Du fait de cette largeur spectrale, il n'est pas possible de conclure précisément sur la valeur d'absorption du matériau à une longueur d'onde de pompage donnée. Pour l'obtenir, il est nécessaire de convoluer le spectre d'absorption du matériau avec le spectre de la diode centré à une longueur d'onde de pompe donnée. Les **FIGURE II-8 (b) et (c)** montrent que le spectre de chaque diode est semblable à une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 3 nm et dont la longueur d'onde centrale λ_p peut être contrôlée en jouant sur la température. On écrit alors le produit de convolution du spectre de la diode de pompe Sp_{diode} et du spectre d'absorption du matériau α_{abs} (en cm^{-1}) de la manière suivante :

$$\alpha_{abs} * Sp_{diode}(\lambda_p) = \int_{-\infty}^{\infty} A e^{-2\left(\frac{\lambda-\lambda_p}{\Delta\lambda_p}\right)^2} \alpha_{abs}(\lambda) d\lambda \quad (\text{II-9})$$

Le spectre de la diode de pompe Sp_{diode} est approximé par une gaussienne d'amplitude normalisée $A = 1$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_p = 3 \text{ nm}$ et λ_p la longueur d'onde centrale de pompage. Le terme $\alpha_{abs}(\lambda)$ correspond à l'absorption du matériau qui est égale au produit de la section efficace d'absorption par le taux de dopage en ion Néodyme du matériau. La **FIGURE II-24** représente l'absorption calculée en tenant compte du spectre des diodes (trait plein) à partir de l'absorption tablée pour le LG-770 et le 0,5Nd,5Lu:CaF₂.

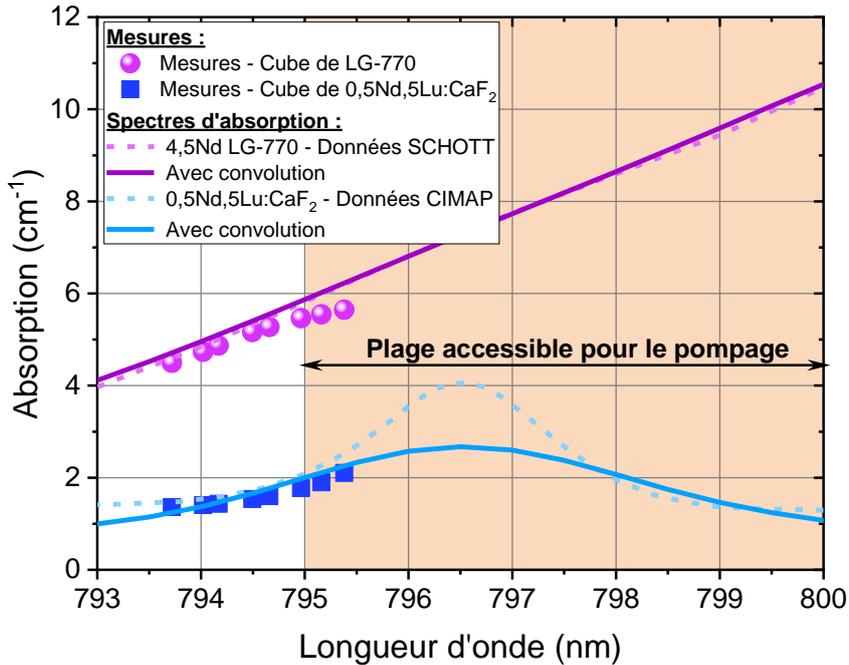


FIGURE II-24 : Absorption en fonction de la longueur d'onde dans le 0,5%Nd:5%Lu:CaF₂ et le 4,5%Nd:verre LG-770. Les courbes d'absorption documentées sont représentées en pointillés, et celles recalculées en tenant compte de la largeur du spectre des diodes de pompe en trait plein. Les valeurs d'absorption mesurées dans un échantillon de chaque composition sont illustrées par des points.

Des valeurs d'absorption mesurée (illustrées par des points) à l'aide d'un puissance-mètre et d'une diode fibrée continue de longueur d'onde centrale 795 nm et accordable en longueur d'onde avec la température ont permis de valider l'ordre de grandeur des valeurs d'absorption calculées sur une plage de 793,8 nm à 795,5 nm.

On peut tout d'abord commenter l'impact de la largeur de la diode de pompe sur l'absorption dans le Nd,Lu:CaF₂. Ce matériau possède une section efficace d'absorption qui présente deux pics à 791 et 797 nm [Normani et al. 2016]. Dans le cas d'un pompage avec une diode de large spectre, notre calcul montre que ces valeurs d'absorption diminuent au niveau des pics. Cette variation est bien moins prononcée dans le cas du LG-770, dont l'évolution est plus douce dans cette gamme de longueur d'onde. Par ailleurs, on peut une nouvelle fois observer un écart d'un facteur 3 sur l'absorption entre ces deux matériaux à 797 nm. Sur la plage de longueurs d'onde de travail accessibles pour le pompage, il ne sera pas possible d'étudier ces deux matériaux à absorption équivalente.

2.1.2. Evolution de l'absorption dans le LG-770 et le Nd,Lu:CaF₂

Nous avons confronté ces valeurs d'absorption calculées pour nos deux matériaux à gain à des mesures expérimentales dans les conditions de pompage transverse établies auparavant. La gamme de température de fonctionnement de chaque diode permet de travailler sur une plage commune de longueur d'onde allant de 793 nm à 799 nm pour un courant de pompage inférieure à 100 A. Nous avons réalisé plusieurs mesures de fluorescence dans deux cubes de 10 mm de côté en Nd,Lu:CaF₂ et en LG-770. La **FIGURE II-25** présente des acquisitions de fluorescence en LG-770 pour trois valeurs de longueur d'onde de pompage. Des profils moyennés selon l'axe vertical de chaque profil sont présentés et comparés à la loi d'absorption théorique.

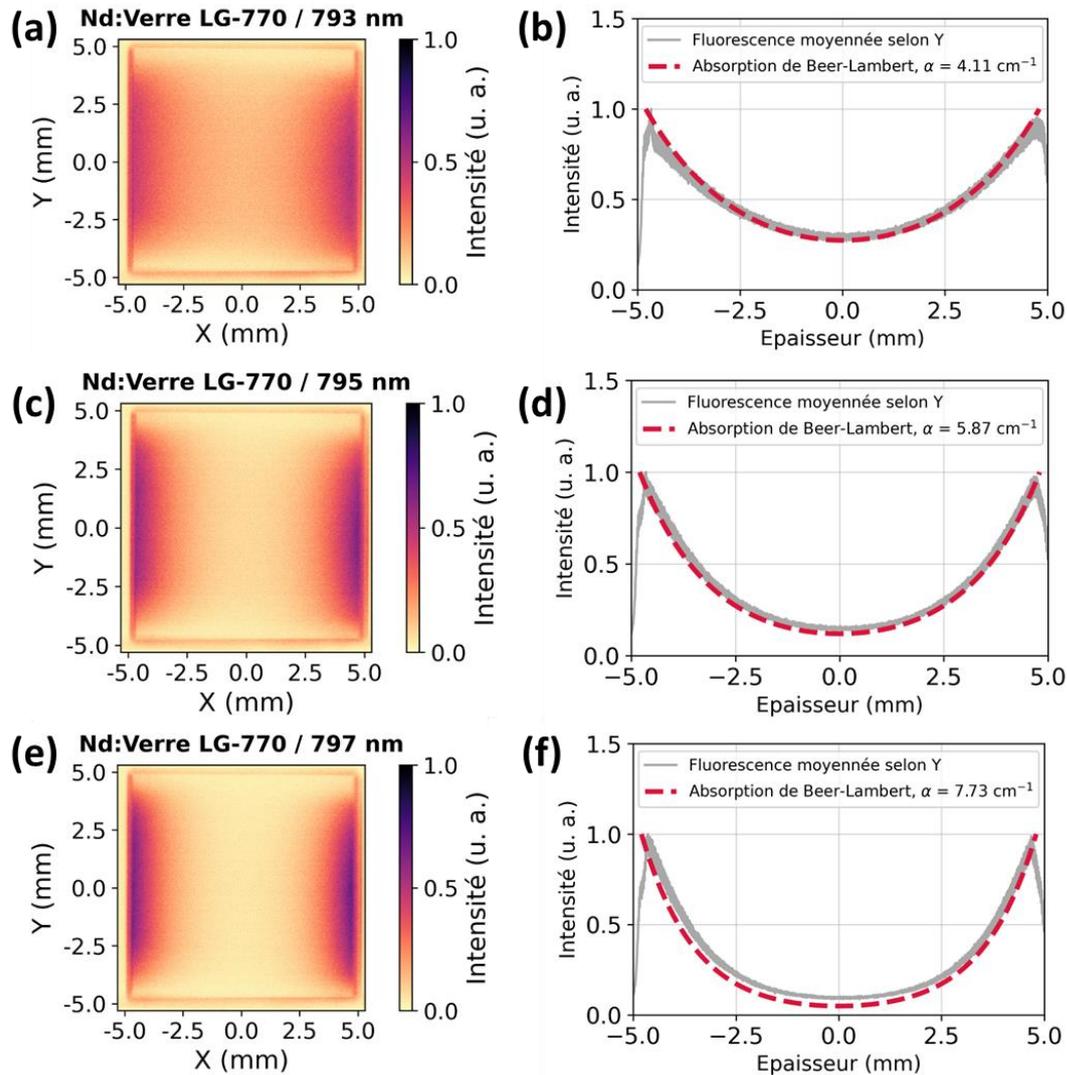


FIGURE II-25 : (Gauche) Profils spatiaux de fluorescence et (Droite) fluorescence moyennée selon l'axe Y en sortie d'un cube de 10 mm de LG-770 à 793 nm (a, b), 795 nm (c, d) et 797 nm (e, f). Les courbes de fluorescence sont comparées à une loi de Beer-Lambert (pointillé) avec une valeur absorption issue du calcul présenté précédemment.

Les profils de fluorescence décrivent dans chaque cas une répartition équilibrée de l'énergie de pompe entre chaque face latérale de l'échantillon. Avec l'augmentation de la longueur d'onde, la fluorescence s'intensifie au niveau des faces latérales de l'échantillon (**FIGURE II-25 (c) et (e)**) par lesquelles les faisceaux de pompes pénètrent le matériau à gain. En moyennant le profil dans la direction verticale, le type de profil obtenu s'apparente à une "chainette" caractéristique de la double loi de Beer-Lambert caractéristique d'un pompage bilatéral. Après normalisation, il est possible de comparer cette moyenne à la loi théorique en exploitant les valeurs d'absorption estimées dans le paragraphe précédent. Cet ajustement est représenté par la ligne en pointillés rouges dans les profils de droite de la **FIGURE II-25**. On constate un très bon accord entre la mesure et la loi d'absorption dont le coefficient a été ajusté précédemment. On remarque, comme décrit par le spectre d'absorption du LG-770, que l'augmentation de la longueur d'onde de pompe équivaut à une augmentation de l'absorption du matériau et à une diminution de l'énergie déposée au centre de l'échantillon. À 793 nm (**FIGURE II-25 (b)**), environ 25% de l'énergie de pompe atteint le centre de l'échantillon contre 5% à 797 nm (**FIGURE II-25 (f)**). Nous avons procédé

de la même manière avec un cube de Nd,Lu:CaF₂, dont les profils de fluorescence sont décrits en **FIGURE II-26**.

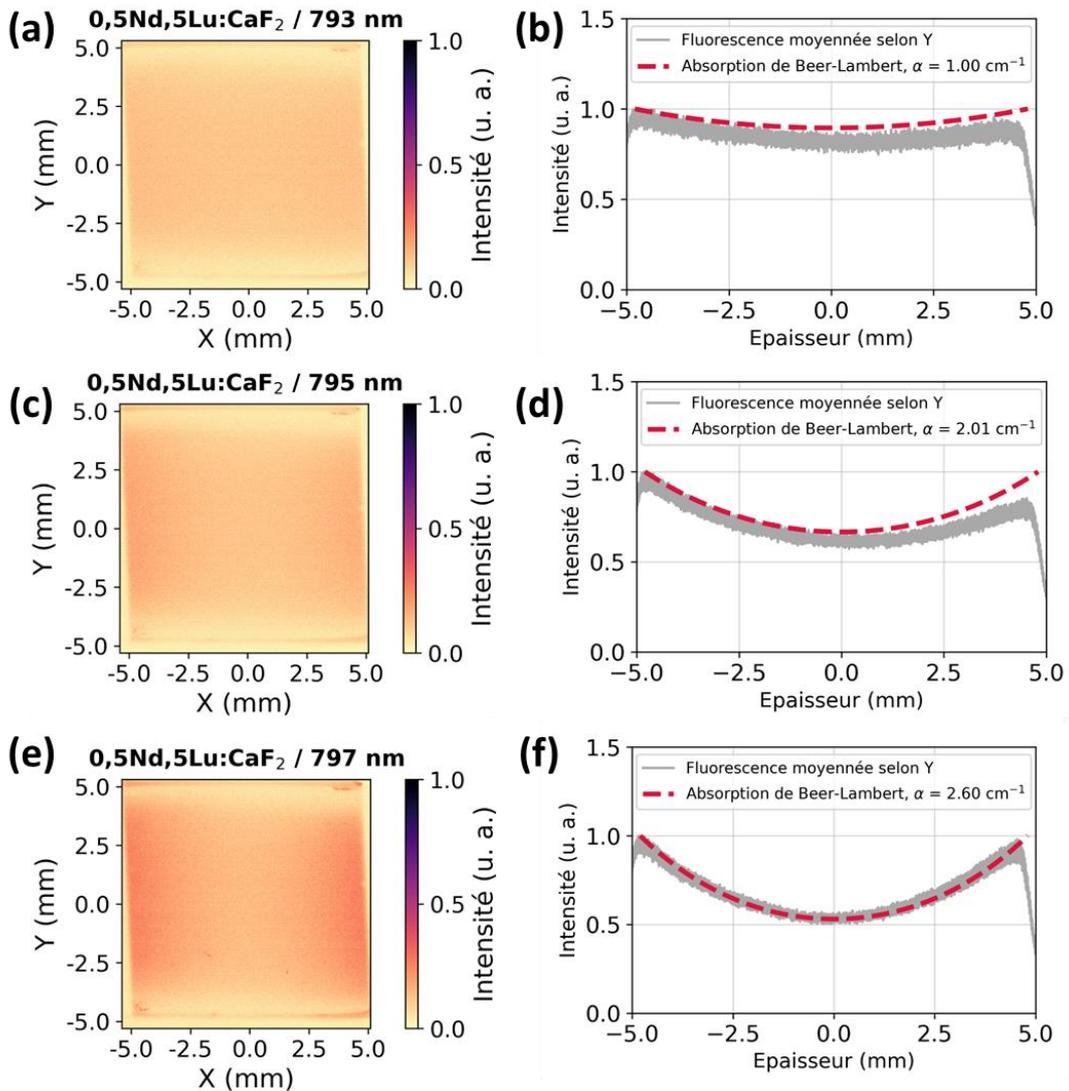


FIGURE II-26 : (Gauche) Profils de fluorescence et (Droite) fluorescence moyennée selon l'axe Y en sortie d'un cube de 10 mm de Nd,Lu:CaF₂ à 793 nm (a, b), 795 nm (c, d) et 797 nm (e, f). Les courbes de fluorescence sont comparées à une loi de Beer-Lambert (pointillé) avec une valeur absorption issue du calcul présenté précédemment.

La fluorescence émise par le Nd,Lu:CaF₂ est plus uniforme sur l'ensemble de la section du cristal en comparaison avec le LG-770. Lorsqu'on s'intéresse aux profils moyennés selon Y (**FIGURE II-26 (b), (d) et (f)**), on retrouve le profil en chainette cette fois-ci bien moins creusé que dans le cas du LG-770. Un léger désaccord entre l'ajustement théorique et la courbe moyennée s'explique par le défaut de perpendicularité de l'échantillon visible dans les profils de droite. À 797 nm, à la longueur d'onde où l'absorption est la plus forte dans le Nd,Lu:CaF₂, 93% de l'énergie de chaque faisceau est absorbée sur 10 mm de propagation dans le matériau. Nous retrouvons de nouveau un bon accord entre la valeur d'absorption calculée auparavant et le profil moyenné à partir de l'acquisition de fluorescence.

2.1.3. Effet laser parasite dans les échantillons de LG-770

La mesure de fluorescence nous a également permis d'observer l'apparition d'un effet laser parasite dans les échantillons composés de Nd:verre LG-770. Cet effet délétère est couramment rencontré dans certains amplificateurs laser de grande section et dotés d'un matériau amplificateur présentant un fort gain, comme du $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ [Ple 2008]. Une conséquence de cet effet parasite dans ces amplificateurs est le dépeuplement du niveau émetteur et donc la réduction du gain dans le plan transverse. Dans certains de nos échantillons, cet effet se manifeste par l'apparition de deux faisceaux intenses à la caméra situés au niveau des faces latérales de l'échantillon, comme illustré par la **FIGURE II-27 (a)**. Cet effet apparaît dans l'échantillon pour un courant et une énergie de pompage assez faible, c'est pour cette raison que les acquisitions de fluorescence précédemment présentées ont été effectuées à bas courant de pompe. Une direction suggérée par la **FIGURE II-27 (b)** dans laquelle se fait l'oscillation laser n'a pas pu être observée dans l'échantillon.

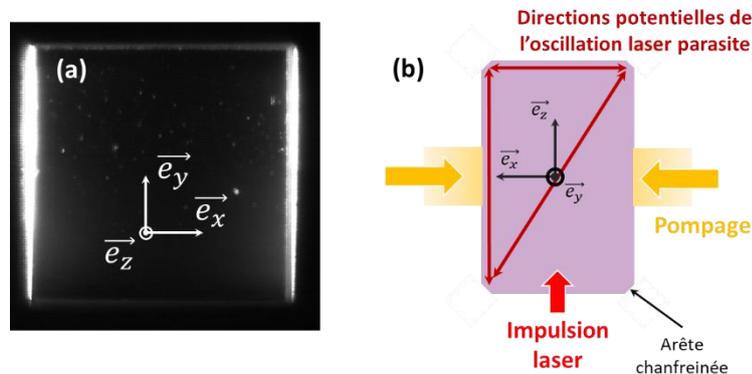


FIGURE II-27 : (a) Effet laser parasite dans un échantillon assemblé $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. (b) Représentation schématique des directions potentielles de l'oscillation laser parasite entre les arêtes chanfreinées.

Plusieurs faisceaux très divergents sont générés au niveau des arêtes latérales en entrée et en sortie de l'échantillon. Deux éléments peuvent expliquer l'origine de ce phénomène dans notre cas. Tout d'abord, pour des considérations de maintien mécanique de l'échantillon avec son support, les arêtes de l'échantillon sont chanfreinées. La réalisation des chanfreins consiste à casser les arêtes vives de l'échantillon en les polissant. Il est possible qu'à l'issue de cette étape les chanfreins réalisés soient bien polis et qu'ils représentent des faces de qualité suffisante pour constituer des interfaces optiques. Deuxièmement, nous avons pu constater précédemment que l'absorption dans le LG-770 est très importante. Cela signifie que la majeure partie de l'énergie déposée est stockée au niveau des faces latérales, générant ainsi un gain laser considérable au voisinage des faces latérales du matériau amplificateur. Ces deux conditions réunies pourraient expliquer pourquoi on peut atteindre le seuil laser au niveau des faces de pompage de nos échantillons. La solution adoptée pour éviter cet effet consiste à doucir les arêtes chanfreinées pour les rendre moins réfléchissantes.

Cette première étape nous a permis de qualifier le dépôt d'énergie dans le matériau à gain. Un ajustement de la valeur d'absorption tenant compte de la largeur du spectre des diodes de pompe a été présenté. Ces valeurs ont pu être confirmées par des acquisitions de fluorescence dans notre gamme de longueur d'onde de travail.

2.2. Mesure du facteur d'amplification laser

Dans l'objectif d'approfondir notre étude sur le dépôt d'énergie, nous avons mesuré le gain dans quelques échantillons dans les conditions de pompage définies auparavant. Nous nous intéressons ici à la valeur du gain petit signal, directement défini comme le facteur d'amplification d'une impulsion après propagation dans le matériau à gain pompé. Nous présentons tout d'abord la méthode de mesure utilisée pour obtenir une distribution spatiale du gain. Ensuite, nous discutons des profils et des valeurs de gains obtenus dans trois échantillons en fonction de certains paramètres du pompage.

2.2.1. Méthode de la mesure de gain résolue spatialement

La mesure du gain petit signal correspond à la mesure d'un gain brute (ou d'un facteur d'amplification), autrement dit du rapport entre l'énergie de l'impulsion sonde en entrée et en sortie du matériau amplificateur. Pour obtenir une mesure du gain brute à la caméra, il faut dans un premier temps réaliser deux acquisitions : une image du faisceau sonde de référence (sans pompage) et une image du faisceau sonde amplifié (avec pompage). Le faisceau sonde est préalablement mis en forme à l'aide du diaphragme crénelé carré de manière à sonder l'échantillon avec une distribution carrée de 8 mm de côté. Les distributions spatiales d'intensité mesurées à la caméra pour chacune de ces acquisitions sont respectivement notées $I_{référence}$ pour le faisceau sonde sans amplification dans le matériau et $I_{amplifié}$ en présence du pompage et du faisceau sonde.

Pour réduire la contribution du bruit de la caméra et de la fluorescence émise par l'échantillon lors du pompage, deux acquisitions supplémentaires sont effectuées et soustraites respectivement à l'acquisition du faisceau de référence et à celle du faisceau amplifié. Le bruit de la caméra est obtenu sans faisceau sonde incident ni pompage pour être soustraite à l'acquisition du faisceau sonde de référence. L'acquisition du bruit lié à la fluorescence se fait sans faisceau sonde et en présence de pompage pour être soustrait à l'acquisition du faisceau amplifié. Le calcul du gain petit signal G_0 résolu spatialement s'effectue donc à partir de ces quatre acquisitions de la manière suivante :

$$G_0 = \frac{I_{amplifié} - I_{fluorescence}}{I_{référence} - I_{bruit}} \quad (\text{II-10})$$

Ce calcul aboutit à une image de la distribution spatiale du gain petit signal mesurée après amplification dans un échantillon en simple passage. La **FIGURE II-28** illustre plusieurs profils de gain obtenus avec cette méthode. Pour extraire une valeur de gain à comparer pour différentes conditions de pompage, nous calculons une valeur moyenne pondérée par l'intensité du faisceau de référence sur une zone d'intérêt délimitée en blanc sur les profils de gain de la **FIGURE II-28**.

2.2.2. Mesures de gain dans plusieurs échantillons

Les mesures de gain résolues spatialement ont été effectuées dans trois échantillons : un cube de 10 mm d'épaisseur de Nd,Lu:CaF₂, un assemblage Nd,Lu:CaF₂||CaF₂ et un assemblage α-SiO₂||LG-770||α-SiO₂. La **FIGURE II-28** illustre la distribution spatiale du gain dans plusieurs échantillons pompés sous 2 J à 797 nm durant 400 μs. Le faisceau sonde traverse l'échantillon à la fin de l'impulsion pompe, lorsque le gain généré est le plus

important. L'encadré blanc délimite la région d'intérêt dans laquelle le calcul de la moyenne pondérée du gain est effectué.

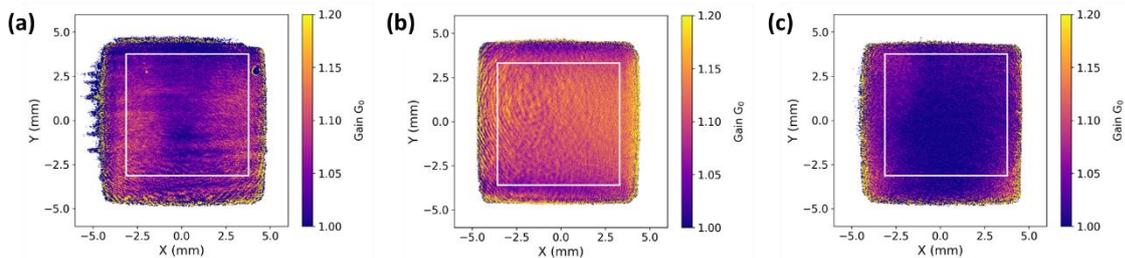


FIGURE II-28 : Mesures de gain résolues spatialement dans a) un cube de Nd,Lu:CaF₂ de 10 mm d'épaisseur, b) dans un échantillon assemblé CaF₂||Nd,Lu :CaF₂ (4||5 mm) et c) dans un échantillon assemblé α-SiO₂||LG-770 (10||5 mm). L'encadré blanc délimite la zone sur laquelle la moyenne pondérée du gain est calculée.

Les valeurs de gain moyen pondéré calculées dans un cube de Nd,Lu:CaF₂, un assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ et un assemblage Un premier constat est que le gain généré dans chacun des échantillons est relativement proche de 1. Une conséquence de ces faibles valeurs de gain est que la mesure est sensible à toute variation d'intensité tir à tir du faisceau de référence. Chaque acquisition présente un gain plus élevé sur les bords latéraux qu'au centre, ce qui est en accord avec les profils de fluorescence discutés précédemment. Les mesures effectuées sur le Nd,Lu:CaF₂ mettent bien en avant l'absorption des faisceaux de pompage, illustrée par la diminution du gain des bords vers le centre. L'échantillon en LG-770 présente un gain nul au centre de la zone d'intérêt (illustrée par un cadre blanc sur les cartographies de la **FIGURE II-28**). Nous en déduisons ici une conséquence directe de l'absorption très importante ($7,8 \text{ cm}^{-1}$ à 797 nm) de ce matériau.

Pour évaluer l'erreur statistique sur la mesure effectuée, nous réalisons 15 acquisitions du faisceau amplifié que l'on compare à des acquisitions de référence du faisceau sonde sans amplification, du bruit lié à la fluorescence et du bruit de la caméra. En raison du faible gain produit, la mesure est très sensible aux variations d'intensité de l'impulsion sonde de référence. Pour approfondir l'estimation des incertitudes de la mesure, plusieurs acquisitions du faisceau de référence devraient être réalisées pour tenir compte de ces variations. Pour aller plus loin, ce même principe pourrait être appliqué aux mesures de bruit et de fluorescence de manière à, en se basant sur un calcul de propagation des incertitudes à partir de l'équation (III-5), estimer une incertitude sur le gain moyen pondéré qui tient compte des incertitudes statistiques associées à chaque acquisition.

2.2.3. Evolution du gain en fonction des paramètres de pompage

Nous avons étendu la mesure de gain à l'étude de l'influence de certains paramètres associés au pompage sur la mesure de gain dans plusieurs de nos échantillons. La méthode de mesure de gain résolue spatialement présentée jusqu'ici a été utilisée pour l'ensemble des mesures qui suit. En modifiant le courant appliqué aux diodes de pompe, il est possible de quantifier le gain en fonction de l'énergie de pompe déposée dans l'échantillon. Ensuite, en ajustant le délai du faisceau sonde par rapport aux déclenchements des impulsions de pompage, nous avons mesuré la croissance et la décroissance du gain au cours du pompage. La **FIGURE II-29** présente ces deux mesures effectuées sur un échantillon assemblé Nd,Lu:CaF₂||CaF₂.

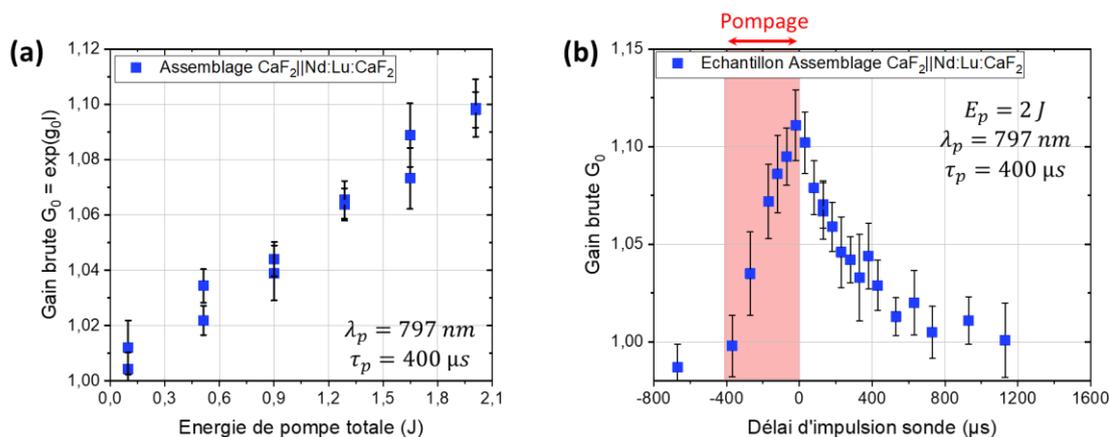


FIGURE II-29 : (a) Évolution du gain en fonction de l'énergie de pompe cumulée des deux diodes de pompe pour l'échantillon assemblé Nd,Lu:CaF₂||CaF₂. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$. (b) Évolution du gain en fonction du délai du faisceau sonde. La durée et le déclenchement du pompage est symbolisée par le cadre rouge. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,9 \text{ J}$.

La **FIGURE II-29 (a)** montre une évolution linéaire du gain petit signal comme attendu. La **FIGURE II-29 (b)** décrit bien la croissance exponentielle de la fluorescence au cours de l'impulsion de pompe décroissance d'une durée de 400 μs . Cette mesure permet d'identifier plus précisément la valeur de délai de la sonde pour laquelle le gain maximal est obtenu.

Dans un dernier temps, nous nous intéressons à l'influence de la longueur d'onde de pompe sur la mesure de gain. Nous effectuons plusieurs mesures de gain sur les trois échantillons précédemment identifiés. On déclenche le faisceau sonde au maximum d'extraction du gain avec une énergie de pompe maximale de 2 J sur une durée de pompage de 400 μs . La **FIGURE II-30** dresse l'ensemble des mesures effectuées sur une plage de longueur d'onde comprise entre 795 nm et 800 nm.

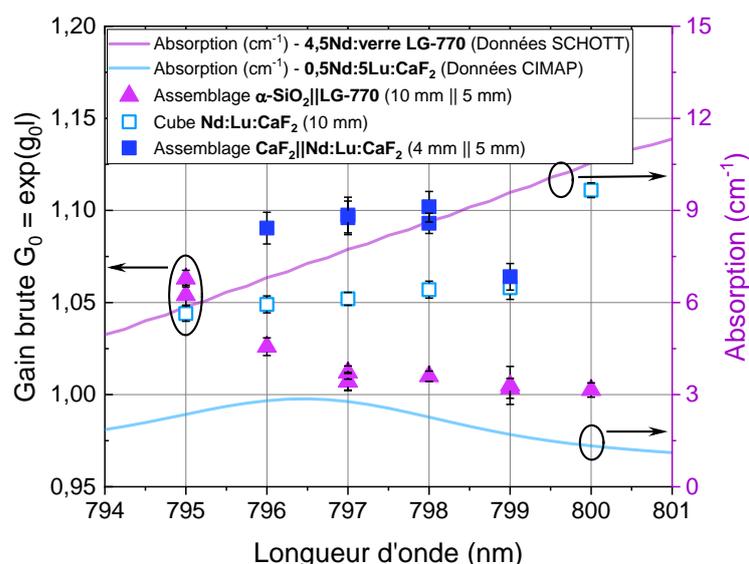


FIGURE II-30 : Évolution du gain et de l'absorption du matériau (calculée précédemment) en fonction de la longueur d'onde d'émission des diodes de pompe. Les valeurs de gain sont symbolisées par les points et l'absorption du matériau correspondant par des traits pleins. En rose, les valeurs de gain mesurées dans un assemblage LG-770||SiO₂. En bleu, les valeurs de gain dans un assemblage Nd,Lu:CaF₂||CaF₂ (carrés pleins) et dans un cube de Nd,Lu:CaF₂ (carrés vides). Conditions : $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,9 \text{ J}$.

Le gain produit par l'échantillon en LG-770 présente une valeur plus élevée à 793 *nm* et diminue pour une longueur d'onde plus élevée. On retrouve ici la conséquence directe de l'augmentation forte de l'absorption du matériau avec la longueur d'onde de pompage. Le gain mesuré dans les échantillons composés de Nd,Lu:CaF₂ semble moins évoluer en fonction de la longueur d'onde, car les mesures d'absorption sont plus faibles. L'écart de valeur entre le cube et l'échantillon assemblé peut s'expliquer par une différence de qualité du matériau à gain entre les deux échantillons, qui peut s'illustrer par la présence de stries dans le cube de 10 *mm* (**FIGURE II-28 (a)**). En outre, l'assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ et le cube de Nd,Lu:CaF₂ ne présentant pas la même orientation cristalline, l'influence de l'orientation cristalline sur le gain généré constitue une piste d'approfondissement supplémentaire de ces mesures de gain résolue spatialement.

Pour l'ensemble des échantillons caractérisés, les valeurs de gain mesurées sont faibles, ce qui témoigne tout d'abord de la limite en énergie de notre système de pompage. Par ailleurs, l'absorption 3 à 4 fois plus importante du LG-770 par rapport au Nd,Lu:CaF₂ met également en avant la difficulté à déposer de l'énergie au centre de ce matériau. Bien que ces valeurs de gain soient insuffisantes pour nos besoins en amplification, elles offrent tout de même un ensemble de points de fonctionnement au regard de l'amplification laser qui pourront nourrir une réflexion future pour le prédimensionnement d'un barreau amplificateur assemblé et pompé transversalement. L'objectif était ici avant tout de maîtriser les caractéristiques spatiales du pompage pour réaliser un dépôt d'énergie contrôlé dans le matériau à gain d'un assemblage pour réaliser une étude des effets thermiques.

3. Elévation de température au cours du pompage

Après avoir qualifié le dépôt d'énergie à l'aide de paramètres en lien avec l'ion actif présent dans la matrice, nous avons consacré une première étape de caractérisation à la mesure de l'élévation de température induite par le pompage. Nous avons principalement procédé à des mesures de température « relative » à la caméra thermique (sans étalonnage) pour étudier l'écart relatif de température entre plusieurs échantillons. Dans un second temps, nous avons effectué des étalonnages de l'émissivité des matériaux dans des conditions expérimentales différentes pour identifier les facteurs d'influence sur la mesure.

3.1.1. Elévation de température dans les échantillons assemblés

Dans un premier temps, la caméra thermique permet de réaliser un suivi de l'élévation de température générée au pompage. De cette manière, il est possible de déterminer la durée du régime transitoire thermique associé à l'échauffement du matériau. La **FIGURE II-31** illustre l'élévation de température $\Delta T = T - T_{amb}$ (avec $T_{amb} = 22^\circ C$ la température initiale de l'échantillon avant pompage) du verre dopé au néodyme contenu dans un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ au cours du temps.

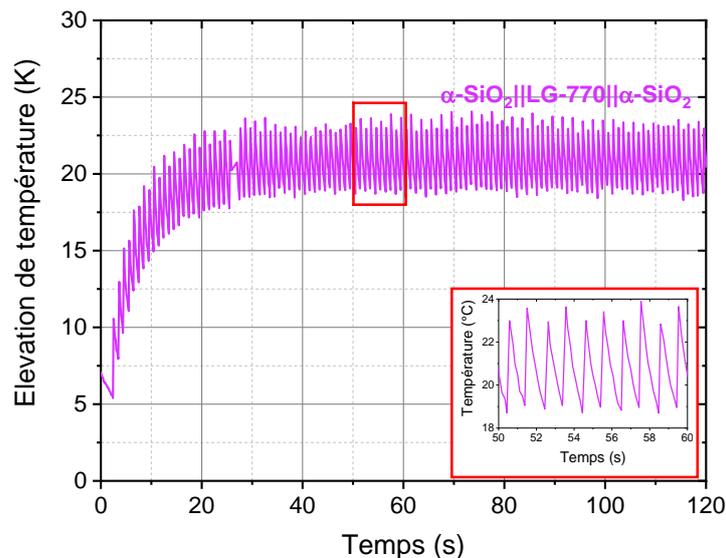


FIGURE II-31 : Évolution temporelle de l'élévation de température pour un pompage de $1,9 J$ à $1 Hz$ dans un assemblage de $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. En insert, évolution temporelle de la température sur $10 s$ en régime thermique établi.

L'évolution temporelle décrit une exponentielle saturante d'une durée caractéristique de près d'environ $40s$. Cette durée décrit le temps de diffusion de la chaleur dans le milieu hétérogène et dépend des propriétés thermiques des matériaux de l'assemblage. Sa signification ainsi sa valeur seront discutées dans la partie 2.2.1 du Chapitre III. Sur la figure en insert, on remarque une augmentation soudaine et périodique de la température associée au pompage impulsif à une cadence de $1 Hz$.

Une mesure de température relative, décrite par le protocole en partie 1.5.1, a été effectuée sur quatre échantillons composés de verre dopé au Néodyme LG-770 : un barreau de Nd:verre de $25 mm$ de longueur, un cube de Nd:verre de $10 mm$ de côté, un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ et un assemblage $\text{MgO}\|\text{LG-770}\|\text{MgO}$. Aucune mesure

sur un échantillon composé de Nd,Lu:CaF₂ n'est présentée ici car ce matériau est en partie transparent jusqu'à 9 μm . Ces mesures sont réalisées sans étalonnage de l'émissivité des matériaux et pour des conditions de mesure similaires d'un échantillon à un autre. Pour comparer chaque échantillon, le pompage et la mesure s'effectue sur la face dépolie, de manière à ne pas subir l'erreur de mesure induite par la présence d'un traitement antireflet sur tous les échantillons sauf l'assemblage composé de MgO. Le pompage de chaque échantillon s'effectue à 797 nm durant 400 μs , et nous ajustons la cadence des diodes de pompe pour augmenter la puissance moyenne déposée dans les échantillons. La **FIGURE II-32** décrit l'évolution de la température mesurée par la caméra thermique au niveau du verre dopé au Néodyme en fonction de la puissance moyenne totale émise par les deux diodes de pompe.

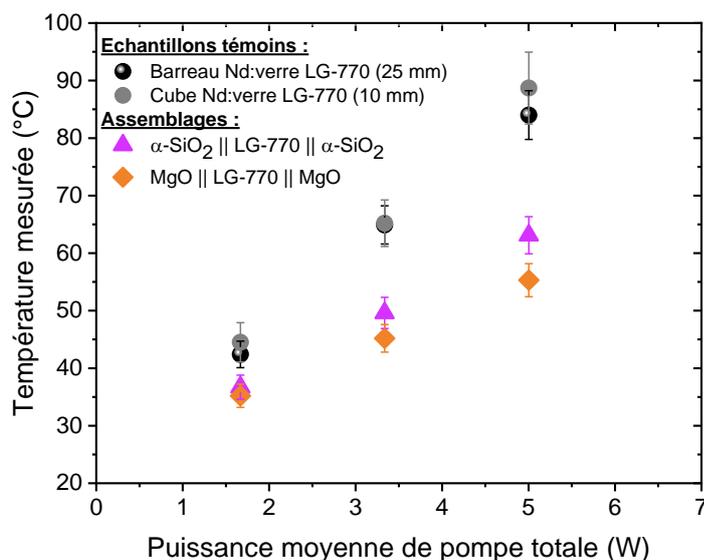


FIGURE II-32 : Évolution de la température mesurée au niveau de la face latérale des échantillons en fonction de la puissance moyenne de pompe totale. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu s$; $E_p = 1,73 \text{ J}$. La mesure s'effectue sur une face comparable entre chaque échantillon, et la position et l'angle de la caméra sont conservés pour chaque série de mesures chaque échantillon.

Nous observons une évolution linéaire de la température avec la puissance thermique déposée dans l'échantillon. Le barreau de verre dopé de 25 mm présente une température moins élevée qu'un cube de 10 mm composé du même matériau pour un point de fonctionnement donné. Pour une puissance moyenne de 5,1 W, cet écart est de l'ordre de 5°C. Ceci peut s'interpréter par l'augmentation du volume du matériau à gain qui accroît la surface d'échange avec les mâchoires de refroidissement, permettant ainsi une meilleure extraction de la chaleur. Le volume du barreau de verre étant le même que le volume global des deux assemblages présentés, nous pouvons les comparer. Nous observons une diminution, quasiment un facteur 2, de la température dans le cas de l'assemblage en $\alpha\text{-SiO}_2$ et en verre LG-770 par rapport au barreau de verre. Ce premier résultat peut s'expliquer par la dissipation thermique de la chaleur dans le matériau dopé par conduction. Les deux cristaux de $\alpha\text{-SiO}_2$ associés au verre présentent une conductivité thermique environ 10 fois plus importante que celui-ci. Dans le cas de l'assemblage MgO||LG-770||MgO, l'élévation de température diminue encore du fait de la meilleure conductivité thermique du MgO par rapport au $\alpha\text{-SiO}_2$. Ces premières mesures confirment l'intérêt de l'assemblage au regard de l'extraction thermique ainsi que nos hypothèses concernant les matériaux choisis. Toutefois, malgré un écart de conductivité thermique

d'un facteur 5 entre ces deux cristaux dissipateurs, l'écart de température mesuré entre ces deux assemblages est seulement de $7,8 \pm 4,3^{\circ}\text{C}$ pour une puissance moyenne de $5,1\text{ W}$. Une interprétation possible est que la conductivité thermique et le volume du matériau à gain représentant les facteurs limitant la dissipation thermique.

3.1.2. Fracture sous contraintes thermiques

Pour établir une gamme de travail en termes de puissance moyenne admissible par les échantillons, nous avons augmenté davantage la puissance moyenne pour chercher à initier une fracture sous contraintes thermiques dans deux échantillons. À une cadence de pompage de 6 Hz et pour une énergie de pompe totale de $1,73\text{ J}$, une fracture a pu être observée dans un cube de Nd Verre LG-770 (**FIGURE II-33 (a)**) et un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ (**FIGURE II-33 (b)**).

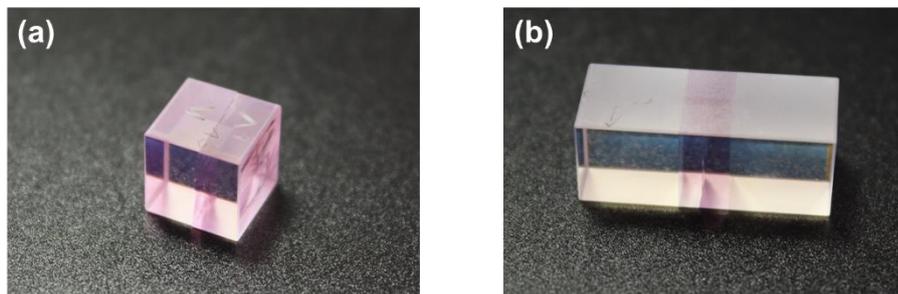


FIGURE II-33 : Fracture dans un échantillon **(a)** de LG-770 (Cube, 10 mm) et **(b)** dans un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. Dans chacun des cas, la fracture est apparue pour les mêmes conditions de pompage : $E_p = 1,73\text{ J}$; $f_p = 6\text{ Hz}$.

Pour chaque échantillon, la fracture est localisée au centre du verre dopé et se propage dans un plan parallèle aux interfaces. Le cube de LG-770 est séparé en deux, tandis que l'assemblage est fracturé sur la moitié de la section transverse de l'échantillon. Cela nous donne une bonne indication quant à la localisation des contraintes maximales dans ces deux échantillons. En outre, aucune détérioration du collage n'a été constatée dans l'assemblage. En ajustant les mesures présentées en **FIGURE II-32** avec une régression linéaire, l'écart de température pour lequel la fracture serait apparue dans chaque échantillon est de l'ordre de 50°C entre le cube de verre dopé et l'assemblage $\text{SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. Cela signifie que les contraintes thermiques sont plus importantes dans l'assemblage. Ces remarques seront à comparer lors de la discussion sur la distribution des contraintes calculée dans le modèle numérique présenté au cours du Chapitre III.

3.1.3. Etalonnage de l'émissivité d'un assemblage $\text{SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$

La problématique de la mesure de température décrite dans la partie 1.5.1 met en avant la nécessité de réaliser un étalonnage de l'émissivité de l'objet observé avec la caméra thermique afin de réaliser des mesures de température proches de la température réelle de celui-ci. Le protocole de calibration thermique présenté ici s'inspire de la procédure présentée dans les travaux de thèse de J. Didierjean [Didierjean 2007]. L'échantillon et sa monture sont stabilisés uniformément à une température donnée à l'aide d'un groupe froid régulé en température. La stabilisation et la mesure de température de référence est réalisée à l'aide de la boucle de mesure de celui-ci. Une fois l'équilibre thermique atteint pour l'ensemble du support et de l'échantillon, on réalise une première série de mesures à la caméra thermique. Comme cela a été décrit précédemment, la mesure s'effectue au

niveau de la face latérale du verre dopé de l'assemblage, de manière à étalonner l'émissivité du matériau dans la zone d'intérêt pour la mesure de température au cours du pompage. Pour poursuivre la calibration, on répète cette procédure pour plusieurs consignes de température réglées sur le groupe froid sur une plage allant de 21°C à 45°C. La droite de calibration obtenue associe la température donnée par la boucle de mesure du groupe froid à la température mesurée à la caméra thermique. À partir de cette droite, il est possible de remonter à une valeur étalonnée de température effective pour une température mesurée à la caméra thermique dans les mêmes conditions que les conditions d'étalonnage.

Nous proposons ici d'illustrer ce protocole en réalisant deux étalonnages de l'émissivité d'un même échantillon dans des conditions différentes. En l'occurrence, nous nous intéressons à la variation de l'émissivité avec la qualité de la surface des échantillons. Un échantillon assemblé de $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ présente des faces latérales polies et traitées antireflets à 800 nm pour le pompage et des faces dépolies pour le maintien mécanique. Nous effectuons deux étalonnages dans des mêmes conditions d'observation (angle et position de la caméra) en suivant le protocole décrit pour chacune des surfaces. Les deux droites d'étalonnages correspondantes sont représentées en **FIGURE II-34 (a)**.

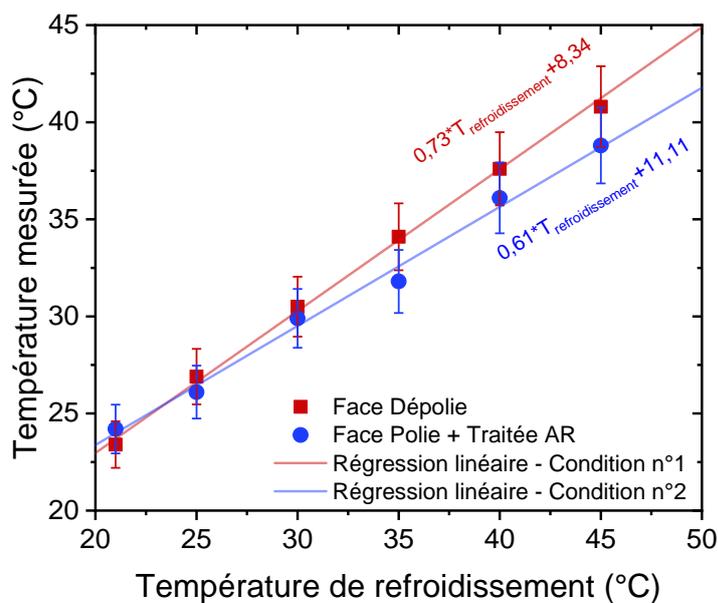


FIGURE II-34 : Droites d'étalonnage de l'émissivité du verre dopé au Néodyme (LG-770) contenu dans un assemblage $\text{SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. En rouge, la mesure du rayonnement émis s'effectue sur la face dépolie. En bleu, la mesure du rayonnement émis s'effectue sur la face polie et traitée antireflet.

La différence de pente des droites d'étalonnage met en évidence la variation de l'émissivité avec l'état de surface de l'échantillon. La valeur d'émissivité tend à diminuer en présence du traitement antireflet appliqué à la face latérale pour le pompage. L'étape suivante consisterait à valider la reproductibilité du protocole et à le mettre en œuvre sur des échantillons différents. Pour estimer une valeur de température réelle de l'échantillon au cours du pompage, il suffit de rapporter la mesure de température à la caméra thermique à la température partir de la droite d'étalonnage obtenue dans des conditions de mesure données.

4. Déformation du front d'onde induite au cours du pompage

Dans cette partie, nous nous attachons à l'étude de la déformation du front d'onde induite au cours du pompage. Les mesures ont été réalisées sur les trois échantillons témoins et les trois assemblages. En premier lieu, plusieurs cartographies de la déformation du front d'onde sont présentées pour chaque échantillon pour des conditions de pompage similaires. Ensuite, l'évolution de l'amplitude de cette déformation en fonction de la puissance moyenne de pompage est discutée.

4.1. Cartographies du front d'onde

Les mesures de déformation du front présentées ici ont été réalisées à l'aide du protocole décrit au paragraphe 1.5.2 sur six échantillons. Les trois premiers sont des échantillons témoins : un barreau de Nd:verre LG-770 de 25 mm de long, un cube de LG-770 de 10 mm de côté et un cube de Nd,Lu:CaF₂ de 10 mm. Ils sont ensuite comparés à trois échantillons assemblés : un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ (10|5|10 mm), un assemblage MgO||LG-770||MgO (10|5|10 mm) et un assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ (4|5 mm). Nous nous intéressons dans un premier temps aux cartographies de la déformation du front d'onde induite dans nos différents échantillons. L'ensemble des cartographies présentées en **FIGURE II-35** sont acquises pour un même point de pompage indiqué dans la légende.

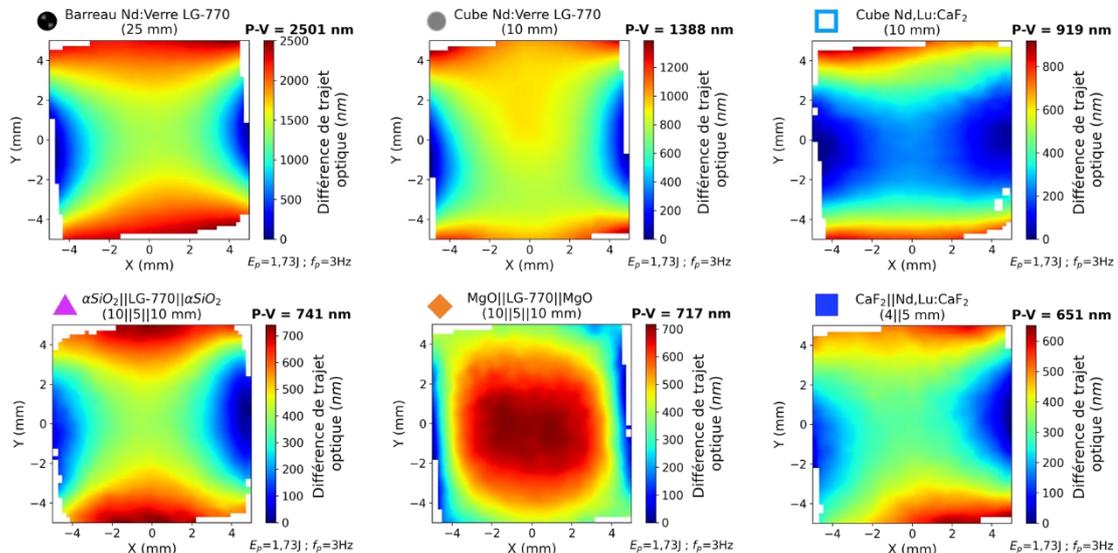


FIGURE II-35 : Cartographies de déformation du front d'onde induit pour un pompage dans les différents échantillons présentés. Le code couleur et les symboles ont été ajoutés pour faciliter une lecture parallèle avec la **FIGURE II-37**. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,73 \text{ J}$; $f_p = 3 \text{ Hz}$.

La majeure partie des cartographies mesurées présente un fort astigmatisme. Une interprétation est associée à la géométrie de pompage et de refroidissement des échantillons. En effet, l'échantillon est pompé au niveau des faces latérales et refroidi au niveau de ses faces inférieure et supérieure, ce qui induit un gradient thermique transverse dont la distribution est astigmatique. En comparaison, un pompage longitudinal et un refroidissement latéral de l'échantillon aboutirait à une déformation du front d'onde circulaire, assimilable à une lentille thermique [Chénais et al. 2006].

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur les échantillons à base de Nd:verre LG-770. Le barreau, le cube et l'échantillon assemblé $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ présentent tous une déformation astigmatique. La déformation induite dans un assemblage $\text{SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ est 3 fois moins importante que celle induite dans un barreau de verre dopé, ce qui témoigne d'une réduction des aberrations optiques grâce à l'assemblage. La déformation induite dans un cube de verre dopé au néodyme semble augmenter au centre de la cartographie. A la différence des autres échantillons en Nd:verre, l'assemblage de MgO et de Nd:verre présente une déformation du front d'onde circulaire. Cette mesure montre qu'en changeant uniquement la nature du matériau dissipateur et pour un même matériau à gain, il est possible de modifier le profil de déformation du front d'onde. En l'occurrence, une déformation du front d'onde circulaire présente un intérêt majeur car elle peut être compensée simplement à l'aide d'une lentille.

Concernant les échantillons en Nd,LuCaF₂, on constate que les cartographies sont assez semblables. On note cependant une diminution de l'amplitude de déformation dans le cas de l'échantillon assemblé, ce qui démontre un meilleur refroidissement du matériau à gain par assemblage d'un cristal de fluorure de calcium non-dopé présentant une conductivité thermique plus importante.

4.2. Evolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde en fonction de la puissance moyenne

Nous avons également comparé, pour l'ensemble de nos échantillons, l'amplitude de la déformation du front d'onde mesuré, autrement appelé le Pic-à-Vallée du front d'onde. De manière analogue à la mesure de température présentée auparavant, le pompage de chaque échantillon s'effectue à 797 nm durant 400 μs , et nous ajustons l'énergie et la cadence des diodes de pompe pour augmenter la puissance moyenne déposée dans les échantillons. L'évolution de la valeur Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde est décrite pour les échantillons à base de verre dopé en **FIGURE II-36** et de fluorure de calcium codopé au Lutécium et au Néodyme en **FIGURE II-37**.

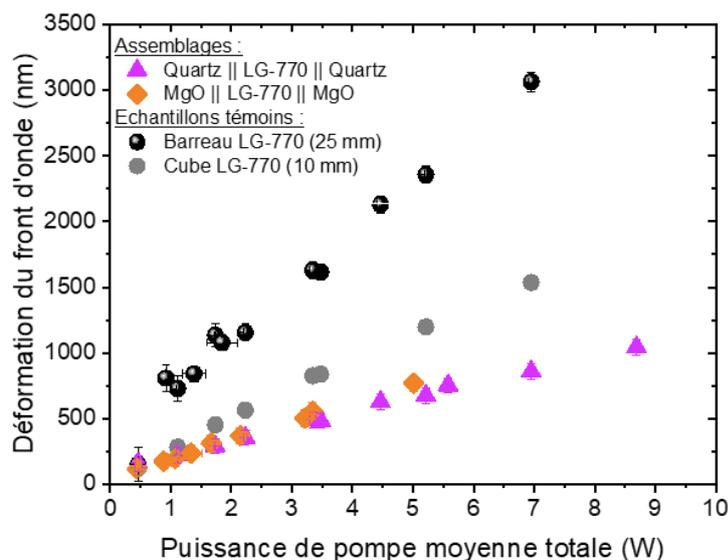


FIGURE II-36 : Évolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde en Pic-à-Vallée en fonction de la puissance moyenne de pompage dans les échantillons à base de verre phosphaté dopé au Néodyme LG-770. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,9 \text{ J}$.

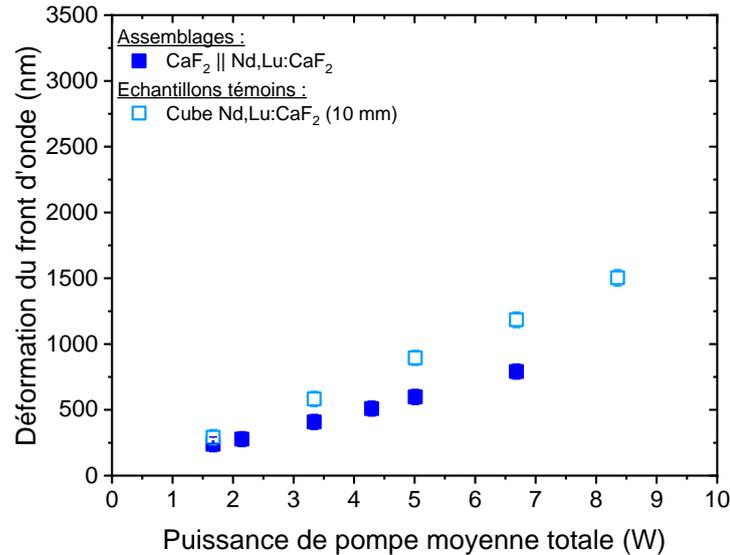


FIGURE II-37 : Évolution de l'amplitude de la déformation du front d'onde en Pic-à-Vallée en fonction de la puissance moyenne de pompage dans les échantillons à base de Nd,Lu:CaF₂. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,9 \text{ J}$.

Nous nous concentrons tout d'abord sur l'amplitude de la déformation induite dans les échantillons à base de verre dopé au néodyme (**FIGURE II-36**). Nous constatons une nouvelle fois une nette diminution de l'amplitude de la déformation du front d'onde dans le cas des assemblages, ce qui démontre l'intérêt de l'assemblage pour la réduction des aberrations d'origine thermique dans le matériau à gain laser. En outre, le cube de verre dopé au Néodyme présente une déformation deux fois moins importante que celle du barreau, bien que l'élévation de température soit proche entre les deux échantillons témoin. Une interprétation possible est que certains contributeurs à la déformation du front d'onde introduits dans la partie 2.4.1 du Chapitre I se compensent dans le cas du cube. Nous aborderons de nouveau ce point lors de la discussion des mesures de déformation des dioptries présentées dans la dernière partie de ce chapitre.

Concernant les échantillons à base de Nd,Lu:CaF₂ (**FIGURE II-37**), le cube témoin de Nd,Lu:CaF₂ présente pour sa part une déformation moins importante que les échantillons témoins en verre dopé en raison du fait de sa conductivité thermique 8 fois supérieure à celle du verre. D'autre part, l'échantillon assemblé CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ présente une diminution de l'amplitude de la déformation 30% par rapport à l'échantillon témoin de même composition.

Les échantillons assemblés présentent tous une valeur de Pic-à-Vallée plus faible que les échantillons témoins. Les assemblages en MgO et verre et en $\alpha\text{-SiO}_2$ et verre mettent en évidence une diminution de l'amplitude de déformation d'un facteur 3 à 4 par rapport au barreau de verre dopé au Néodyme. Les assemblages à base de verre dopé au néodyme induisent une déformation du front d'onde d'un ordre de grandeur comparable à celle d'un cristal de Nd,Lu:CaF₂. Ces mesures de front d'onde mettent bien en lumière l'intérêt de l'assemblage pour la diminution des effets thermiques induits par le pompage du matériau amplificateur.

5. Déformation du dioptre arrière de l'échantillon

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, la déformation du front d'onde fait intervenir trois contributions d'origine thermomécanique. Les deux premières sont des termes de variation locale de l'indice dans les matériaux traversés par le faisceau. Le dernier terme correspond à un terme de déformation géométrique des dioptres traversés par le faisceau sonde lors de sa propagation dans un échantillon. Les dioptres par matériau/air par lesquels l'impulsion laser entre et sort du milieu amplificateur requièrent notamment notre attention pour cette mesure. Nous proposons ici une méthode qui contribue à évaluer la déformation de ces dioptres. Cette mesure devrait nous permettre de découpler la contribution de la déformation du dioptre matériau/air qui participe à la déformation du front d'onde.

Le principe de la mesure repose sur une mesure de front d'onde d'un faisceau réfléchi sur un de ces deux dioptres. Le principe de la mesure est décrit schématiquement en deux dimensions dans la **FIGURE II-38** dans un matériau amplificateur de longueur L .

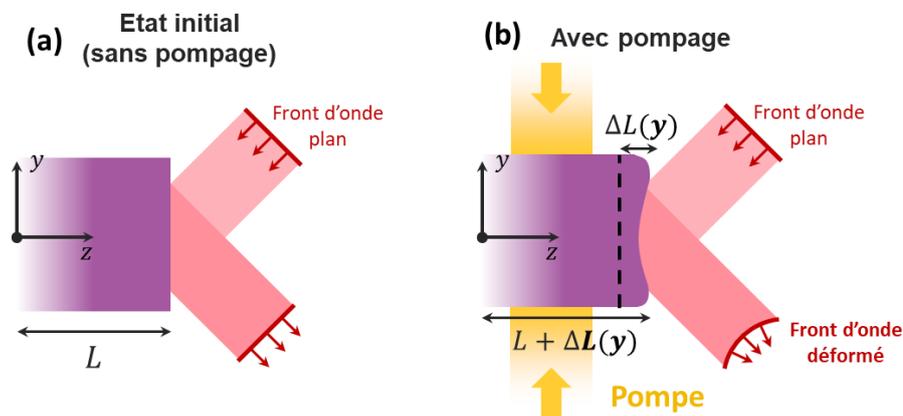


FIGURE II-38 : Schéma de principe de la mesure de déformation de la face en deux dimensions. (a) Réflexion d'un faisceau présentant un front d'onde plan sur le dioptre arrière de l'échantillon non-déformé. (b) Déformation du front d'onde induite par la déformation géométrique de la face par dilatation de l'échantillon sous pompage.

A l'état initial, un faisceau présentant un front d'onde plan se réfléchit sur un des deux dioptres du milieu amplificateur mentionnés auparavant. Sans pompage, le milieu amplificateur ne subit aucune déformation mécanique par dilatation. Au cours du pompage, le milieu amplificateur chauffe et se déforme sous l'action de la dilatation thermique. En particulier, les dioptres d'entrée et de sortie du matériau amplificateur se déforment de manière non uniforme avec une amplitude $\Delta L(y)$ définie de la manière suivante :

$$\Delta L(y) = \Delta L_0 + \Delta e(y) \quad (\text{II-11})$$

La grandeur ΔL_0 désigne l'élongation uniforme du dioptre, qui traduit un déplacement axial identique en tout point du dioptre par dilatation, et $\Delta e(y)$ correspond à la partie non-uniforme de la déformation du dioptre. Lorsque le faisceau se réfléchit sur le dioptre déformé avec une amplitude $\Delta e(y)$, il subit une déformation de son front d'onde plan d'une amplitude $\Delta e(y)$ en valeur absolue. En mesurant la déformation du front d'onde associée, il est alors possible de remonter à la déformation $\Delta e(y)$.

5.1. Description du dispositif expérimental

La méthode proposée requiert l'utilisation d'une source laser à une longueur d'onde différente de la sonde ou la pompe en raison des traitements antireflets appliqués sur certains échantillons. Pour cette caractérisation, nous utilisons un laser hélium-néon. Pour des raisons d'encombrement du banc, la face à imager est le dioptre matériau/air situé à l'arrière de l'échantillon¹². Le schéma de principe de la mesure est illustré en **FIGURE II-39**.

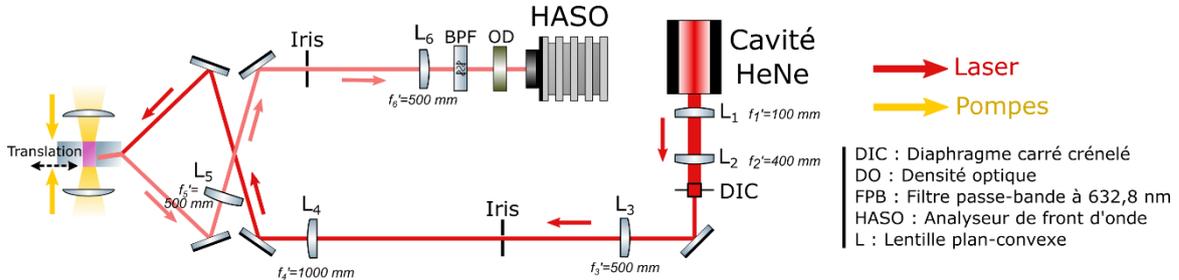


FIGURE II-39 : Schéma de principe de la mesure en réflexion de la déformation mécanique de la face arrière d'un par mesure de phase spatiale. Le faisceau sonde émis par la cavité laser hélium-néon à 632,8 nm est décrit en rouge. Les faisceaux de pompe sont illustrés en jaune.

Le faisceau émis par la cavité hélium-néon est agrandi à l'aide d'un premier afocale de lentilles L1 ($f_1' = 100 \text{ mm}$) et L2 ($f_2' = 400 \text{ mm}$) puis mis en forme à l'aide d'un diaphragme crénelé carré (DIC) ajusté pour définir un profil de faisceau carré qui recouvre la section transverse d'un échantillon. Le faisceau est agrandi une deuxième fois et relayé jusqu'à l'échantillon à l'aide d'un deuxième relais d'image (de lentilles L3 ($f_3' = 500 \text{ mm}$) et L4 ($f_4' = 1000 \text{ mm}$)). Le faisceau est guidé à l'aide d'un ensemble de miroirs pour atteindre le dioptre arrière de l'échantillon. Le faisceau est ensuite imagé sur l'analyseur de front d'onde à l'aide de deux lentilles L5 et L6 de focales 500 mm. Enfin, on positionne des densités et un filtre coupe-bande à 632,8 nm devant l'analyseur de front d'onde synchronisé à 1 Hz pour éliminer la fluorescence émise lors du pompage de l'échantillon. Les acquisitions de front d'onde sont réalisées suivant le même protocole que celui présenté au paragraphe 1.5.2.. Une première acquisition du front d'onde de référence qui se réfléchit sur la face arrière de l'échantillon est soustraite aux mesures effectuées lors du pompage. Le front d'onde du faisceau émis par le laser hélium-néon étant plus stable, les incertitudes sont déterminées à partir de l'erreur statistique calculée sur un ensemble de 15 acquisitions du faisceau réfléchi.

L'angle d'incidence du faisceau sur la face arrière est déterminé de manière à imager le plan d'onde de cette face uniquement. Choisir un angle d'incidence suffisamment grand permet de séparer la réflexion de la face mesurée de celle de la face en vis-à-vis qui peut venir interférer avec la première sur le détecteur de l'analyseur de front d'onde. Toutefois, l'angle d'incidence est limité par l'encombrement du montage et notamment par la monture de l'échantillon. L'angle de l'incidence peut être ajusté en jouant sur l'alignement des miroirs et sur la translation axiale de l'échantillon (selon \vec{e}_z). Enfin, l'ajout d'un iris partiellement fermé au centre de l'afocal L5-L6 permet de retirer une seconde réflexion

¹²Autrement dit, le dioptre que le faisceau à 1053 nm traverse en dernier dans l'échantillon.

résiduelle induite par une réflexion sur la face avant de l'échantillon et ainsi isoler la déformation du front d'onde induite par la face arrière de celui-ci.

5.2. Résultats et interprétation

Plusieurs mesures de la déformation du dioptre arrière des échantillons ont été réalisées pour différentes conditions de pompage des échantillons. La **FIGURE II-40** présente les cartographies du front d'onde associées à la déformation des faces arrière dans cinq échantillons : un cube et un barreau de verre dopé au Néodyme et les trois assemblages. Pour les assemblages $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ et $\text{MgO}\|\text{LG-770}\|\text{MgO}$, la réflexion du faisceau s'effectue sur le dioptre matériau/air du cristal dissipateur situé en aval du matériau à gain par rapport au sens de propagation d'une impulsion laser à 1053 nm . Dans le cas de l'assemblage $\text{CaF}_2\|\text{Nd,Lu:CaF}_2$ ($4\text{mm}\|5\text{mm}$), la mesure de déformation s'effectue de manière analogue sur la face du matériau dopé.

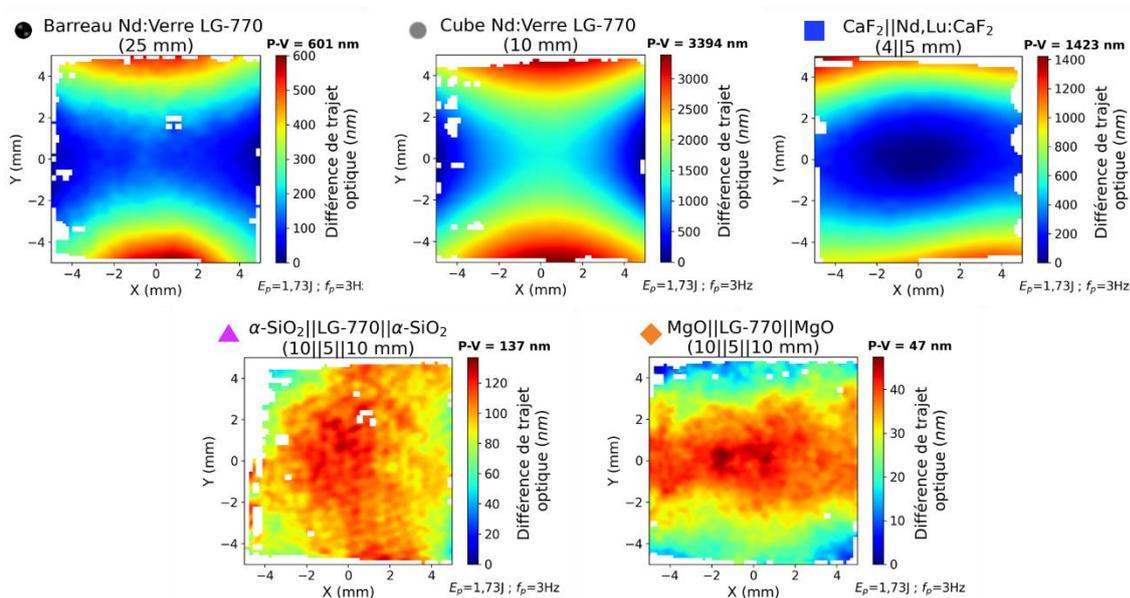


FIGURE II-40 : Cartographies de la déformation du front d'onde induite par réflexion sur le dioptre arrière déformé par dilatation au cours du pompage dans les différents échantillons présentés. Le code couleur et les symboles ont été ajoutés pour faciliter une lecture parallèle avec la **FIGURE II-41**. Conditions : $\lambda_p = 797\text{ nm}$; $\tau_p = 400\text{ }\mu\text{s}$; $E_p = 1,73\text{ J}$; $f_p = 3\text{ Hz}$.

Nous sommes parvenus à mesurer une déformation dans les deux échantillons témoins et dans l'assemblage de fluorure de calcium. Étant donné que nous mesurons la déformation du front d'onde induite par une réflexion, l'amplitude mesurée est inversée entre la mesure de front d'onde et la déformation mécanique de la face. Ainsi, dans le cas du cube de verre, la déformation est maximale au niveau des faces latérales pompées qui sont sujets à la dilatation la plus importante. Les trois premières cartographies témoignent d'une déformation astigmatique de la face mesurée. Dans le cas du cube de verre phosphate dopé au néodyme, cette déformation présente une amplitude six fois plus importante que dans le cas du barreau. Cela peut s'interpréter par le fait que, la distance séparant le dioptre arrière de la région du matériau à gain pompée où l'échauffement est maximal, ce qui induit une déformation par dilatation thermique plus importante. Avec l'augmentation de l'épaisseur (le cas du barreau), la face arrière se dilate moins et la déformation induite est moins ample. En se rappelant les différents contributeurs à la déformation du front d'onde

présentés dans le chapitre II, ce résultat peut s'expliquer par la compensation de deux effets. Le contributeur essentiel à la déformation du front d'onde est l'effet thermo-optique, dont le coefficient est négatif dans le cas du verre phosphate dopé au néodyme. Par ailleurs, nous avons vu que le terme de déformation des dioptrés est toujours positif, car l'élongation du matériau l'est également. Par conséquent, l'effet thermo-optique et la contribution des dioptrés tendent à se compenser, réduisant l'amplitude de la déformation du front d'onde comme observé pour le cube de verre phosphate dans la **FIGURE II-36**.

Nous pouvons appliquer un raisonnement similaire pour interpréter l'amplitude de la déformation de la face du matériau dopé de l'assemblage $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$. Cet échantillon est soumis à une élévation de température moins importante en raison de sa conductivité thermique, toutefois, la face imagée est située à proximité de la région chaude de l'échantillon. Enfin, nous remarquons que la déformation de la face est quasiment nulle dans le cas des assemblages longitudinaux à base de verre dopé au néodyme.

La **FIGURE II-41** illustre l'évolution de la déformation du front d'onde induit par la dilatation du dioptré arrière dans ces échantillons en fonction de la puissance moyenne de pompage. Pour gagner en lisibilité, la **FIGURE II-41 (b)** est un agrandissement de la figure **(a)** sur une échelle des ordonnées de 0 à 1000 nm.

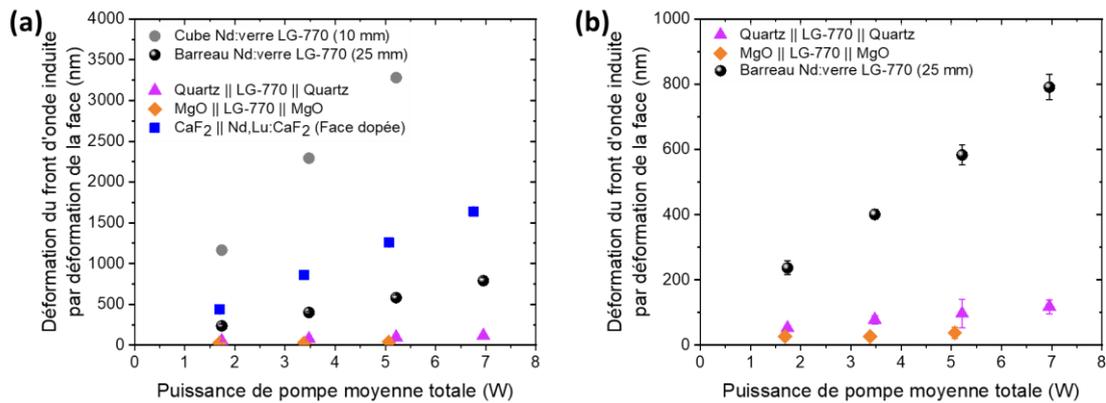


FIGURE II-41 : (a) Évolution de l'amplitude de déformation de la face arrière mesurée par mesure de front d'onde en fonction de la puissance moyenne totale. (b) Même graphique avec l'axe des ordonnées ajusté entre 0 et 1000 nm. Conditions : $\lambda_p = 797 \text{ nm}$; $\tau_p = 400 \mu\text{s}$; $E_p = 1,9 \text{ J}$.

L'amplitude de la déformation mesurée évolue linéairement avec la puissance moyenne, au même titre que la température et la déformation du front d'onde caractérisée en simple passage dans l'échantillon. On observe que l'amplitude de la déformation du cristal dissipateur des assemblages à base de verre dopé au Néodyme est négligeable (**FIGURE II-41 (b)**). Pour confirmer cette tendance, il serait intéressant de compléter ces mesures par une mesure de la déformation du dioptré matériau/air du CaF_2 pur contenu dans l'assemblage $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$. En perspectives, le principe de caractérisation de la déformation mécanique d'un dioptré optique pourrait également être appliqué pour évaluer la dilatation thermique au niveau de la face latérale pompée, dans l'objectif de contraindre davantage le modèle numérique.

CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Au cours de ce chapitre, nous avons introduit l'ensemble des méthodes expérimentales mises en œuvre au cours de ces travaux de thèse pour caractériser des matériaux amplificateurs en pompage transverse. Les caractérisations proposées dans ce chapitre se concentrent sur la mesure de l'élévation de température, de la déformation du front d'onde et de la déformation du dioptré induites par pompage.

Nous avons commencé par présenter les éléments qui composent le banc de caractérisations. Une cavité régénérative en régime déclenché fournit une impulsion laser à 1053 nm dont le profil spatial est adapté pour sonder toute la section carrée d'un échantillon. Ensuite, une nouvelle approche de mise en forme spatiale des faisceaux de pompe basée sur l'utilisation d'un élément diffusif a été présentée. Le système de mise en forme spatiale mis en œuvre est capable d'homogénéiser un faisceau émis par une diode de pompe de forte puissance collimatée et d'en adapter la taille de manière à maîtriser spatialement le dépôt d'énergie dans le matériau à gain des assemblages. L'échantillon est maintenu et refroidi entre deux mâchoires régulées en température. Finalement, le principe et le choix des diagnostics de mesure mis en œuvre ont été détaillés.

Une première étape de caractérisation a consisté à caractériser expérimentalement le dépôt d'énergie dans l'échantillon. Des mesures de fluorescence ont contribué à valider les valeurs d'absorption ajustées en tenant compte de la largeur spectrale des diodes de pompe. Pour approfondir la qualification du dépôt d'énergie, plusieurs mesures de gain effectuées dans les deux matériaux à gain étudiés ont été commentées.

Des mesures thermiques par thermographie infrarouge ont été réalisées en imageant la face latérale pompée des échantillons composés de verre phosphate dopé au Néodyme. Des mesures relatives qui ne requièrent pas d'étalonnage de la caméra thermique mettent en évidence une réduction de l'élévation de température dans les assemblages. Dans un dernier temps, un protocole d'étalonnage de l'émissivité des matériaux a mis en évidence une variation de l'émissivité avec la qualité de la surface au niveau de laquelle le rayonnement thermique est émis. Ce protocole devrait permettre à terme d'estimer la température réelle à la surface pompée de l'échantillon.

La déformation du front d'onde induite lors du pompage a été mesurée dans l'ensemble des échantillons. La déformation mesurée dans les assemblages à base de verre dopé est comparable à celle mesurée dans des cristaux de CaF_2 codopés qui présentent une conductivité thermique 8 fois supérieure à celle du verre. En outre, une modification du défaut de phase a été observée entre deux assemblages comprenant le même matériau amplificateur et un cristal dissipateur. Ce résultat souligne des perspectives d'optimisation de la déformation du front d'onde par choix du cristal dissipateur.

Dans un dernier temps, nous avons exposé un protocole de mesure de la déformation mécanique du dioptré arrière des échantillons basés sur une mesure de front d'onde. Ce dioptré se déforme au cours du pompage par dilatation thermique. Cette variation d'épaisseur n'étant pas uniforme, elle induit un profil de déformation au niveau de la face arrière de l'échantillon. En analysant le front d'onde d'un faisceau qui se réfléchit sur cette face, nous avons estimé l'amplitude de cette déformation.

Nous proposons finalement une synthèse des caractérisations discutées dans ce chapitre sous la forme d'un tableau récapitulatif présenté en **TABLEAU II-1**. Il résume pour un point de pompage donné les caractérisations de température, de déformation de front d'onde et de déformation du dioptre réalisée ans les différents échantillons. Les incertitudes de mesure sont calculées à partir des discussions menées dans la partie 1.5.

Echantillon	Température T	Déformation du front d'onde Forme / $P-V$	Déformation du dioptre arrière (Position) / Δe
Barreau de Nd:Verre LG-770 (25 mm)	$88,7 \pm 6,3 K$	Astigmat $P-V = 2356 \pm 64 nm$	$\Delta e = 583 \pm 33 nm$
Cube de Nd:Verre LG-770 (10 mm)	$84,0 \pm 4,2 K$	Astigmat $P-V = 1197 \pm 58 nm$	$\Delta e = 3280 nm$
α-SiO₂ LG-770 α-SiO₂ (10 5 10 mm)	$63,1 \pm 3,2 K$	Astigmat $P-V = 677 \pm 59 nm$	(Face du dissipateur) $\Delta e = 97 \pm 45 nm$
MgO LG-770 MgO (10 5 10 mm)	$55,3 \pm 2,9 K$	Circulaire $P-V = 769 \pm 59 nm$	(Face du dissipateur) $\Delta e = 38 \pm 20 nm$
Cube de Nd,Lu:CaF₂ (10 mm)		Astigmat $P-V = 895 \pm 56 nm$	
CaF₂ Nd,Lu:CaF₂ (4 5 mm)		Astigmat $P-V = 598 \pm 57 nm$	(Face du cristal dopé) $\Delta e = 1259 \pm 20 nm$

TABLEAU II-1 : Tableau de synthèse des mesures thermiques et optiques réalisées sur les trois échantillons témoins et sur les assemblages pour un même point de pompage : $\lambda_p = 797 nm$; $\tau_p = 400 \mu s$; $E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$.

CHAPITRE III

MODELISATION MULTI- PHYSIQUE DE MATERIAUX AMPLIFICATEURS ASSEMBLES

INTRODUCTION

Ce dernier chapitre se consacre à la mise en place de l'environnement de modélisation numérique des distorsions optiques d'origine thermomécanique et induites lors du pompage du matériau à gain d'un barreau amplificateur assemblé. L'utilisation d'environnement de calcul par la méthode des éléments finis est particulièrement intéressante pour une résolution approchée dans des cas où plusieurs physiques sont mises en jeu, comme c'est notre cas ici avec la thermique, la mécanique des solides et l'optique. Pour recaler notre modèle sur les caractérisations présentées au cours du chapitre précédent, nous présenterons ici un ensemble de simulations recalées sur des expériences présentées au sein du Chapitre II sur les échantillons définis. À l'aide des conditions expérimentales de pompage qualifiées au cours du chapitre précédent, un calcul successif de l'élévation de température et de la distribution des contraintes et des déformations sera présenté et comparé aux observations expérimentales exposées précédemment. Comme nous avons pu le voir au cours du Chapitre II, l'élévation de température et les contraintes induisent une variation de l'indice de réfraction du milieu ainsi qu'une déformation des faces optiques traversées par une impulsion à amplifier. À l'aide des expressions analytiques déterminées auparavant, il deviendra possible d'évaluer numériquement la déformation du front d'onde induite par les physiques calculées en amont. À l'aide de l'écriture découplée des effets thermomécaniques participant à la déformation du front d'onde, nous discuterons du poids de chacun de ces effets dans les différents échantillons. En particulier, cette approche nous permettra d'interpréter plus finement les différences de déformation de front d'onde observées entre les différents échantillons assemblés. Dans un dernier temps, il sera finalement question d'identifier les sources d'erreur liées au modèle ou aux grandeurs renseignées dans ce dernier pour ainsi proposer une évaluation de l'incertitude de celui-ci.

1. Description du modèle numérique

Le modèle numérique a été développé à l'aide du logiciel de simulation par méthode des éléments finis COMSOL Multiphysics®. Ce logiciel est particulièrement utilisé dans des problèmes dans lesquels de nombreuses physiques sont mises en jeu dans l'étude d'un composant ou d'un système. Son utilisation est de circonstance dans notre situation car cela va permettre de traiter l'interaction de la thermique générée lors du pompage avec la mécanique par dilatation thermique et l'optique. D'autres logiciels conçus suivant le même principe de résolution numérique, comme ANSYS® ou encore CASTEM®, sont également utilisés pour l'étude de problèmes thermomécaniques. Dans cette première partie, nous proposons une description du modèle, en démarrant d'un point de vue global de son fonctionnement jusqu'à la discrétisation spatio-temporelle en passant par la mise en conditions du problème. Nous ne détaillerons pas les physiques mises en jeu, ce qui a été fait dans le Chapitre II.

L'architecture de base de notre étude est un barreau de section carrée pompé latéralement, refroidi transversalement et centré dans un repère cartésien représenté par une base orthonormée de vecteurs unitaires $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$. Les notations l et h désignent les dimensions de la section transversale de l'échantillon qui demeurent égales pour tous nos échantillons étudiés. L'épaisseur du ou des matériaux mis en jeu est notée e . Les faisceaux de pompe sont incidents sur les faces latérales de l'échantillon et se propagent selon la direction \vec{e}_x . Chaque faisceau de pompe est décrit par ses dimensions horizontale et verticale l_p et h_p . Le faisceau laser se propage dans le sens de l'épaisseur de l'échantillon selon la direction \vec{e}_z avec un profil plat de section carrée de côté a . Le refroidissement de l'échantillon est assuré par deux mâchoires en cuivre placées en contact avec les faces supérieure et inférieure de l'échantillon. Celles-ci sont refroidies par un circuit d'eau régulée à la température de commande $T_R = 21^\circ\text{C}$. Une feuille d'indium d'une épaisseur de $200\ \mu\text{m}$ est placée au niveau de ces faces entre l'échantillon et les mâchoires pour assurer un bon contact thermique. L'ensemble des grandeurs sont représentées dans la **FIGURE III-1**.

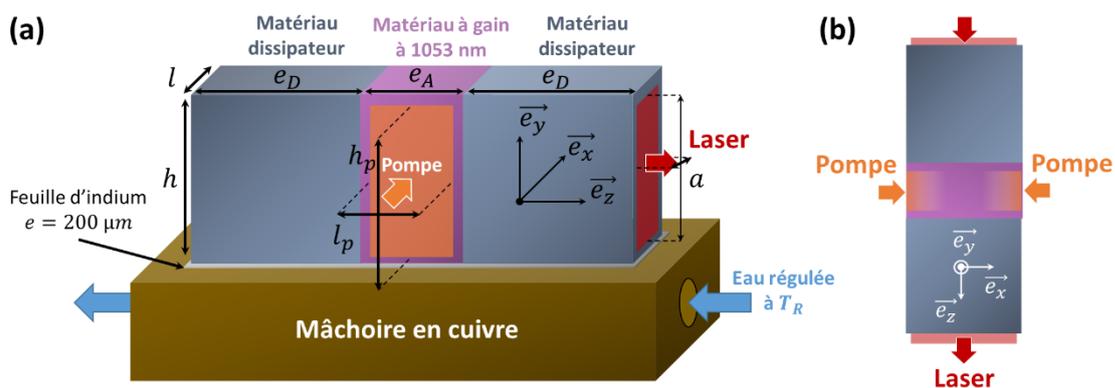


FIGURE III-1 : (a) Schéma de principe et (b) point de vue du dessus d'un barreau amplificateur assemblé pompé et refroidi transversalement. Les faisceaux de pompe (en orange) sont incidents sur les faces latérales du matériau à gain (en rose). Le faisceau laser (en rouge) traverse les trois matériaux. L'échantillon est refroidi en haut et en bas entre deux mâchoires en cuivre (en marron). Pour faciliter la lecture du schéma (a), seule la mâchoire inférieure est représentée. L'ensemble des grandeurs géométriques reportées décrivent les grandeurs géométriques associées à l'échantillon et au pompage.

1.1. Déroulement global du calcul thermomécanique

Le déroulement du calcul suit le schéma de résolution thermomécanique introduit dans le Chapitre II. À partir des propriétés spectroscopiques du matériau à gain et des caractéristiques du faisceau de pompage, il est possible de définir analytiquement un terme à source thermique. Une résolution de l'équation de la chaleur permet d'obtenir une distribution de température en tout point (et tout instant, le cas échéant) de l'échantillon. Cette résolution peut être dépendante du temps ("temporelle") ou indépendante ("stationnaire"). Nous supposons que les variations mécaniques subies par l'échantillon par dilatation ont un impact négligeable sur le calcul thermique précédent. Ainsi, nous définissons un couplage faible entre ces deux étapes de calcul : l'équation de la chaleur est résolue en premier lieu en tout point de l'échantillon, puis, par couplage avec la dilatation thermique, les contraintes et les déformations induites thermiquement sont à leur tour évaluées. L'élévation de température et le tenseur des contraintes induisent chacun un terme de variation de l'indice de réfraction défini analytiquement avec ces deux grandeurs. Le tenseur des déformations tient compte pour sa part de la déformation des faces optiques intervenant dans le trajet du faisceau à amplifier. Ces deux grandeurs permettent d'obtenir une estimation numérique de la déformation du front d'onde induite. La **FIGURE III-2** ci-dessous synthétise le déroulement du calcul numérique réalisé avec COMSOL Multiphysics® avec les différentes grandeurs mises en jeu dans la résolution.

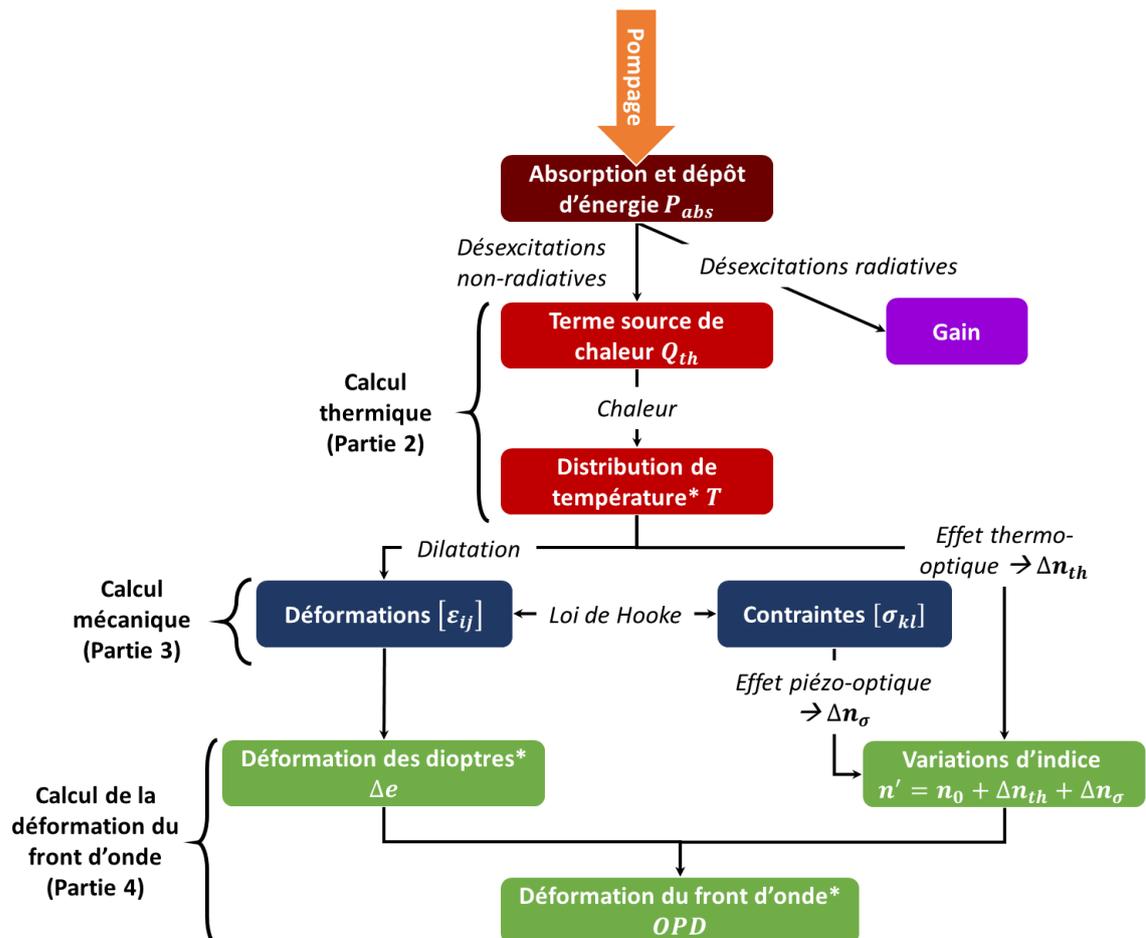


FIGURE III-2 : Schéma de synthèse des effets physiques en jeu dans l'apparition des effets thermo-optiques induits par pompage. Les grandeurs marquées d'une étoile (*) seront comparées avec des mesures expérimentales correspondantes.

1.2. Résumé des échantillons caractérisés et simulés

Les simulations présentées tout au long du chapitre ont été réalisées sur des composants correspondant aux échantillons présentés dans la partie Chapitre I3.3 et caractérisés dans le Chapitre II. Les dimensions géométriques et l'orientation des matériaux mis en jeu sont rappelées de nouveau dans le **TABLEAU III-1**.

Echantillon		Epaisseur e (mm)	Section transverse (mm ²)	Orientation Effective	Orientation considérée dans la simulation
Cube LG-770	LG-770	10	10x10	N.A.	N.A.
Barreau LG-770	LG-770	25	10x10	N.A.	N.A.
α-SiO₂ LG-770 α-SiO₂	LG-770	5	10x10	N.A.	N.A.
	α -SiO ₂	10		$\vec{c} \parallel \vec{z}$	$\vec{c} \parallel \vec{z}$
MgO LG-770 MgO	LG-770	5	10x10	N.A.	N.A.
	MgO	10		[001]	[001]
Cube Nd,Lu:CaF₂	0,5Nd,5Lu:CaF ₂	10	10x10	α, β	[001]
CaF₂ Nd,Lu:CaF₂	0,5Nd,5Lu:CaF ₂	5	10x10	[111]	[001]
	CaF ₂	4		[111]	[001]

TABLEAU III-1 : Paramètres géométriques reportés dans le modèle numérique pour les différents échantillons assemblés étudiés.

Le modèle numérique présenté dans ce chapitre ne tient toutefois pas compte de l'orientation cristalline des échantillons à base de Nd,Lu:CaF₂ en raison des orientations cristallines des échantillons en notre possession. Les cristaux CaF₂ et de Nd,Lu:CaF₂ de l'échantillon assemblé sont tous deux orientés selon la direction [111]. Le cube de Nd,Lu:CaF₂ possède pour sa part une orientation cristalline différente des directions [001] et [111] caractérisée par les angles d'Euler α et β . Ainsi, les propriétés mécaniques et optiques seront exprimées en considérant une orientation [001] confondue avec les axes géométriques du problème.

Pour tenir compte de l'orientation cristalline dans le calcul, un changement de base des axes géométriques du problème vers les axes cristallins peut être appliqué aux grandeurs mécaniques pour les exprimer dans le repère cristallographique et inversement [Koechner et al. 1970; Ying et al. 2004; Ying et al. 2004]. En se basant sur de précédents travaux [Genevrier 2017; Stoffel 2019], il a également été démontré qu'il était possible d'étudier expérimentalement la dépendance de la biréfringence et des axes propres du matériau contraint avec l'orientation cristalline défini pour un échantillon. Faute de caractérisation de biréfringence dans ces travaux, cette étape n'est pas prise en compte dans le modèle numérique présenté dans ce chapitre mais constitue une nouvelle perspective d'évolution et de recalage de celui-ci.

1.3. Géométrie et discrétisation spatiale et temporelle

1.3.1. Considérations géométriques et maillage

La géométrie considérée¹³ est celle d'un échantillon de section carrée maintenu entre deux mâchoires refroidies, comme illustré en **FIGURE III-3**. Chaque mâchoire possède une cavité cylindrique interne qui représente le conduit par lequel l'eau de refroidissement circule. Les dimensions des mâchoires utilisées au laboratoire ont été reportées.

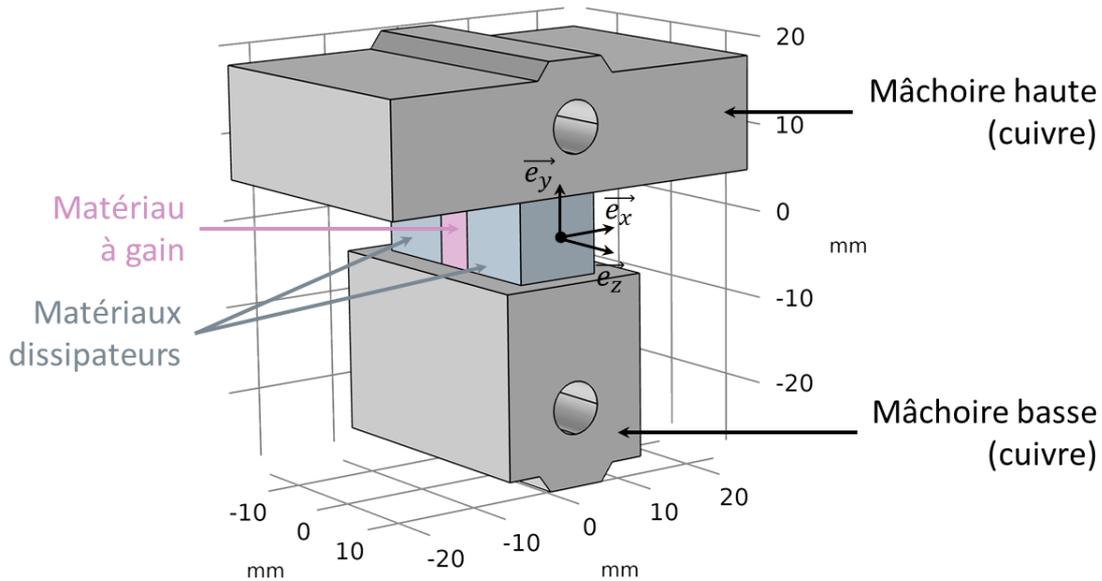


FIGURE III-3 : Géométrie du composant d'étude sous COMSOL Multiphysics®. En gris, les mâchoires de maintien et de refroidissement. L'échantillon étudié est centré en (0,0,0).

Le maillage spatial est une étape essentielle à tout modèle numérique de calcul par éléments finis (**FIGURE III-4**). Il s'agit de l'étape qui permet de définir l'ensemble des nœuds de calcul dans le volume de l'échantillon. La forme et l'augmentation de la finesse d'une maille -et par conséquent, du nombre de mailles- sont deux éléments qui permettent d'augmenter la précision du calcul, cependant aux dépens d'un temps de calcul plus lourd. Ici, nous proposons un compromis entre le temps et la précision d'un calcul.

¹³ On peut remarquer que cette architecture présente trois plans de symétrie, décrit un à un par les axes du repère cartésien. Exploiter cette symétrie permettrait de réaliser le calcul thermomécanique sur un composant réduit à un 1/8^{ème} de sa géométrie de base. Les distributions de température, des contraintes et des déformations seraient ensuite reconstruites par symétrie. Cette astuce contribuerait à optimiser considérablement le temps de calcul. En revanche, elle n'est pas employée car cette définition n'est pas robuste dès qu'on modifie les paramètres géométriques de l'échantillon.

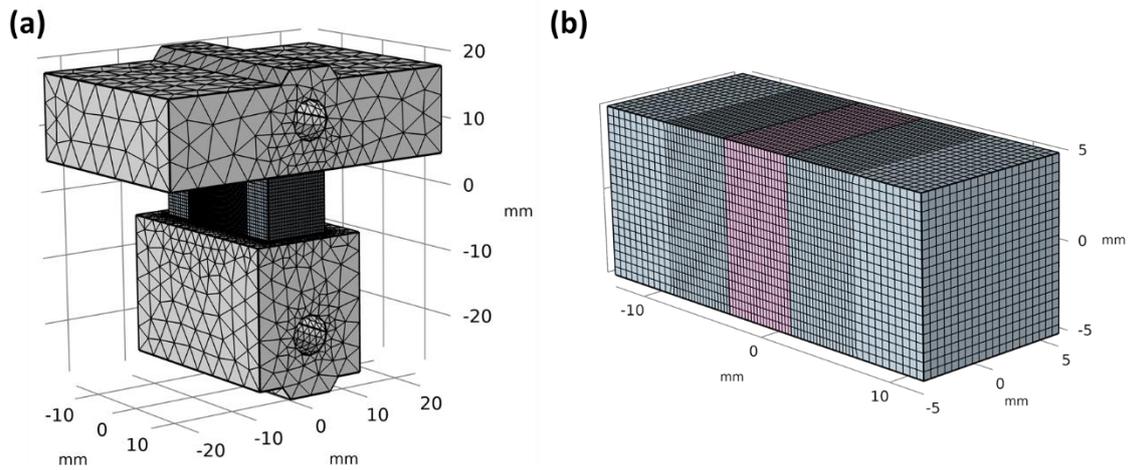


FIGURE III-4 : (a) Maillage du système de maintien et de l'échantillon. (b) Discrétisation spatiale de l'échantillon en mailles hexaédriques raffinées au niveau du matériau à gain et la jonction entre les matériaux.

Dans l'ensemble des simulations présentées ici, le maillage réalisé est affiné au niveau des zones d'intérêt que sont la zone de pompage, l'interface entre les matériaux et de maintien de l'échantillon. Les zones qui présentent peu d'intérêt, comme les mâchoires de refroidissement, ont été maillées grossièrement avec des mailles tétraédriques de taille variable. Dans nos échantillons, à géométries carrés, des mailles hexaédriques régulières de taille caractéristique $T_{maille} = 300$ ou $500 \mu m$ sont utilisées. L'utilisation d'éléments de plus petite taille tend à saturer la mémoire de la machine de calcul. Pour pallier ce problème, plusieurs compromis peuvent être faits. Au niveau du matériau à gain et des interfaces, la taille de maille est divisée par deux dans la direction de propagation du rayon pour affiner la résolution dans cette zone d'intérêt. Pour augmenter le nombre de nœuds d'intégration au cours des différentes étapes du calcul thermomécanique, et ainsi gagner en précision de calcul sans augmenter encore le nombre de mailles, une discrétisation quadratique est également employée dans la résolution des différentes physiques.

1.3.2. Résolution et discrétisation temporelles

Dans le cadre du calcul thermique par lequel débute le modèle, nous proposons deux approches différentes. La première consiste à tenir compte de la dépendance temporelle de la température et du terme source thermique dans l'équation de la chaleur. Elle permet d'étudier le régime transitoire que traduit la montée en température de l'échantillon lors du pompage. Dans ce cas, le terme source thermique, que nous détaillerons ensuite dans la partie Chapitre I2.1.1, présente une contribution temporelle qui porte une impulsion de durée τ_p et périodique à une cadence de pompage f_p variant de 1 à 10 Hz. Pour discrétiser au mieux la résolution en temps, la différence d'ordres de grandeur entre la durée et la période du pompage impose d'affiner cette discrétisation au niveau des fronts d'impulsion pompe de manière à les résoudre plus précisément. Ainsi, comme illustré sur la **FIGURE III-5**, un pas de discrétisation temporelle plus fin est adopté sur ces intervalles de temps. La relaxation thermique du matériau amplificateur étant pour sa part un processus lent devant le processus de pompage du milieu, un pas plus important est choisi pour gagner en temps de résolution.

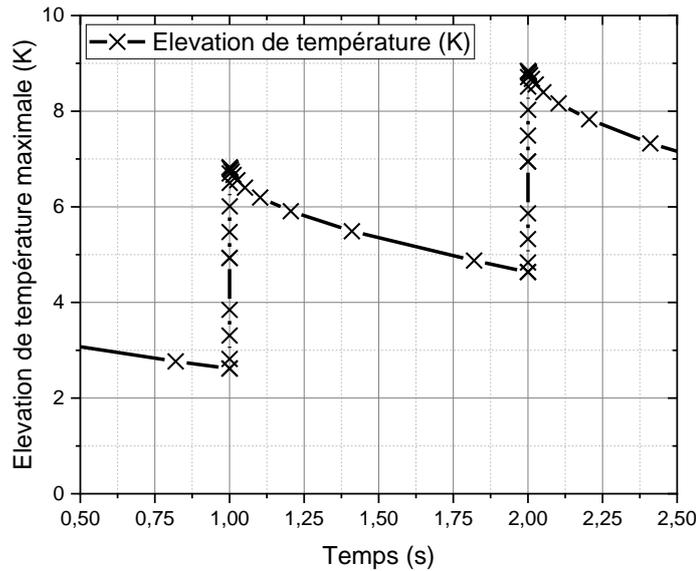


FIGURE III-5 : Évolution temporelle de l'élévation de température maximale dans un barreau amplificateur. Chaque croix correspond à une valeur ponctuelle de température. On remarque leur espacement réduit au niveau des fronts de montée des impulsions de pompage.

Une seconde approche de résolution de l'équation de la chaleur, dite stationnaire ou indépendante du temps, ne tient pas compte de la contribution temporelle du terme source thermique. Étant donné que nos caractérisations expérimentales ont été effectuées une fois le régime stationnaire atteint, nous nous placerons dans le cadre de cette résolution pour la majeure partie des simulations réalisées. Par rapport à une résolution temporelle, le gain de temps de calcul est conséquent en considérant cette hypothèse. Typiquement, pour une centaine de milliers de mailles générées au niveau de l'échantillon et une discrétisation quadratique du problème thermique, une résolution stationnaire de l'équation de la chaleur dure 15 minutes comparées à 7 heures pour la résolution temporelle sur une durée caractéristique d'étude temporelle (soit de pompage) de 120 s.

Pour la suite du déroulement du calcul, comprenant les étapes de calcul mécanique et optique, la solution thermique retenue est celle issue d'une résolution stationnaire. La mécanique et la thermique étant découplées dans notre modèle, la distribution de température permet d'obtenir en peu d'itérations une évaluation des déformations et des contraintes par une résolution de la loi de Hooke indépendante du temps. Les distributions de température ainsi que les tenseurs de contraintes et déformations à l'état stationnaire deviennent ensuite les données d'entrée pour le calcul de déformation du front d'onde. Le calcul de front d'onde, qui repose en partie sur un principe de propagation d'une grille de rayons, fait intervenir un nouveau solveur temporel qui peut s'interpréter comme la durée de propagation des rayons. Son paramétrage dépend directement de la distance à parcourir dans l'échantillon et de la discrétisation en pas spatial du tracé de rayons.

2. Modélisation du dépôt thermique induit par pompage

Dans un premier temps, à partir des conditions et des paramètres décrits auparavant, l'équation de la chaleur est résolue de manière à obtenir une distribution de la température pour des conditions de pompage données. De prime abord, nous discutons du résultat obtenu à l'issue d'une résolution temporelle. Ensuite, nous comparons l'élévation de température obtenue numériquement pour un ensemble d'échantillons et des mêmes conditions de pompage.

2.1. Conditions et paramètres de calcul du dépôt thermique

Pour la résolution de l'équation de la chaleur, nous articulons notre discussion autour de deux éléments : la définition du terme source et l'établissement d'un jeu de conditions représentatif de nos conditions expérimentales.

2.1.1. Définition du terme source thermique volumique

Comme nous avons pu le voir au cours du Chapitre II, le terme source thermique est exprimé à l'aide de paramètres dépendant du matériau à gain d'une part, comme son absorption ou sa fraction thermique, et d'autre part en connaissant les caractéristiques spatiale et temporelle de la source de pompage utilisée. Ce terme source décrit alors le dépôt thermique au sein du matériau à gain. La **FIGURE III-6** illustre le volume du matériau à gain pompé et définit les grandeurs géométriques associées.

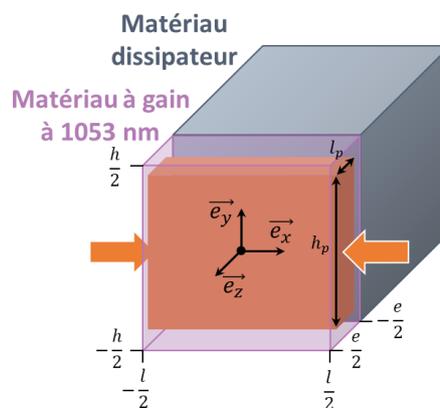


FIGURE III-6 : Représentation schématique du volume de matériau à gain pompé dans un assemblage. Le matériau à gain d'un échantillon est centré en $(0,0,0)$.

Le dépôt thermique peut être développé analytiquement en introduisant plusieurs fonctions chacune associée à une des caractéristiques précédemment énoncées. Comme nous l'avons vu auparavant, la puissance absorbée d'un faisceau de pompe se propageant dans le matériau amplificateur est décrite à l'aide d'une loi d'absorption de Beer-Lambert :

$$P_{abs}(x) = P_p(1 - e^{-\alpha_{abs}x}) \quad (\text{III-1})$$

Où P_p est la puissance moyenne de pompage incident et α_{abs} le coefficient d'absorption non saturée du matériau à gain. La puissance moyenne de pompage est décrite dans le cas d'un pompage impulsif avec des impulsions d'énergie E_p , de durée τ_p émises à une cadence de pompage f_p . En rappelant la fraction thermique η_{th} introduite au Chapitre I -2.1.2, la puissance thermique induite s'exprime dans la direction \vec{e}_x :

$$Q_x(x) = \eta_{th} \left(\frac{dP_{abs}(x + \frac{l}{2})}{dx} + \frac{dP_{abs}(-x + \frac{l}{2})}{dx} \right) = \eta_{th} P_p \left(e^{-\alpha_{abs}(x + \frac{l}{2})} + e^{-\alpha_{abs}(-x + \frac{l}{2})} \right) \quad (\text{III-2})$$

Ce terme tient compte des propriétés issues de l'étude spectroscopique discutée au cours du Chapitre I2.1, comme l'absorption et la fraction thermique. La **FIGURE III-7 (a)** illustre la loi d'absorption pour le Nd,Lu:CaF₂ et le LG-770 en fonction de l'épaisseur pompée dans le cas d'un pompage bilatéral à 797 nm. Par ailleurs, nous avons pu caractériser le profil obtenu en sortie du système de mise en forme spatiale présenté dans le Chapitre II -1.4. Celui-ci peut être approximé par un produit de fonctions super-gaussiennes de largeurs l_p et h_p et d'ordres déterminés dans le chapitre précédent :

$$Q_{yz}(y, z) = e^{-\left(\frac{2y}{h_p}\right)^8} e^{-\left(\frac{2z}{l_p}\right)^4} \quad (\text{III-3})$$

Le profil spatial obtenu est illustré en **FIGURE III-7 (b)**. Le pompage est réalisé par des diodes en régime impulsionnel avec une durée d'impulsion τ_p et une cadence f_p (ou de période T_p). Ce terme intervient dans le terme source uniquement lorsqu'on se place dans le cas d'une résolution temporelle de l'équation de la chaleur. Le profil temporel d'une impulsion est défini analytiquement par une fonction super-gaussienne d'ordre 8 :

$$Q_t(t) = e^{-\left(\frac{2(t-\tau_p)}{\tau_p}\right)^8} \quad (\text{III-4})$$

Le profil d'une impulsion ainsi définie ainsi qu'un train d'impulsions pompe à une cadence de 3 Hz sont respectivement illustrés en **FIGURE III-7 (c) et (d)**.

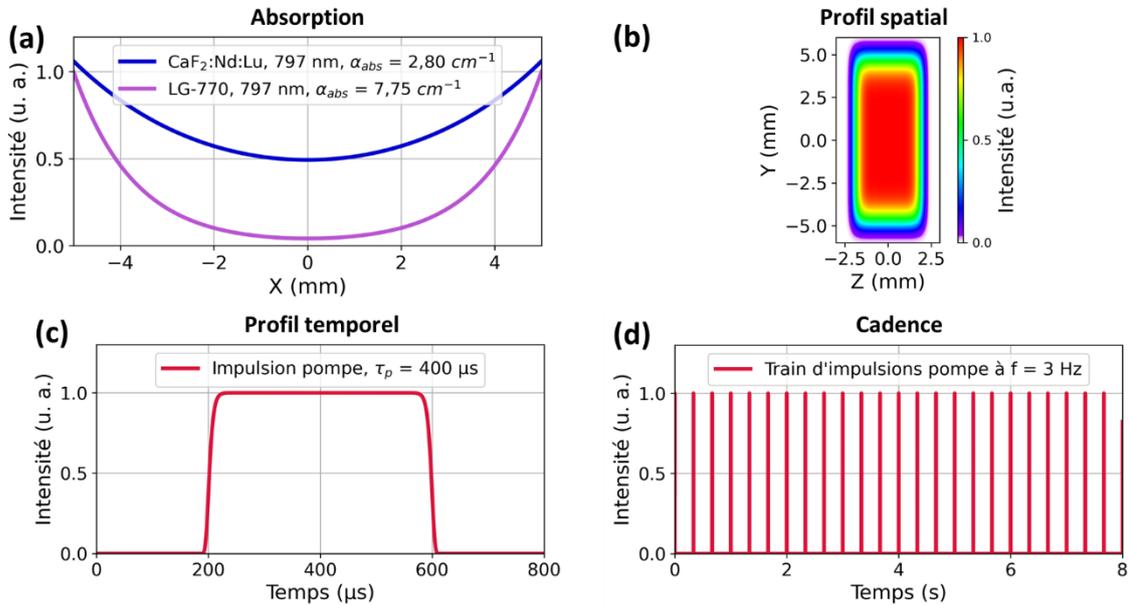


FIGURE III-7 : Caractéristiques du terme source thermique volumique pour la résolution de l'équation de la chaleur. **(a)** Loi d'absorption de Beer-Lambert pour le verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 et le Nd,Lu:CaF₂ en pompage bilatéral à 797 nm. **(b)** Profil spatial type d'un des faisceaux de pompe. **(c)** Profil temporel d'une impulsion pompe d'une durée de 400 µs et **(d)** train d'impulsions pour un pompage récurrent à 3 Hz (considérés pour la résolution temporelle seulement).

Enfin, une expression analytique du terme source associé à une impulsion pompe d'énergie E_p est déterminée en tenant compte de l'ensemble de ces contributions :

$$Q_{th}(x, y, z, t) = \frac{\eta_{th} E_p}{S_p S_t} \alpha_{abs} \left(e^{-\alpha_{abs}(x+\frac{l}{2})} + e^{-\alpha_{abs}(-x+\frac{l}{2})} \right) e^{-\left(\frac{2y}{h_p}\right)^8} e^{-\left(\frac{2z}{l_p}\right)^4} e^{-\left(\frac{2(t-\tau_p)}{\tau_p}\right)^8} \quad (III-5)$$

Où S_p est la surface du faisceau de pompe et S_t l'intégrale temporelle de l'impulsion. Ces deux constantes sont définies chacune par :

$$S_p = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{2y}{h_p}\right)^8} e^{-\left(\frac{2z}{l_p}\right)^4} dydz \quad (III-6)$$

$$S_t = \int_0^{\tau_p} e^{-\left(\frac{2(t-\tau_p)}{\tau_p}\right)^8} dt \quad (III-7)$$

Ce terme source volumique thermique est défini analytiquement à partir de l'ensemble des propriétés nommées. Dans le cas d'une résolution stationnaire de l'équation de la chaleur, on omet sa contribution temporelle et la constante associée. Le **TABLEAU III-2** résume l'ensemble des paramètres à injecter dans l'expression analytique du terme source thermique du modèle numérique.

Paramètre (Unité)	4,5%Nd:Verre LG-770	0,5%Nd:5%Lu:CaF2
Energie de pompe E_p (J)	1	
Cadence de pompage f (Hz)	1 à 10	
Durée d'impulsion de pompe τ_p (μs)	400	
Largeurs à mi-hauteur du profil de pompe $l_p \times h_p$ (mm^2)	3,5 \times 8	
Fraction thermique η_{th} (%)	25,0	33,6
Absorption à 797 nm α_{abs} (cm^{-1})	7,75	2,80

TABLEAU III-2 : Paramètres du terme source. La fraction thermique et l'absorption sont données pour une longueur d'onde de pompage à 797 nm pour les deux matériaux à gain étudiés.

Les quatre premiers paramètres sont directement donnés par les caractéristiques des diodes de pompe et le profil spatial du faisceau de pompe donnés dans la partie Chapitre II.4. En outre, les valeurs d'absorption ont été calculées et vérifiées expérimentalement par mesure de fluorescence dans nos échantillons. Il reste la fraction thermique, dont une évaluation en posant plusieurs hypothèses simplificatrices a été proposée dans le Chapitre I. Il s'agit du paramètre avec lequel il sera possible de recaler le calcul thermique du modèle numérique en comparant la température calculée avec des mesures de température « absolue » réalisée après étalonnage de la caméra thermique, comme expliquée dans le Chapitre II.

2.1.2. Conditions aux limites et aux frontières

Au cours de la résolution de l'équation de la chaleur, outre le terme thermique décrit auparavant, il est important de définir un jeu de conditions aux limites raisonnables pour notre problème :

- L'échantillon, les mâchoires de refroidissement et l'air ambiant sont à une **température constante** de 20°C.
- On suppose un **contact thermique** entre l'échantillon et chaque mâchoire assuré par l'intermédiaire d'une feuille d'indium d'une épaisseur de 200 μm, qui n'est pas maillée dans la géométrie.
- La paroi interne du circuit d'eau de chaque mâchoire est maintenue à une température constante de 20°C pour modéliser la condition de refroidissement active sans ajouter de circulation de liquide au modèle.
- Le contact entre les matériaux d'un assemblage est supposé parfait.
- Enfin, la surface externe de l'échantillon est en contact avec l'air et soumis à un échange convectif avec celui-ci avec un coefficient $h = 10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$. Ce phénomène a néanmoins un impact faible devant le transfert de chaleur par conduction entre l'échantillon et les mâchoires.

2.1.3. Paramètres matériaux pour la modélisation thermique

L'ensemble des paramètres matériaux nécessaires à la résolution de l'équation de la chaleur sont résumés dans le **TABLEAU III-3**. En plus de ces paramètres, les valeurs de diffusivité thermique et de temps caractéristique de diffusion thermique ont été calculés à partir de ces mêmes paramètres. Leurs valeurs sont données à température ambiante. Dans le modèle, nous faisons l'approximation que ces propriétés, et en particulier la conductivité thermique, sont indépendantes de la température.

Paramètre (Unité)	Nd:Verre LG-770*	α-SiO ₂		MgO	Nd,Lu: CaF ₂	CaF ₂
		∥ \vec{c}	⊥ \vec{c}			
Références	[Davis et al. 2014]	[Sawyer Technical Materials s. d.]		[Adachi 2004]	[Normani 2017]	[Druon et al. 2011]
Conductivité thermique $k_{th} (\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	0,57	10,7	6,21	42	3,57	9,7
Chaleur spécifique $C_p (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3})$	770	787		962	840	
Densité volumique $\rho (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	2590	2648		3580	3180	
Diffusivité thermique $\alpha (10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1})^*$	2,9	51,3	29,8	122,0	13,1	36,4
Temps caractéristique de diffusion thermique $\tau_{th} (\text{s})$	174,9	9,7	16,8	4,1	38,3	13,8

TABLEAU III-3 : Propriétés thermiques des matériaux à gain (en rose) et dissipateurs (en bleu-gris) injectées dans la simulation pour la résolution de l'équation de la chaleur. *La diffusivité thermique est calculée à partir de la formule $\alpha = \frac{k_{th}}{\rho C_p}$.

2.2. Résolution thermique et validation expérimentale

Une fois les conditions et les paramètres matériaux nécessaires à l'étude thermique des milieux amplificateurs établis, nous faisons usage du modèle pour discuter dans un premier temps du comportement thermique de nos échantillons. De prime abord, nous étudions

le régime transitoire thermique de nos échantillons. Ensuite, nous comparons la distribution et la valeur de l'élévation de température calculée dans nos différents échantillons. Enfin, il sera intéressant de vérifier que notre modèle décrit bien le comportement relatif de chaque échantillon en le comparant à des mesures thermiques présentées dans le Chapitre III.

2.2.1. Etude du régime transitoire thermique

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'étude du régime thermique transitoire de différents échantillons. En tenant compte de la dépendance temporelle du terme source et de la fonction de température, l'équation de la chaleur est résolue sur un intervalle de temps de 120 s pour un pompage impulsif de 2 J à une cadence de 3 Hz. Nous choisissons de restreindre la discussion à un barreau de verre dopé au Néodyme de 25 mm d'épaisseur et à un assemblage MgO||LG-770||MgO. L'élévation de température maximale décrite dans la **FIGURE III-8** pour chaque échantillon illustre bien la loi en exponentielle saturante caractéristique de l'atteinte du régime stationnaire.

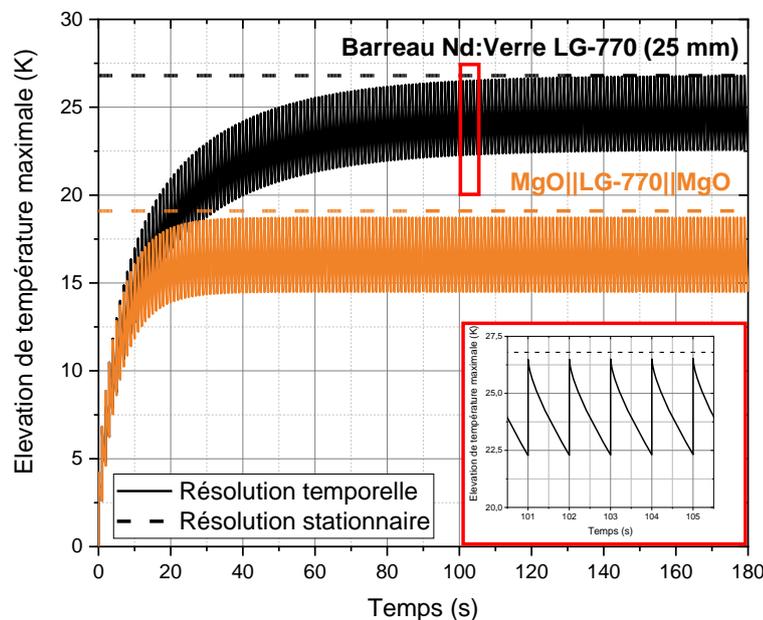


FIGURE III-8 : Evolution temporelle de l'élévation de température maximale pour un pompage de $2 \times 1 J$ à 1 Hz dans un barreau de LG-770 de 25 mm d'épaisseur (noir) SiO_2 et un barreau assemblé MgO||LG-770||MgO (orange). En pointillé, la valeur d'élévation de température maximale obtenue par une résolution stationnaire de l'équation de la chaleur. (Insert) Incréments de température induits par chaque impulsion successive lors du pompage.

L'élévation de température obtenue une fois le régime stationnaire atteint est plus faible dans le cas d'un barreau amplificateur assemblé. En outre, le régime transitoire est atteint plus rapidement dans le cas de l'assemblage. Il est intéressant de discuter de la durée caractéristique du régime transitoire pour l'interpréter. La durée caractéristique du régime transitoire, ou encore temps caractéristique de diffusion thermique, noté τ_{th} , est associée à la loi exponentielle saturante $e^{-\frac{t}{\tau_{th}}}$ qui décrit la montée en température de l'échantillon. Ce temps est relié aux propriétés du matériau et est indépendant. Comme décrit par le graphique inséré sur la **FIGURE III-8**, chaque impulsion de pompe est suivie d'une brève décroissance associée à l'extraction de la chaleur du milieu entre deux impulsions de pompage. En arrêtant le pompage, le refroidissement serait décrit par une exponentielle

décroissante de même temps caractéristique. Le régime stationnaire est atteint à différents instants pour chaque échantillon, ce qui s'explique par la diffusivité thermique différente pour chaque matériau mis en jeu.

Pour des longueurs caractéristiques de propagation de la chaleur correspondant à la largeur et à la mi-hauteur¹⁴ de l'échantillon l et $\frac{h}{2}$, et à partir des valeurs de diffusivité calculées dans le **TABLEAU III-3**, on exprime le temps caractéristique de diffusion thermique τ_{th} :

$$\tau_{th} = \frac{l \times h}{2\alpha_{th}} \quad (\text{III-8})$$

D'après les valeurs calculées dans le **TABLEAU III-3**, le temps caractéristique de diffusion thermique pour un milieu composé de verre dopé au Néodyme LG-770 est de l'ordre de 180 s, ce qui entre en bon accord avec le régime transitoire décrit par la résolution numérique. Concernant l'échantillon composé de LG-770 et de cristaux dissipateurs de MgO, le régime transitoire plus court peut être interprété en ramenant la valeur de diffusivité thermique à la fraction qu'occupe chaque matériau dans l'échantillon assemblé. Pour un volume total de $10 \times 10 \times 25 \text{ mm}^3$, les deux cristaux dissipateurs de 10 mm d'épaisseur occupent 80% du volume de l'échantillon. À partir des valeurs tabulées dans le **TABLEAU III-3**, on estime alors un temps thermique caractéristique de 38,2 s pour l'assemblage MgO||LG-770||MgO. Enfin, dans chaque cas, l'élévation de température maximale obtenue une fois le régime transitoire atteint est très proche de celle calculée par une résolution de l'équation de la chaleur indépendante du temps (en pointillé sur la **FIGURE III-8**).

Pour approfondir l'étude du régime transitoire, nous avons également comparé l'évolution temporelle de la température mesurée et obtenue par résolution temporelle pour un assemblage de $\alpha\text{-SiO}_2$ ||LG-770|| $\alpha\text{-SiO}_2$. En employant la même approche que pour l'assemblage en verre dopé et en MgO, le temps de diffusion thermique caractéristique de l'assemblage de verre et de $\alpha\text{-SiO}_2$ est évalué à 42,8 s à partir des valeurs tabulées, ce qui est en bon accord avec la durée du régime transitoire obtenu expérimentalement et numériquement sur la **FIGURE III-9**. De plus, on observe un bon accord entre la mesure et la simulation sur cette durée. D'après la figure en insert, l'amplitude des oscillations de température décrites par le pompage récurrent à 1 Hz est du même ordre de grandeur entre la mesure et la simulation.

¹⁴ Cette valeur décrit la distance entre le point le plus chaud (le centre du faisceau de pompe) et le plus froid (la mâchoire de refroidissement basse ou haute) sur chaque face latérale pompée.

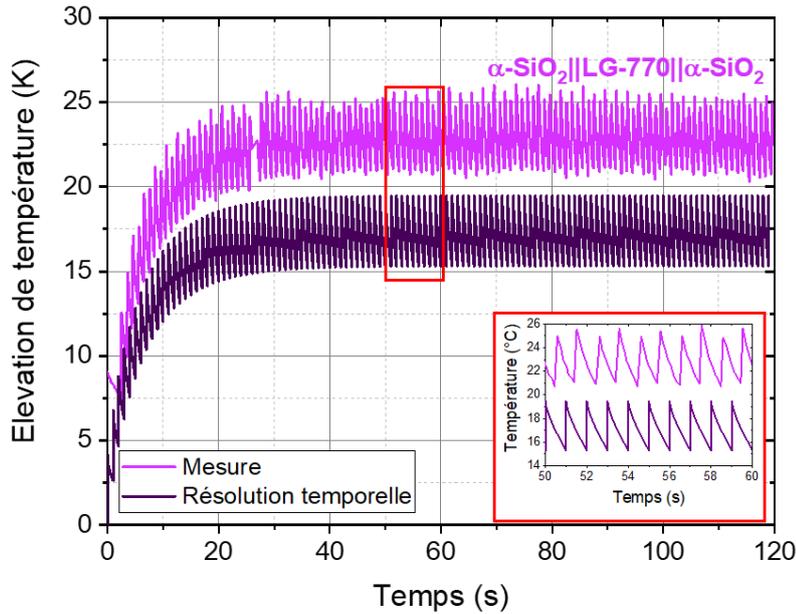


FIGURE III-9 : Évolution temporelle de l'élévation de température mesurée (rose) et simulée (violet) pour un pompage de $2 \times 1 \text{ J}$ à 1 Hz dans le barreau assemblé $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$. Pour faciliter la lecture et comparer les durées d'établissement du régime thermique, la courbe expérimentale est translatée. (Insert) Incréments de température induits par chaque impulsion successive du pompage sur 10s.

2.2.2. Distribution de l'élévation de température

La résolution de l'équation de chaleur permet d'évaluer l'élévation de température maximale en tout point du barreau amplificateur. Présentement, nous proposons ici de décrire la distribution de température obtenue dans différents échantillons. La **FIGURE III-10** illustre la distribution de température dans trois échantillons pompés transversalement par diodes : un cube de LG-770 de 10 mm d'épaisseur, un barreau de LG-770 de 25 mm et un assemblage $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$ de mêmes dimensions.

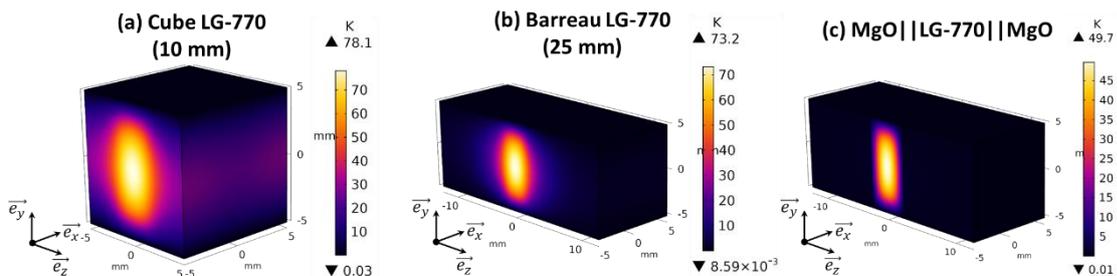


FIGURE III-10 : Distribution de température à l'issue de la résolution stationnaire de l'équation de la chaleur pour un pompage de 2 J à une cadence de 3 Hz dans (a) un cube de LG-770 de 10 mm d'épaisseur, (b) un barreau de LG-770 de 25 mm d'épaisseur et (c) dans un barreau assemblé $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$.

Tout d'abord, on constate une nette diminution, de l'ordre de 33%, de l'élévation de température dans l'échantillon assemblé par rapport au cube et au barreau pour des mêmes conditions de pompage et un même matériau à gain. Le cube présente une élévation de température légèrement supérieure à celle du barreau, ce qui peut s'expliquer par le fait que sa surface de contact avec les mâchoires de refroidissement est réduite. Par ailleurs, on constate une discontinuité du gradient thermique au niveau de la frontière entre les matériaux : cela s'explique par la différence de conductivité thermique entre le MgO et le LG-770.

On peut maintenant s'intéresser au gradient thermique transverse vu par un faisceau se propageant dans le barreau amplificateur. Celui-ci est directement associé à la déformation du front d'onde par l'intermédiaire du coefficient thermo-optique. La **FIGURE III-11** présente, l'élévation de température dans le plan transverse au centre de chaque échantillon.

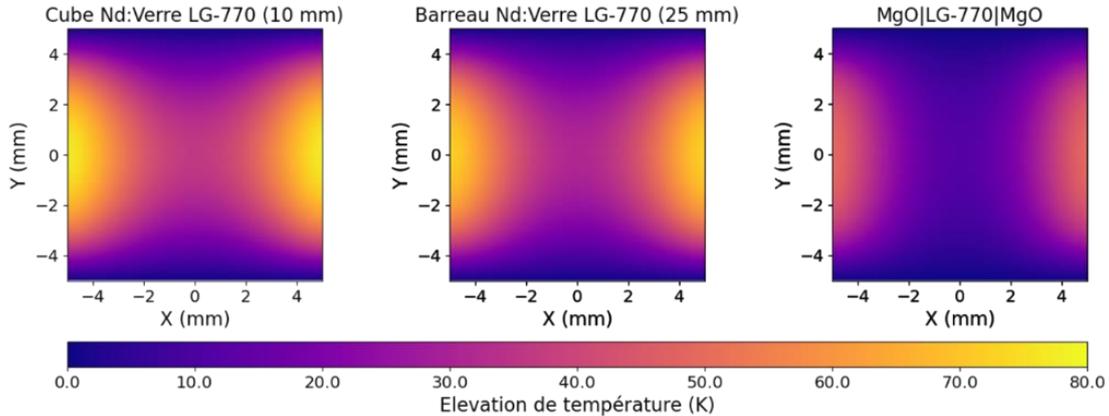


FIGURE III-11 : Cartographies de l'élévation de température au centre (de gauche à droite) d'un cube (10 mm) et d'un barreau (25 mm) de Nd:Verre et d'un échantillon assemblé MgO||LG-770||MgO. L'échelle de température a été homogénéisée entre les trois coupes.

Conformément à la figure précédente, l'élévation de température subie par le LG-770 dans l'échantillon assemblé est 1,5 fois plus faible que dans les échantillons témoins. Un autre bénéfice de l'assemblage est que le gradient thermique transverse est moins important, au point que le centre de la cartographie voit une élévation de température quasiment nulle.

2.2.3. Validation expérimentale de la modélisation thermique

La **FIGURE III-12** illustre l'évolution de la température en fonction de la puissance moyenne de pompage calculée numériquement et comparée aux échantillons étudiés expérimentalement dans le Chapitre II. Pour rappel, les valeurs numériques et expérimentales sont relevées au niveau de la face latérale de l'échantillon, par laquelle le faisceau de pompe se propage dans l'échantillon et où l'absorption est maximale. Les mesures de température ont été réalisées sans étalonnage préalable de l'émissivité des matériaux, par conséquent, il s'agit présentement de comparer le comportement thermique relatif observé expérimentalement entre chaque échantillon et celui décrit par le modèle numérique.

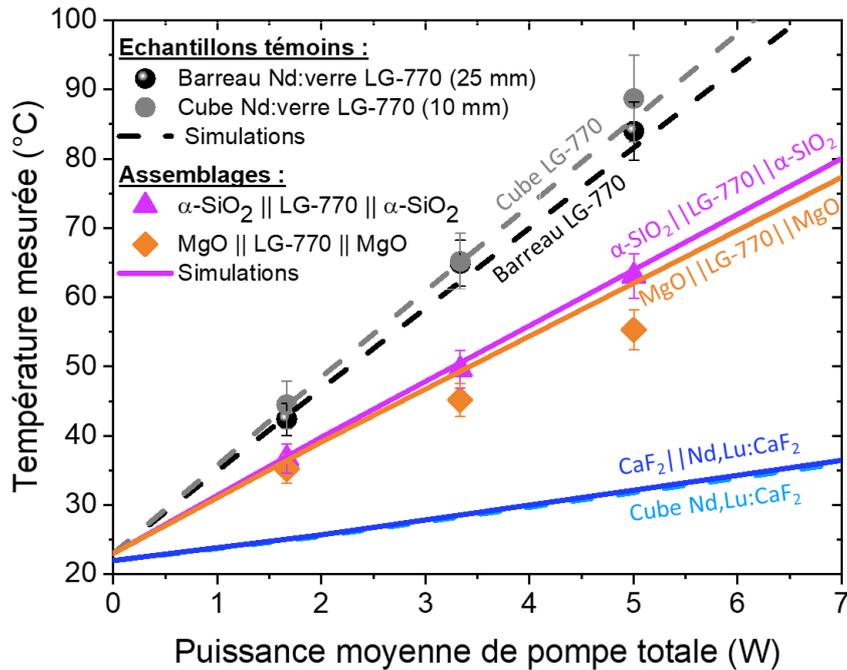


FIGURE III-12 : Évolution de la température en fonction de la puissance de pompage moyenne totale dans quatre échantillons à base de verre phosphate dopé au Néodyme. Les mesures sont représentées par des points et les simulations pour des lignes en pointillés. Les simulations pour le cube de Nd,Lu:CaF₂ (pointillé, bleu clair) et l'échantillon assemblé CaF₂|| Nd,Lu:CaF₂ (trait plein, bleu foncé) sont également présentées.

La tendance observée par les expériences et le modèle décrit bien une évolution linéaire de la température avec la puissance déposée dans le matériau à gain comme attendu. On constate une nouvelle fois que le modèle rend bien compte d'une meilleure extraction thermique dans les échantillons assemblés par rapport aux échantillons témoins, ce qui avait été observé expérimentalement dans la partie 3.1.1 du Chapitre II. Concernant les échantillons témoins, on avait remarqué que l'élévation de température était légèrement plus faible dans un barreau que dans un cube, ce qui pouvait s'expliquer par une plus grande surface de contact avec les mâchoires de refroidissement. Quant aux échantillons assemblés, l'extraction de la chaleur est d'autant plus efficace que la conductivité thermique du dissipateur est importante, à l'image du MgO. Nous retrouvons bien ces deux tendances avec le modèle. Enfin, pour aller un peu plus loin, on peut s'intéresser à la prédiction du modèle par rapport aux échantillons à base de Nd,Lu:CaF₂. On constate que l'élévation de température est plus faible, ce qui s'explique par la conductivité thermique du matériau à gain 8 fois plus importante que celle du verre. Le modèle ne semble pas mettre en évidence une réduction notable du refroidissement entre un cristal de Nd,Lu:CaF₂ et un assemblage de Nd,Lu:CaF₂ et de CaF₂.

3. Déformations et contraintes induites par dilatation thermique

L'échauffement généré par le pompage est inhomogène dans le matériau. Cette élévation et sa distribution inéquitable dans le volume de l'échantillon sont responsables de l'apparition du tandem contraintes et déformations par l'intermédiaire de la dilatation thermique. Nous nous intéressons aux conditions que l'on peut poser pour obtenir une distribution de ces deux grandeurs mécaniques. En particulier, nous proposons dans cette discussion de s'intéresser à deux jeux de conditions physiques dont on pourra discuter de la validité au cours de la présentation des résultats de modélisation.

3.1. Conditions et paramètres mécaniques

3.1.1. Conditions sur la mécanique : le cas idéal

Dans ce cas, on considère le maintien parfait de l'échantillon, c'est-à-dire que le système de maintien n'induit aucune contrainte dans l'échantillon. Les seules contraintes instaurées seront celles d'origine thermique, qui seront associées au gradient de déformation induit par dilatation thermique de l'échantillon. Cette hypothèse suppose par conséquent que le système de maintien n'interagit pas mécaniquement avec l'échantillon.

- À l'état initial, l'échantillon est supposé sans contrainte et sans déplacement initial.
- Le calcul de mécanique dans le cas idéal s'effectue uniquement dans l'échantillon en appliquant une condition volumique de type « **attache par ressort** ». Elle fournit une stabilité mécanique au composant en fixant ses degrés de liberté mécaniques (translation, rotation). L'intérêt de ce type de condition dans un problème thermomécanique est de fournir des conditions initiales robustes pour que le calcul converge sans devoir définir des points, arêtes ou frontières avec un déplacement nul ou contraint. Ce dernier type de conditions génère souvent un biais sur la déformation du composant ou encore des singularités mécaniques qui s'illustrent par la présence de contraintes très fortes localisées au niveau d'une arête vive.
- Le contact entre les matériaux d'un assemblage est supposé parfait.
- Enfin, toutes les autres faces d'un échantillon sont libres de se déformer.

3.1.2. Paramètres mécaniques

Un point important pour modéliser le comportement mécanique d'un échantillon concerne le choix des paramètres matériaux à fournir au logiciel. En effet, les précédents travaux effectués à l'aide de logiciel de calculs en éléments finis sur des matériaux amplificateurs amorphes ou cubiques, font uniquement usage du module de Young E et du coefficient de Poisson ν [Bernerd et al. 2020; Stoffel et al. 2019], qui à eux deux suffisent à décrire les composantes du tenseur d'élasticité d'un matériau considéré comme isotrope¹⁵. Cependant, nous faisons intervenir dans notre étude des matériaux de classe

¹⁵ Pour un matériau cubique, comme le CaF_2 et le MgO , cette hypothèse est réductrice car leur tenseur s'exprime non pas à l'aide de deux mais de trois composantes indépendantes. A ce titre, le

structurale plus complexe, comme le cristal trigonal quartz- α . De plus, pour en revenir au cas d'un cristal cubique, celui-ci présente des propriétés mécaniques directement associées à son orientation cristalline. À ce titre, il devient judicieux, au regard du modèle numérique, de tenir compte de l'anisotropie mécanique de certains matériaux utilisés dans nos modèles.

Dans l'environnement de modélisation COMSOL, il est possible de définir un comportement anisotrope pour un matériau donné. Cette écriture fait typiquement intervenir, pour des propriétés comme le coefficient de dilatation thermique, un tenseur de rang 2 pour exprimer cette anisotropie. Par exemple, dans le cas de quartz- α , on suppose que le coefficient de dilatation thermique prend deux valeurs : une première valeur correspondant à une orientation selon son axe principal \vec{c} (colinéaire à la direction de propagation du faisceau laser) et une autre dans son plan transverse. Pour ce qui est de la rigidité d'un matériau anisotrope, il est possible de faire intervenir le tenseur des rigidités exprimé dans la notation de Voigt au sein du modèle. La littérature nous permet aujourd'hui de connaître la forme qu'il présente, mais également les valeurs de ses éléments. Nous rappelons ici la forme des tenseurs utilisés pour nos différents modèles.

- Amorphe : verre [Timoshenko et al. 1970]

$$\bar{\bar{C}} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & & & \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & & (0) & \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & & & \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & (0) & & 0 & C_{44} & 0 \\ & & & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{III-9})$$

Avec $C_{11} = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$; $C_{12} = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ et $C_{44} = \frac{E}{2(1+\nu)}$.

- Cubique $Fm\bar{3}m$ orienté [001] : MgO, CaF₂ [Nye 1985]

$$\bar{\bar{C}} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & & & \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & & (0) & \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & & & \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & (0) & & 0 & C_{44} & 0 \\ & & & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{III-10})$$

- Trigonal $P\bar{3}2$: α -SiO₂ (quartz- α) [Nye 1985]

$$\bar{\bar{C}} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{14} & C_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{III-11})$$

module de Young d'un matériau cubique est susceptible de présenter différentes valeurs selon son orientation considérée.

Chaque coefficient C_{ij} est donné dans le **TABLEAU III-4** avec les valeurs du coefficient de dilatation thermique, du module de Young et du coefficient de Poisson trouvés dans la littérature pour les différents matériaux utilisés dans notre étude.

Paramètre (Unité)	Nd:Verre LG-770*	α -SiO ₂		MgO	Nd,Lu: CaF ₂	CaF ₂
		$\parallel \vec{c}$	$\perp \vec{c}$			
Références	[Davis et al. 2014]	[Heyliger et al. 2003]		[Adachi 2004]	[Druon et al. 2011]	
Module de Young E (GPa)	47,3	102,8	79,4	249	146,3 [001]	
Coefficient de Poisson ν	0,25	0,08	0,24	0,26	0,26	
Coefficient de dilatation thermique α_{th} ($10^{-6}K^{-1}$)	13,37	7,97	13,36	10,8	18,9	
Coefficients C_{ij} (GPa) du tenseur des rigidités	$C_{11} = 56,7$ $C_{12} = 18,9$ $C_{44} = 18,9$	$C_{11} = 87,3$ $C_{12} = 6,6$ $C_{13} = 12$ $C_{33} = 105,8$ $C_{14} = -17,2$ $C_{44} = 57,2$		$C_{11} = 294$ $C_{12} = 93$ $C_{44} = 155$	$C_{11} = 165,3$ $C_{12} = 44,5$ $C_{44} = 33,8$	

TABLEAU III-4 : Valeurs des paramètres mécaniques des matériaux à gain (en rose) et des cristaux dissipateurs (en bleu-gris) injectées dans le modèle numérique pour calculer la distribution des contraintes et des déformations.

3.2. Distribution des contraintes thermiques

Les contraintes induites par dilatation thermique sont déterminées en résolvant l'équation de Hooke et en supposant, à l'état initial, qu'aucune contrainte interne n'existe dans l'échantillon. Avant de s'intéresser au poids de chacun des termes du tenseur des contraintes dans nos échantillons, il est intéressant de les évaluer globalement en employant un critère d'évaluation des contraintes : le critère de Von Mises.

3.2.1. Contraintes de Von Mises dans l'échantillon

Dans nos échantillons, les principales contraintes en jeu sont des contraintes dites de traction ou de compression. Le critère de Von Mises est une grandeur couramment employée dans les modèles de calcul en éléments finis pour permettre d'exprimer une valeur de contraintes globales d'un matériau à comparer à une valeur de contrainte limite du régime élastique d'un matériau donné¹⁶. La **FIGURE III-13** représente les contraintes selon ce critère dans les mêmes échantillons que ceux utilisés pour discuter de la distribution de température précédemment.

¹⁶ Le critère de Von Mises est couramment employé dans les modèles de calculs en éléments finis pour étudier le comportement en contraintes de matériaux ductiles comme des métaux. Une limite de ce critère est que nous étudions ici des matériaux considérés comme fragiles.

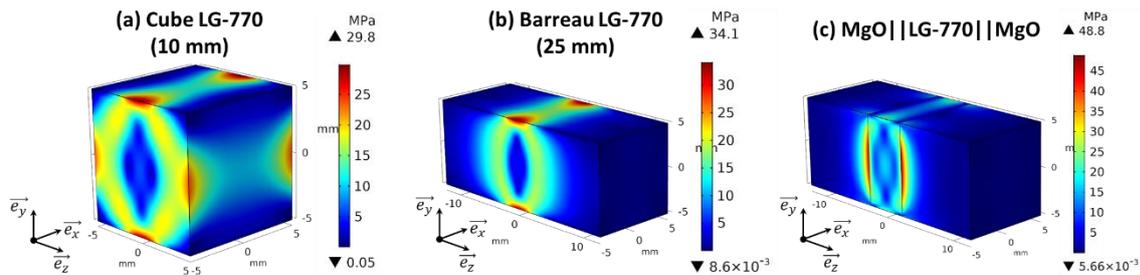


FIGURE III-13 : Répartition des contraintes selon le critère de Von Mises à l'issue du calcul mécanique avec couplage de la dilatation thermique pour un pompage de 2 J à une cadence de 3 Hz dans **(a)** un cube de LG-770 de 10 mm d'épaisseur, **(b)** un barreau de LG-770 de 25 mm d'épaisseur et **(c)** dans un barreau assemblé MgO||LG-770||MgO.

Pour chaque échantillon, des contraintes sont observées au niveau des arêtes supérieures et inférieures des faces latérales pompées. Dans le cube et le barreau de Nd:Verre, un maximum de contraintes de 29,8 MPa et de 34,1 MPa se situe au niveau des arêtes localisées entre les faces latérales pompées et les faces maintenues par les mâchoires de refroidissement. Ces contraintes sont induites par le gradient thermique important entre la zone pompée et les surfaces froides au contact des mâchoires de refroidissement et par le contact d'une arête vive avec la surface de maintien présentée par chaque mâchoire. Dans le cas d'un assemblage MgO||LG-770||MgO, le maximum de contraintes est atteint dans les cristaux dissipateurs au niveau de la jonction entre le verre et chaque cristal. Ces contraintes sont plus importantes que celles localisées au niveau de la surface en contact avec les mâchoires. Il s'agit ici de contraintes induites par la différence de dilatation entre chaque matériau.

Au même titre que la température, ces contraintes tendent à augmenter à fur à mesure que la charge thermique devient plus importante dans le matériau à gain. Il est intéressant de mettre en perspective les valeurs de contrainte obtenues selon ce critère pour des conditions expérimentales connues avec les contraintes limites admissibles pour les différents échantillons mis en jeu. Il est important de noter ici qu'il ne s'agit pas de déterminer des seuils rigoureux de contraintes vérifiés expérimentalement mais plutôt de fixer des ordres de grandeur associés au phénomène de fracture par contraintes thermiques. En effet, nous ne sommes pas en mesure de précisément et expérimentalement quantifier cet effet. De plus, et nous allons le voir ici, ce type d'étude nécessiterait que la qualité de surface de tous les échantillons soit connue et comparable d'un échantillon à un autre.

La tenue à la fracture d'un matériau laser est un problème qui a été sérieusement adressé par Marion au cours des années 80 pour qualifier le phénomène de fracture par choc thermique au sein de plaques amplificatrices laser pompées par lampes flash et refroidies par convection [Marion 1985]. Il exploite deux paramètres aujourd'hui couramment utilisés dans les données d'un matériau optique. Le premier est une figure de mérite, nommée la résistance à la contrainte d'origine thermique, exprimée par [Marion 1987] :

$$R_T = \frac{\sigma_f k_{th}(1 - \nu)}{\alpha_{th} E} \quad (\text{III-12})$$

Où σ_f (MPa) est la contrainte limite de fracture théorique, k_{th} ($W.m^{-1}.K^{-1}$) est la conductivité thermique, ν le coefficient de Poisson, α_{th} (K^{-1}) est le coefficient de dilatation thermique et E (GPa) le module de Young du matériau. En associant la valeur de contrainte à l'élévation de température maximale dans le matériau, ce paramètre permet d'obtenir la charge thermique maximale pour laquelle la fracture n'est pas initiée. En utilisant les valeurs tabulées de R_T , il est donc possible de connaître une valeur théorique de contrainte maximale avant fracture. Cependant, ainsi déterminée, cette valeur seuil ne tient pas compte de la qualité de surface du matériau qui joue un rôle important.

La fracture d'un cristal ou d'un verre, considérés comme des matériaux fragiles, a lieu lorsque la contrainte maximale dépasse une valeur limite nommée contrainte limite de traction σ_{TS} [Chénaïs 2002]. Cette contrainte maximale en traction est couramment associée à sa constante de résistance à la fracture, ou ténacité, K_{IC} (MPa.m^{1/2}). Il s'agit d'un deuxième paramètre qui caractérise la résistance à la fracture d'un matériau, cette fois-ci en fonction d'une taille caractéristique d'un défaut de surface, typiquement une micro-fracture sous-surfacique. Ce paramètre de résistance à la fracture traduit la concentration de contrainte induite par cette micro-fracture sur la surface subissant le chargement. On comprend dans cette définition que la contrainte limite de fracture est fortement liée à la qualité de la surface, et typiquement de son polissage¹⁷. En réutilisant le formalisme employé par Marion [Marion 1987], l'expression de la résistance à la fracture s'écrit :

$$\sigma_{TS} = Y \frac{K_{IC}}{\sqrt{a}} \tag{III-13}$$

Où a est le demi petit-axe d'une micro-fracture de forme elliptique et Y une constante associée à la forme de la fracture, proche de l'unité. Cette formule montre bien une diminution de la limite de contrainte admissible par un matériau avec une augmentation de la taille du défaut. En supposant une profondeur de micro-fracture de l'ordre de 100 μm et une constante $Y = 1$, le **TABLEAU III-5** renseigne les valeurs de ténacité et de résistance aux contraintes thermiques données dans la littérature ainsi que les valeurs de contrainte limite à la fracture calculées à partir de chaque expression.

Paramètres (unité)	LG-770	α -SiO ₂	MgO	CaF ₂
Références	[Campbell et al. 2010]	[Guzzo et al. 2001]	[Marion 1987]	[Druon et al. 2011]
Paramètre de choc thermique R_T ($W.m^{-1}$)	100	-	-	436
Contrainte limite de fracture σ_f (MPa)	128,3	-	-	157
Résistance à la fracture K_{IC} (MPa.m ^{1/2})	0,48	1,15	2,4	0,74
Contrainte de résistance à la traction σ_{TS} (MPa)	48	115	240	74

¹⁷ Un polissage de meilleure qualité limite l'apparition de défauts de surface. En revanche, certaines fractures sous-surfaciques résiduelles persistent.

TABLEAU III-5 : Paramètre de résistance aux contraintes thermiques, résistance à la fracture et contraintes limites à la fracture calculées pour les matériaux utilisés dans l'étude.

La **FIGURE III-14** illustre désormais l'évolution des contraintes selon le critère de Von Mises de chaque échantillon en fonction de la puissance de pompage et les valeurs seuil calculées à partir de la résistance à la traction dans le **TABLEAU III-5**.

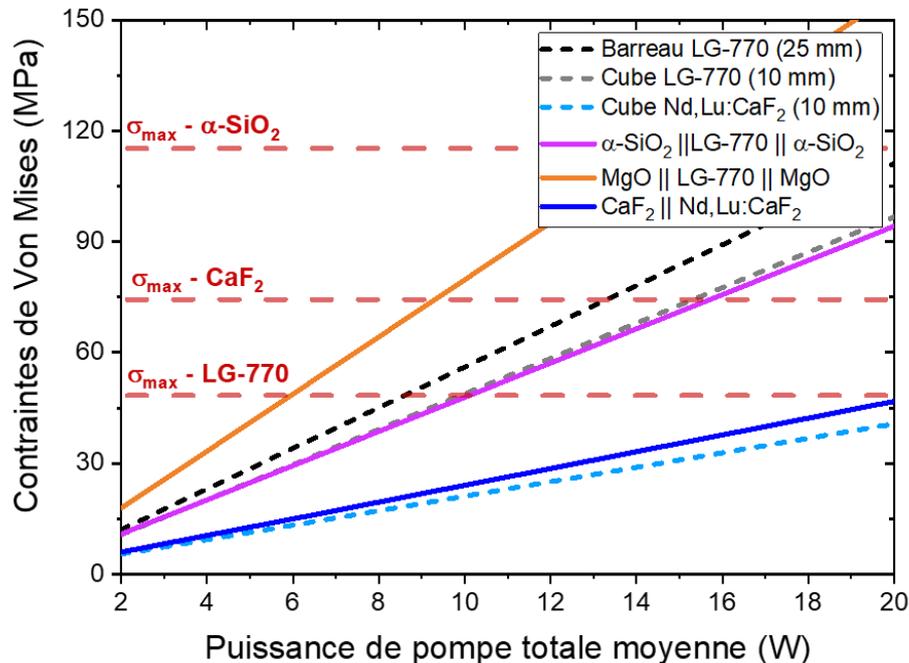


FIGURE III-14 : Evolution des contraintes évaluées selon le critère de Von Mises (simulation) en fonction de la puissance de pompe totale moyenne dans un barreau de Nd:Verre LG-770 de 25 mm d'épaisseur (pointillé, noir), un cube de LG-770 de 10 mm d'épaisseur (pointillé, gris), un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ (trait plein, rose), un assemblage MgO||LG-770||MgO (trait plein, orange), un cube de Nd,Lu:CaF₂ (pointillé, bleu clair) et un assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ (trait plein, bleu foncé). En tirets rouges sont indiquées les contraintes limites de fracture des différents matériaux en jeu calculées dans le **TABLEAU III-5**.

Les contraintes évoluent linéairement avec la puissance thermique déposée dans le matériau à gain. Comme l'illustre les valeurs seuil théoriques de fracture dans le **TABLEAU III-5**, le LG-770 est le premier matériau à atteindre sa valeur limite de contrainte de traction. Dans le cas du cube de LG-770 et de l'assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂, cette valeur est atteinte pour un chargement thermique similaire, correspondant à une puissance de pompe moyenne de 10 W. C'est à ce point de fonctionnement que la fracture a également été observée dans ces échantillons expérimentalement. Cette valeur seuil semble pouvoir être atteinte pour une puissance déposée moins importante dans le cas de l'assemblage MgO||LG-770||MgO. Dans le cas des échantillons à base de fluorure de calcium, les contraintes semblent faiblement évoluer avec la puissance de pompage et n'atteignent pas la valeur seuil du matériau pour notre plage de travail.

3.2.2. Termes du tenseur des contraintes

Chaque terme des contraintes intervient dans la détermination de la variation d'indice de réfraction induite mécaniquement. Par exemple, pour un matériau isotrope, seules les contraintes axiales σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} ainsi que la contrainte de cisaillement σ_{xy} participent [Stoffel et al. 2019]. Avec des matériaux de classe plus complexe, tel que le quartz- α ,

l'écriture de son tenseur piézo-optique fait intervenir davantage de termes de cisaillement pour le calcul du nouvel indice. Il convient dans cette partie d'évaluer le poids de chacune de ces contraintes. Pour ce faire, les **FIGURE III-15** et illustrent les cartographies de chaque contrainte obtenue pour une coupe au centre du matériau à gain dans le barreau de LG-770 et dans l'assemblage MgO||LG-770||MgO. Pour chaque cartographie, les valeurs positives de contraintes sont associées à une élévation du matériau et les valeurs négatives à une compression.

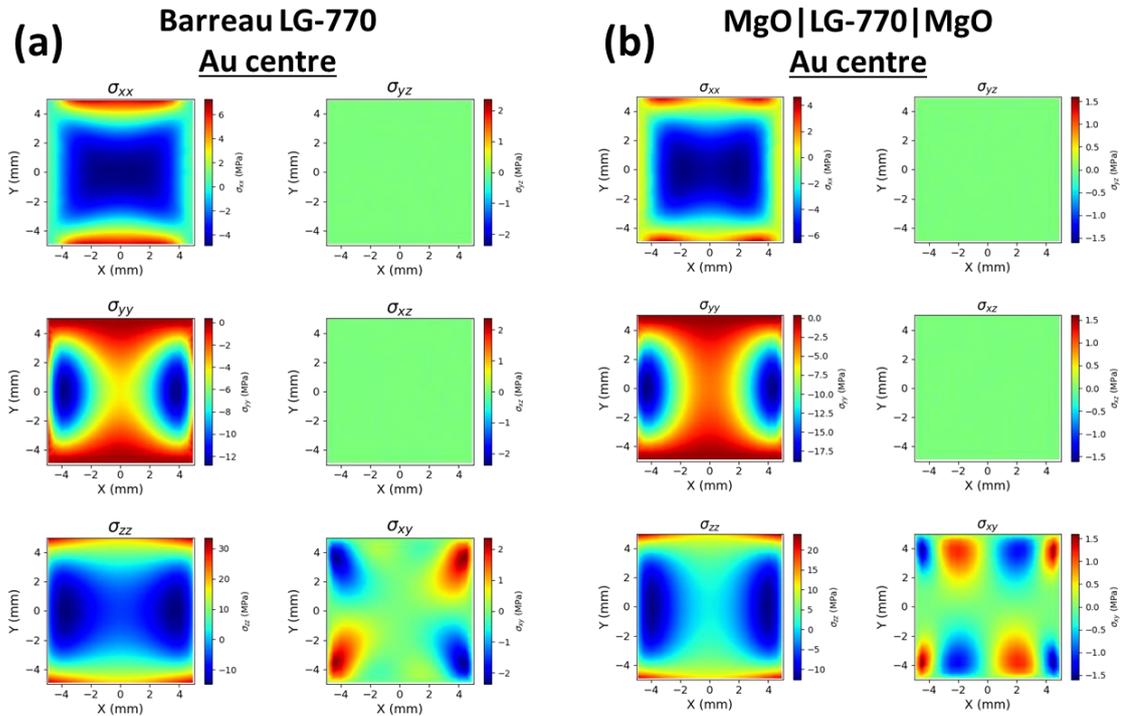


FIGURE III-15 : Cartographies des 6 termes de contraintes **(a)** au centre d'un barreau de Nd:verre et **(b)** au centre du Nd :Verre dans l'assemblage MgO||LG-770||MgO. Pour chaque jeu de 6 cartographies, les contraintes axiales sont données à gauche et les contraintes de cisaillement à droite.

Les termes de cisaillement σ_{xz} et σ_{yz} présentent une contribution négligeable. Le terme de contrainte σ_{zz} , colinéaire à la direction de propagation du faisceau, présente à la fois le maximum de compression et de dilatation. A l'image des contraintes σ_{xx} et σ_{zz} , un changement de signe peut être observé entre le centre de la cartographie (zone pompée, compression) et les bords haut et bas de l'échantillon (dilatation). La contrainte σ_{yy} ne présente que de la compression : dans cette direction, la déformation mécanique des faces latérales, refroidies et maintenues par les mâchoires, est inhibée et les contraintes ne peuvent pas se relaxer par expansion.

Concernant les contraintes de cisaillement, on peut observer que seul le terme de cisaillement σ_{xy} intervient. Ce terme, caractérisé par une répartition des contraintes diagonale, tend à retenir la déformation des faces latérales sous l'effet du pompage et de la dilatation. La **FIGURE III-16** résume sous forme d'histogramme la valeur de chaque terme du tenseur des contraintes pour les deux échantillons témoins et les deux assemblages à base de verre LG-770.

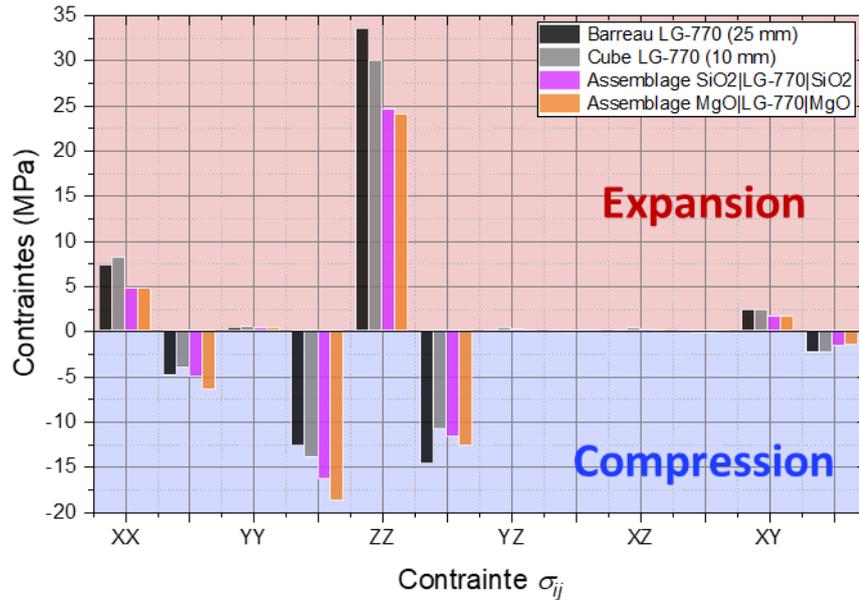


FIGURE III-16 : Valeur de contraintes au centre du matériau à gain pour chaque terme du tenseur des contraintes pour un barreau de Nd:Verre de 25 mm d'épaisseur (noir), un cube de Nd:Verre de 10 mm d'épaisseur (gris), un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ (rose) et un assemblage MgO||LG-770||MgO (orange).

On remarque que l'amplitude de la valeur positive du terme σ_{zz} associée à l'expansion du matériau diminue dans le cas d'un matériau assemblé. Ceci peut s'expliquer par la réduction de la chaleur générée dans le matériau à gain, et par conséquent, des contraintes d'origine thermique. De plus, on peut supposer que la présence des cristaux dissipateurs au contact des faces du verre limite en partie sa capacité à se dilater. Concernant la contrainte σ_{xx} , colinéaire à la propagation des faisceaux de pompe, la contrainte de compression augmente, car les faces latérales du verre sont retenues de proche en proche par les cristaux dissipateurs. En contrepartie, les contraintes de compression transverses σ_{xx} et σ_{yy} tendent à augmenter. Les contraintes de cisaillement transverse subies par le verre présent dans chaque assemblage tendent à diminuer.

3.3. Déformations induites par dilatation thermique

Après avoir commenté la valeur et l'implication des différents termes du tenseur des contraintes, on s'intéresse dans ce qui suit à la déformation des faces du barreau induite par la dilatation thermique de l'échantillon sujet à un échauffement inhomogène. Durant le pompage, un échantillon est maintenu par ses faces supérieures et inférieures par les mâchoires et est libre de se déformer au niveau des autres faces. Dans un premier temps, on s'intéresse au déplacement mécanique général subi par l'échantillon. Ensuite, on s'intéressera à la déformation d'une des faces par lesquelles le faisceau à amplifier traverse l'échantillon. Il s'agira de comparer les mesures effectuées dans le Chapitre III aux simulations réalisées pour discuter de la validité de notre jeu de conditions mécaniques.

3.3.1. Expansion volumique d'un matériau amplificateur pompé transversalement

Dans un premier temps, il est intéressant de regarder où le déplacement maximal se situe. Dans un schéma de pompage bilatéral, la **FIGURE III-17** illustre un déplacement maximal situé au niveau des faces latérales conformément à la distribution de température (**FIGURE III-10**) pour chacun des échantillons.

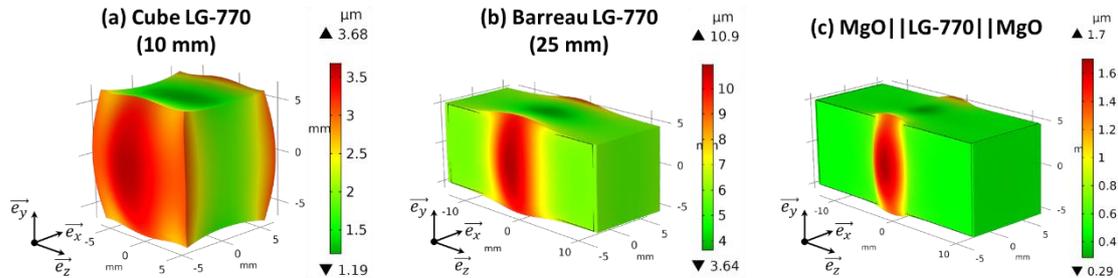


FIGURE III-17 : Déplacement mécanique associé à la dilatation thermique à l'issue du calcul mécanique avec couplage de la dilatation thermique pour un pompage de 2 J à une cadence de 3 Hz dans (a) un cube de LG-770 de 10 mm d'épaisseur, (b) un barreau de LG-770 de 25 mm d'épaisseur et (c) dans un barreau assemblé MgO||LG-770||MgO. Un facteur 500 a été appliqué pour illustrer la déformation géométrique de chaque échantillon.

En particulier, on s'intéresse à la déformation subie par les faces laser. On remarque que dans le cas du cube de Nd:Verre, cette face de l'échantillon subit un déplacement et une déformation. Typiquement, les zones proches des arêtes latérales présentent un déplacement plus important qu'au centre. Cette déformation de la face devrait porter une contribution non négligeable à la déformation du front d'onde dans ce cas. Dans le cas du barreau de verre et de l'échantillon assemblé, les faces laser subissent également un déplacement mais sans déformation de celles-ci au premier abord.

Dans chacun des cas, on observe cependant que les arêtes supérieures et inférieures des faces latérales de chaque échantillon se déforment. En pratique, ces faces étant en contact avec les mâchoires de refroidissement, cette déformation devrait présenter une amplitude plus faible au niveau des arêtes. Toutefois, la feuille d'indium de 200 μm d'épaisseur est susceptible d'absorber une partie de la dilatation du matériau. On met ici le doigt sur une limite du jeu de conditions défini auparavant.

3.3.2. Déformation des faces laser de l'échantillon

La déformation des faces laser de l'échantillon est importante à quantifier car elle participe directement à la déformation du front d'onde d'un faisceau traversant le matériau amplificateur par ces faces. En particulier, dans la suite de notre raisonnement, nous rappelons une distinction importante entre deux cas. Dans le cas d'un **déplacement d'une face sans déformation** de celle-ci, on parlera d'**élongation** de l'échantillon (cas décrits en première approximation par les **FIGURE III-17 (b)** et c). Dans cette situation, la contribution de phase spatiale associée est un terme constant. Dans le cas où une face laser se déplace et se déforme par dilatation, on parlera d'une **déformation (FIGURE III-17 (a))**. Ce terme de déformation traduit une élongation inégale en différents points de la face laser, traduisant cette fois-ci une variation du chemin optique, et qui vient s'ajouter au défaut de phase spatial.

Au cours du Chapitre II (Chapitre II5), nous sommes parvenus à mesurer cette déformation mécanique de la face laser de sortie d'un échantillon à l'aide d'une mesure de front d'onde. Il est désormais intéressant d'exploiter ces mesures pour contraindre le modèle numérique, et notamment les profils simulés de déformation des faces laser. La **FIGURE III-18** montre l'évolution de la déformation d'une face laser obtenue par simulation (droites) et l'amplitude de la déformation du front d'onde (points) d'un faisceau se réfléchissant sur une face laser de chaque échantillon.

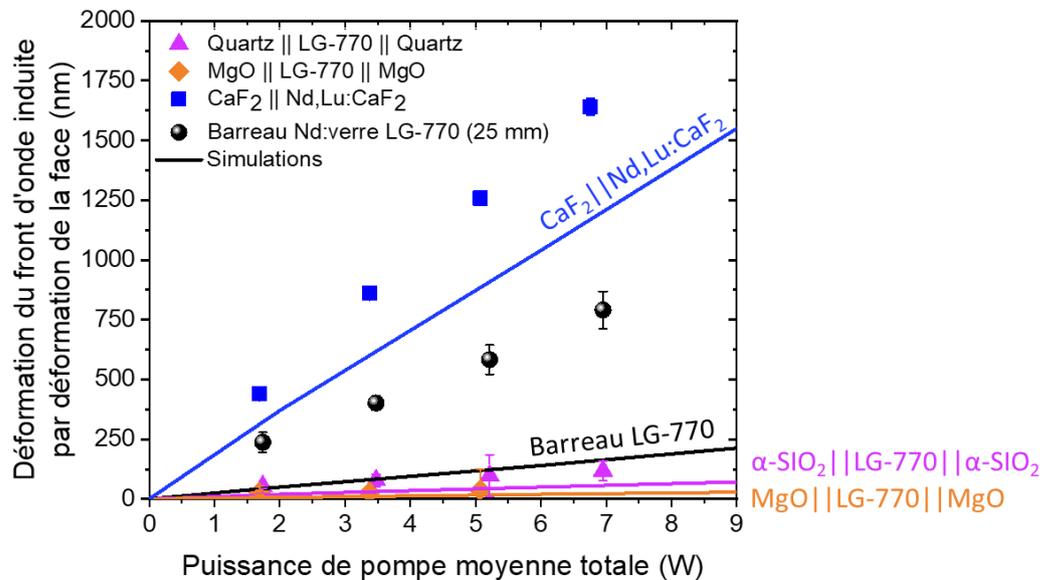


FIGURE III-18 : Évolution de la déformation du front d'onde mesurée (points) par réflexion sur la face arrière d'un échantillon et de la déformation mécanique de la face arrière simulée (droites) en fonction de la puissance moyenne de pompage.

Une nouvelle fois, la déformation de la face arrière évolue linéairement avec la puissance déposée dans le matériau à gain. Dans les échantillons pour lesquels la déformation mesurée n'est pas nulle, comme le cube et le barreau de LG-770 ou encore l'assemblage $\text{CaF}_2||\text{Nd,Lu:CaF}_2$ (avec mesure sur la face du matériau dopé), on constate que le modèle tend à sous-évaluer la déformation de la face arrière. En revanche, au regard de l'écart relatif entre chaque échantillon, le modèle rend compte de la tendance observée expérimentalement. Le cube de LG-770 subit la plus grande déformation en raison du gradient thermique important dans l'échantillon. La face du matériau dopé de l'échantillon assemblé de fluorure de calcium subit également une déformation importante, qui peut s'interpréter par le fait que cette face est localisée à proximité de la zone pompée du matériau à gain, là où l'élévation de température est la plus importante. Enfin, la déformation observée dans le cas des assemblages $\alpha\text{-SiO}_2||\text{LG-770}||\alpha\text{-SiO}_2$ et $\text{MgO}||\text{LG-770}||\text{MgO}$ est négligeable.

La **FIGURE III-19** illustre maintenant les cartographies de déformation mesurées et simulées pour des conditions de pompage similaires entre la simulation et la mesure. Il est important de noter qu'un changement de signe s'opère entre la mesure et la simulation. En effet, la simulation donne une amplitude de déformation mécanique. La mesure évalue la déformation du front d'onde induite par une réflexion sur cette surface déformée. Une déformation plus ample raccourcit le chemin optique parcouru par le faisceau sonde et inversement, ce qui explique le changement de signe entre la déformation mécanique et

la déformation du front d'onde induite par cette déformation. Pour chaque échantillon, les profils sont illustrés en tandem simulation-expérience accompagnés par une échelle de valeur homogène pour en faciliter la comparaison.

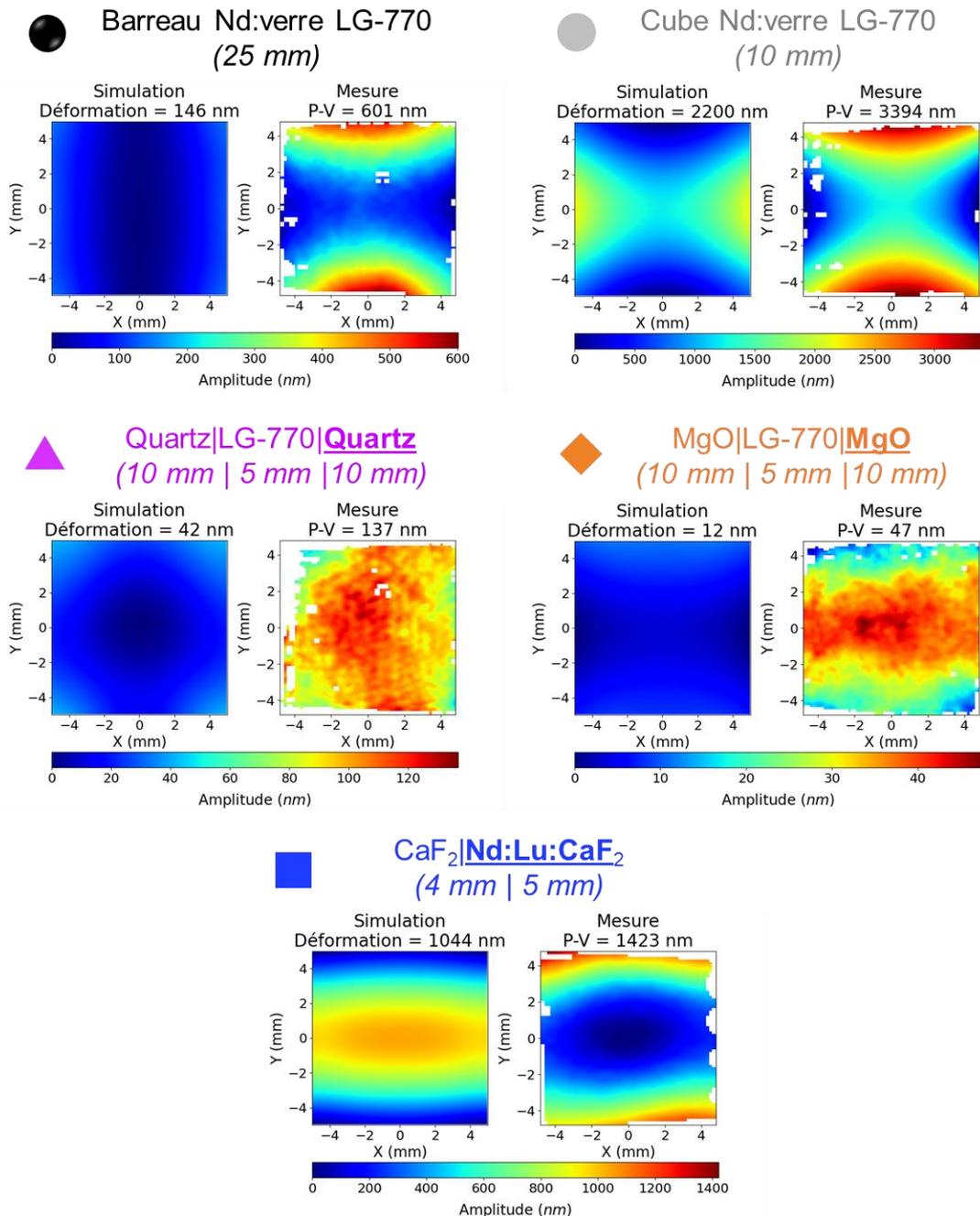


FIGURE III-19 : Mesure de déformation du front d'onde induite par réflexion sur la face laser déformée d'un échantillon (gauche) et déformation de la face arrière simulée de l'échantillon correspondant (droite). Pour une lecture en parallèle avec la **FIGURE III-18**, la légende est rappelée pour chaque couple de cartographies. Pour les échantillons assemblés, le matériau pur lequel la déformation de la face externe est étudié est souligné.

Dans le cas des échantillons présentant une déformation supérieure à 100 nm, on observe un bon accord sur la forme du profil entre simulations et expériences pour le cube de LG-770 et l'assemblage de Nd, Lu:CaF₂. Le cube présente une déformation astigmatique et l'assemblage une déformation cylindrique. En revanche, on constate que dans le cas du barreau témoin de LG-770, un désaccord concernant l'amplitude et l'allure de la

déformation persiste. Enfin, les échantillons assemblés à base de LG-770 présentent une déformation négligeable (inférieure à 100 nm) de la face de leur matériau dissipateur.

Le jeu de conditions mécaniques auparavant défini ne semble pas tout à fait rendre compte du comportement mécanique. En effet, la déformation subie par un dioptre matériau/air tend à être sous-évaluée dans le modèle. À titre d'exemple, le modèle sous-évalue la déformation du dioptre d'un facteur 3,5 dans le cas d'un barreau de Nd:Verre en comparaison avec la mesure de la déformation du front d'onde réfléchi.

3.4. En tenant compte des mâchoires de refroidissement

L'étude du déplacement mécanique et plus particulièrement de la déformation de la face laser d'un matériau amplificateur nous ont permis de mettre en lumière une sous-évaluation des déformations. Celle-ci peut tenir son origine de conditions de maintien idéales implémentées auparavant dans le modèle. Dans cette dernière discussion sur le calcul mécanique, nous avons cherché à redéfinir un nouveau jeu de conditions mécaniques plus sévères.

3.4.1. Conditions sur la mécanique : un cas plus réaliste ?

Ce second jeu de conditions mécaniques est destiné à tenir compte de l'influence des mâchoires de maintien sur l'échantillon. Dans cette situation, des contraintes sont générées dans l'échantillon en raison du gradient thermique et la dilatation induite ainsi que par contraintes de l'échantillon vis-à-vis des mâchoires. Une difficulté qui réside dans le choix des conditions ici est la méconnaissance de la force de serrage appliquée à l'échantillon au cours des expériences. Ainsi, plutôt que de définir un chargement volumique avec une force donnée appliqué par chaque mâchoire sur l'échantillon, nous considérons que chacune d'entre elles est immobile. Le jeu de conditions devient alors :

- A l'état initial, aucune contrainte intrinsèque n'existe dans l'échantillon.
- Chaque mâchoire est **encastrée**, ce qui traduit qu'elle est maintenue immobile.
- On considère la présence d'une **couche mince élastique** au niveau des faces en contact entre l'échantillon et les mâchoires, qui traduit la présence de la feuille d'indium de 200 μm d'épaisseur.
- Enfin, les faces de l'échantillon hormis celles en contact avec les mâchoires sont libres de se déformer.

3.4.2. Résultats du calcul mécanique associé

À partir du nouveau jeu de conditions mécaniques définis précédemment, nous réalisons le calcul de mécanique à partir de la solution numérique issue de la résolution de l'équation de la chaleur et décrite à l'étape précédente. Pour illustrer la discussion qui va suivre, nous limiterons notre étude au cas du barreau témoin de LG-770. La **FIGURE III-20** illustre le déplacement mécanique et les contraintes évaluées selon le critère de Von Mises dans le barreau suite au calcul mécanique en employant les nouvelles conditions.

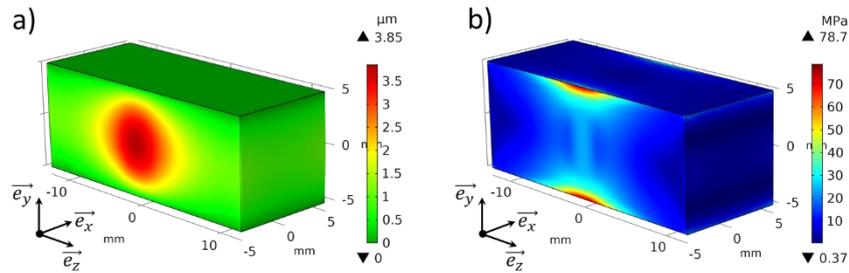


FIGURE III-20 : (a) Déplacement mécanique simulé en trois dimensions dans un barreau de Nd:Verre LG-770 avec le nouveau jeu de conditions mécaniques, pompé à $2 J$ à une cadence de $3 Hz$. (b) Contraintes de Von Mises simulées dans un même barreau avec le même jeu de conditions mécaniques.

Le champ de déplacement du barreau indique clairement une obstruction de la face supérieure (et inférieure), ce qui témoigne de la présence des mâchoires encastrées dans la simulation. Par conséquent, la déformation des faces latérales pompées devient elliptique et est fortement réduite entre le centre et les bords de ces faces. Enfin, il apparaît que la face arrière du barreau présente cette fois-ci un déplacement inégal entre le centre et les bords. La **FIGURE III-21** illustre la déformation de cette face obtenue par simulation et la déformation du front d'onde mesurée expérimentalement en faisant réfléchir un faisceau sur celle-ci.

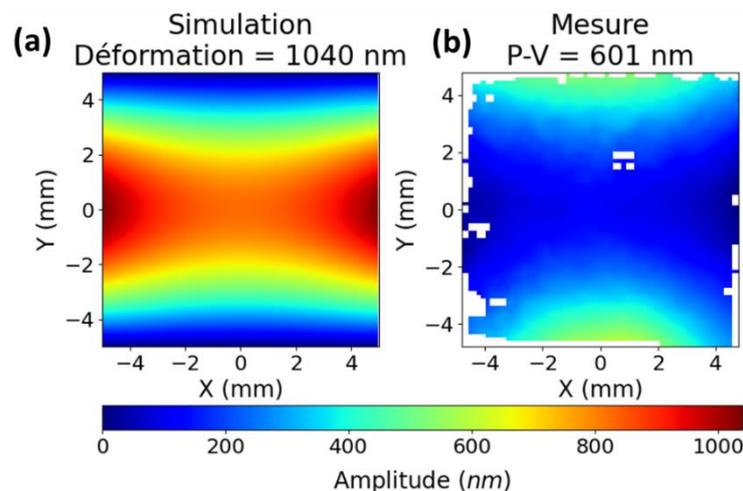


FIGURE III-21 : (a) Déformation de la face arrière simulée pour un barreau de Nd:Verre LG-770 de 25 mm d'épaisseur et (b) mesure de déformation du front d'onde induite par réflexion sur la face laser déformée d'un échantillon correspondant. La simulation et l'expérience sont réalisées dans des conditions d'étude similaires ($E_p = 2 J$ et $f_p = 3 Hz$).

Le profil de déformation simulé correspond cette fois-ci davantage à la mesure effectuée sur un échantillon correspondant. Le profil est fortement astigmatique, avec un ordre de grandeur de la déformation similaire à celui de la déformation du front d'onde induite. Cependant, un second aspect de ce jeu de conditions, qui concerne les contraintes, introduit une source d'erreur numérique. En effet, si nous nous intéressons désormais à la distribution des contraintes représentées en **FIGURE III-20 (b)**, on observe que celles-ci sont beaucoup plus localisées au niveau des arêtes associées au face de refroidissement et de maintien. Par ailleurs, en comparaison avec les contraintes calculées dans la **FIGURE III-13 (b)**, leurs valeurs sont au moins 2 fois plus importantes. Ce que l'on observe ici est la présence de singularités. En mécanique, les singularités sont caractérisées par des contraintes situées au niveau des angles vifs d'une structure et qui présentent une valeur

théorique maximale qui tend vers l'infini. La valeur de contrainte au niveau d'une singularité est notamment très sensible au maillage de cette région¹⁸. À l'image des défauts de phase spatiale mesuré et simulé dans ces conditions et représentés en **FIGURE III-22**, les singularités mécaniques au niveau des arêtes induisent une erreur importante sur la valeur de déformation du front d'onde dans les angles de la cartographie. En raison de cette erreur, nous avons conservé le premier jeu de conditions mécaniques dites « idéales » pour la suite du calcul numérique.

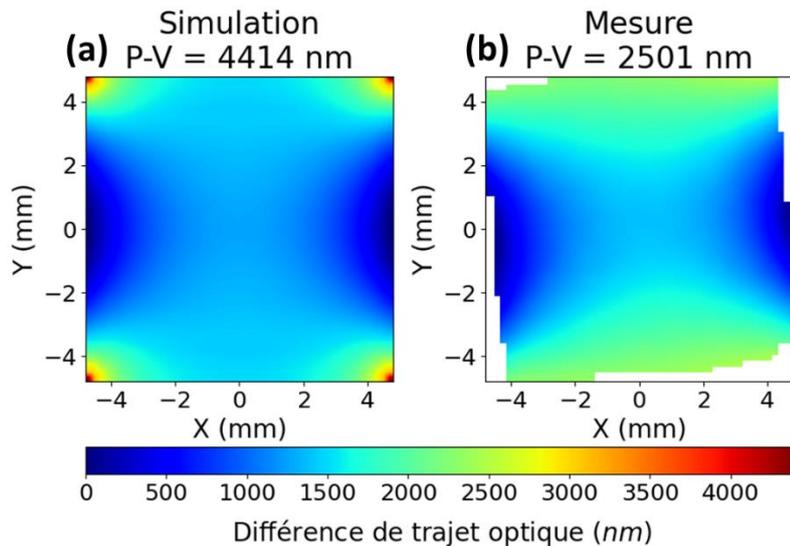


FIGURE III-22 : (a) Simulation et (b) mesure de la déformation du front d'onde induite dans un barreau de Nd:Verre LG-770 de 25 mm d'épaisseur et réalisées pour des conditions de pompage similaires. L'influence des singularités mécaniques est visible dans les angles de la cartographie, où l'amplitude de déformation atteint $4,4 \mu\text{m}$.

4. Calcul numérique de la déformation du front d'onde

Comme nous l'avons vu au cours du Chapitre I, la déformation du front d'onde induite lors du pompage tient ses contributions de la température et des contraintes associées. D'une part, le gradient thermique et la distribution des contraintes sont responsables d'une variation de l'indice de réfraction, par l'intermédiaire respectivement de l'effet thermo-optique et de l'effet piézo-optique. De plus, les faces traversées par le faisceau à amplifier se déforment sous l'effet de l'expansion thermique, ce qui contribue au comportement de lentille de l'échantillon. Pour étudier le défaut de phase induit, nous nous plaçons dans le cas où le barreau est traversé en simple passage. Suivant deux méthodes d'évaluation discutées ci-après, ce défaut de phase spatial peut être obtenu après un seul passage sur toute la section transverse du barreau, et qui sera comparé avec les mesures expérimentales. Chaque méthode sera ensuite exploitée pour valider d'une part la déformation du front d'onde calculée numériquement et d'autre part étudier l'influence des différents contributeurs à cette déformation.

¹⁸ Un maillage de plus en plus fin tend à augmenter fortement les contraintes évaluées au niveau d'une singularité. Affiner le maillage au niveau des arêtes dans un modèle numérique peut d'ailleurs consister en une bonne méthode pour identifier des singularités.

4.1. Méthodes d'évaluation de la déformation du front d'onde

4.1.1. Evaluation par propagation de rayons

Une première méthode repose sur un calcul de tracé de rayons, qui met en jeu une nouvelle physique dans le modèle. Une fois l'indice de réfraction défini suite au calcul thermomécanique, la propagation d'une grille de rayons (qui décrit un front d'onde plan en entrée) permet d'obtenir un défaut de phase qui correspond à la différence de chemin optique parcouru par chaque rayon et qui couple à la fois le champ d'indice des matériaux parcourus mais également leur déformé géométrique induite par dilatation thermique. Pour réaliser ce calcul, nous nous plaçons dans le cas d'un barreau traversé en simple passage :

- Les dioptres (les faces laser et l'interface entre deux matériaux d'un assemblage) par un rayon sont considérés comme parfaitement **transparents** (traités antireflet).
- Les parois latérales de l'échantillon possèdent une condition de **disparition** du rayon, ce qui revient à supprimer tout faisceau dévié hors de l'échantillon.
- En dernier lieu, un **écran**, sur lequel le front d'onde obtenu sera visible, est placé en aval de l'échantillon.

Enfin, une attention particulière est portée au choix du nombre de rayons utilisés pour le tracé. Ce paramètre est au calcul de tracé de rayons le pendant du maillage spatial à la résolution thermomécanique. Il s'agit ici de choisir un couple de paramètres de résolution cohérent afin de ne pas sous-échantillonner un calcul par rapport à un autre et ainsi conserver un bon degré de confiance sur les calculs effectués. Cette méthode sera ensuite employée pour comparer les prévisions du modèle avec les mesures expérimentales.

4.1.2. Evaluation par intégration des contributions

Le principe de cette méthode consiste à sommer chaque contribution à la déformation du front d'onde, comme ce qui a été présenté en Chapitre II. Dans le cas d'un barreau amplificateur d'épaisseur e traversé par le faisceau et d'indice de réfraction à 1053 nm du matériau au repos n_0 , nous rappelons l'équation correspondant au calcul de la différence de chemin optique OPD :

$$OPD = \underbrace{\frac{2\Delta e(n_0 - 1)}{}}_{\text{Déformation des faces}} + \underbrace{\int_{-e/2}^{e/2} \frac{dn}{dT} \Delta T dz}_{\text{Effet thermo-optique}} + \underbrace{\int_{-e/2}^{e/2} \Delta n_\sigma dz}_{\text{Effet piezo-optique}} \quad (\text{III-14})$$

Pour rappel, Δe désigne la variation d'épaisseur associée à la dilatation, ΔT correspond au gradient thermique transverse associé au coefficient thermo-optique du matériau dn/dT et Δn_σ porte la variation d'indice associée aux contraintes thermomécaniques.

Cette méthode présente deux intérêts majeurs. Le premier est qu'elle ne nécessite aucune physique supplémentaire à implémenter dans le modèle pour obtenir une évaluation de la déformation du front d'onde. Le second intérêt est qu'il est possible de dissocier et évaluer chaque contribution au défaut de phase, ce qui sera effectué dans l'Annexe D. Cependant, comme cela a été justifié dans la partie 2.4.2 du Chapitre I, cette expression ne tient compte que des termes au premier ordre, ce qui peut susciter certains écarts avec la mesure ou avec la première méthode par propagation de rayon.

4.2. Paramètres matériaux pour le calcul optique

Chacune de ces méthodes nécessite au préalable de définir un indice de réfraction modifié par le gradient thermique et le tenseur des contraintes qui tient compte des effets thermo- et piézo-optiques dans COMSOL. Ces effets font intervenir deux familles de paramètres, le coefficient thermo-optique et les coefficients du tenseur piézo-optique. Pour les mêmes raisons que celles qui ont été énoncées pour le calcul mécanique, il est nécessaire au cours de ce calcul de tenir compte de l'anisotropie optique des matériaux employés, le cas échéant.

Hormis le α -SiO₂ (ou quartz- α), l'ensemble des matériaux présentent un indice au repos et un coefficient thermo-optique isotropes. Le quartz- α , naturellement biréfringent, présente un indice ordinaire n_o , associé à une propagation selon son axe optique colinéaire à son axe cristallographique principal \vec{c} , et un indice extraordinaire n_e . Le quartz- α est uniaxe négatif, $n_o < n_e$. À ce titre, il présente également un coefficient thermo-optique ordinaire et extraordinaire et s'exprime désormais sous la forme d'un tenseur d'ordre 2 comme la conductivité et la dilatation thermique. Comme le tenseur des rigidités présenté dans la partie Chapitre I3.1.2, l'écriture du tenseur piézo-optique d'un matériau dépend pour sa part de sa classe cristalline :

- Matériau isotrope : LG-770 / Cubique $Fm\bar{3}m$ orienté [001] : MgO, CaF₂ [Nye 1985]

$$\underline{\underline{\Pi}} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & & & \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & & (0) & \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & & & \\ & & & \pi_{44} & 0 & 0 \\ & (0) & & 0 & \pi_{44} & 0 \\ & & & 0 & 0 & \pi_{44} \end{pmatrix} \quad (\text{III-15})$$

Avec π_{ij} (Pa^{-1}) les coefficients piézo-optiques. Dans le cas d'un matériau isotrope (verre), $\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$.

- Trigonal $P\bar{3}2$: α -SiO₂ (quartz- α) [Nye 1985]

$$\underline{\underline{\Pi}} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & 0 & 0 \\ \pi_{31} & \pi_{31} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{14} & -\pi_{41} & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{41} & \pi_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{III-16})$$

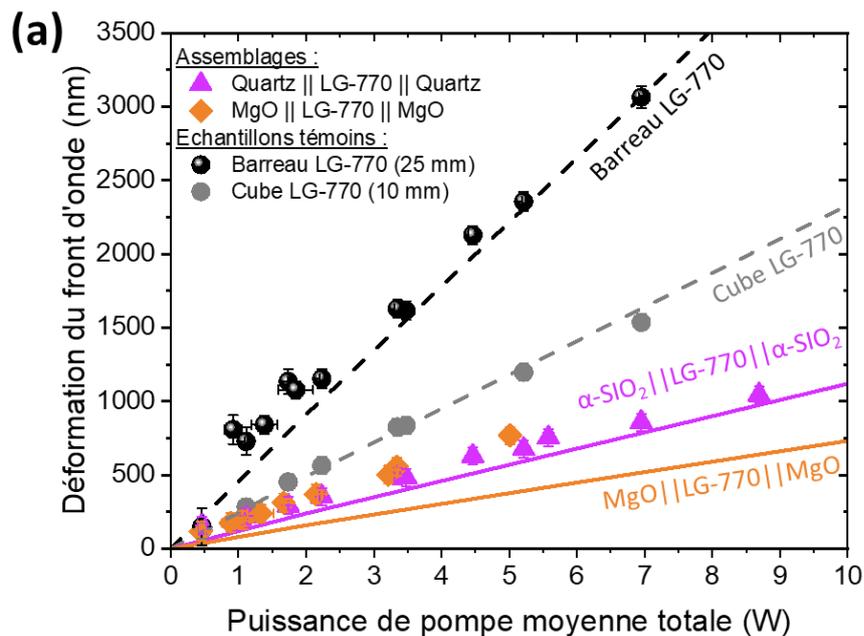
Avec $\pi_{66} = \pi_{11} - \pi_{12}$. Le coefficient thermo-optique et les valeurs du tenseur piézo-optiques, données dans le **TABLEAU III-6** et tirées de la littérature, peuvent être ajoutées aux paramètres du modèle. Nous invitons à la vigilance concernant certains paramètres donnés ici. En premier lieu, les coefficients piézo-optiques sont des coefficients difficiles à obtenir dans la littérature car leur méthode de détermination devient complexe pour des cristaux présentant une classe plus complexe. Par ailleurs, outre les indices de réfraction tous donnés à une longueur d'onde 1053 nm dans l'air, les autres paramètres sont tirés de la littérature et mesurés selon des conditions expérimentales variables, et notamment pour différentes longueurs d'onde. La partie 5 permettra dans un dernier temps d'estimer l'erreur de calcul associée aux écarts d'estimation des valeurs des paramètres matériau.

Paramètre (Unité)	Nd:Verre LG-770	α -SiO ₂ *		MgO	Nd,Lu: CaF ₂	CaF ₂
		<i>o</i>	<i>e</i>			
Références	[Davis et al. 2014]	[Narasimhamurty 1969]		[Adachi 2004; Rao et al. 1964]	[Bernerd et al. 2020; Druon et al. 2011; Normani 2017]	
Indice de réfraction à 1053 nm n_0	1,4996	1,5339	1,5426	1,7217	1,428	
Coefficient thermo-optique dn/dT ($10^{-6}K^{-1}$)	-6,1	-6,5	-5,5	16,5	-11,8	-11,3
Coefficients π_{ij} ($10^{-12}Pa^{-1}$) du tenseur piézo-optique	$\pi_{11} = 1,29$ $\pi_{12} = 2,28$ $\pi_{44} = -0,99$	$\pi_{11} = 1,35$ $\pi_{12} = 2,69$ $\pi_{13} = 1,94$ $\pi_{31} = 3,11$ $\pi_{33} = 0,07$ $\pi_{11} = -0,11$ $\pi_{41} = -0,34$ $\pi_{44} = -1,13$		$\pi_{11} = -1,12$ $\pi_{12} = 0,12$ $\pi_{44} = -0,68$	$\pi_{11} = -0,4$ $\pi_{12} = 1,09$ $\pi_{44} = 0,72$	

TABLEAU III-6 : Propriétés optiques des matériaux à gain (en rose) et dissipateurs (en bleu-gris) injectées dans le modèle numérique pour évaluer le défaut de phase induit par pompage et les contributeurs. Dans le cas de l' α -SiO₂*, cristal uniaxe positif, la propagation du faisceau est colinéaire à l'axe principal du cristal, soit selon l'indice ordinaire o .

4.3. Comparaison avec les mesures expérimentales

L'objectif est de valider les prévisions données par notre modèle numérique à l'aide des mesures de front d'onde présentées au cours du chapitre III. Dans un premier temps, nous comparons l'évolution de l'amplitude de déformation du front d'onde calculée par la méthode du **tracé de rayon** avec nos mesures expérimentales. La **FIGURE III-23** présente l'évolution de la valeur de Pic-à-Vallée en fonction de la puissance moyenne de pompage pour les échantillons à base de verre dopé au néodyme LG-770 **(a)** et de Nd,Lu:CaF₂ **(b)**.



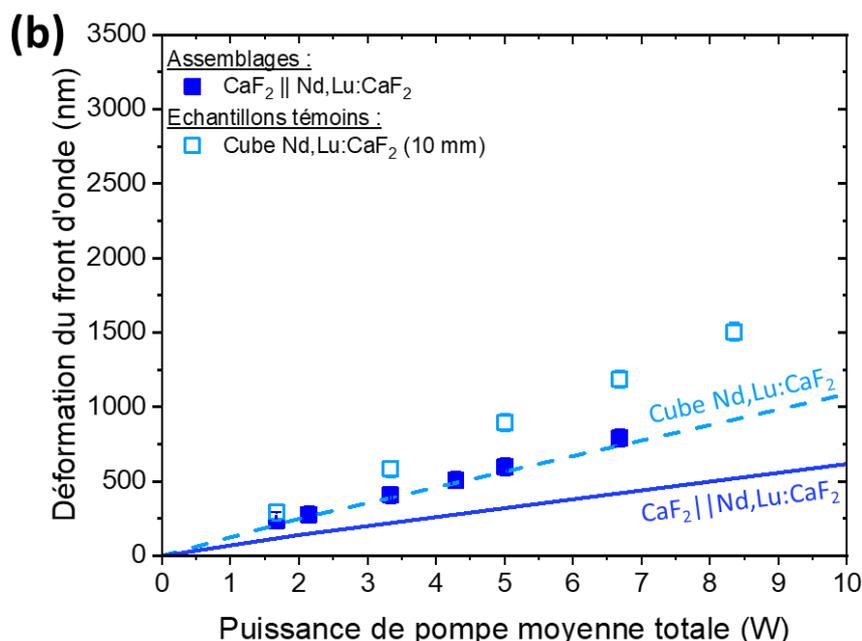


FIGURE III-23 : Évolution de la valeur de Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde en fonction de la puissance moyenne de pompage totale pour les échantillons à base (a) de Nd:Verre LG-770 et (b) de Nd,Lu:CaF₂. Les mesures expérimentales sont représentées avec des symboles, les simulations par des droites.

Dans chacun des cas, l'amplitude de la déformation du front d'onde suit une évolution linéaire avec la puissance de pompage. Dans les cas des échantillons à base de LG-770 (**FIGURE III-23 (a)**), on observe un très bon accord sur cette valeur d'amplitude pour l'ensemble des échantillons sauf pour l'assemblage MgO||LG-770||MgO. La simulation tend à montrer que la valeur de P-V devrait diminuer dans cet échantillon par rapport à un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂. Dans les cas des échantillons composés de Nd,Lu:CaF₂ (**FIGURE III-23 (b)**), un écart similaire entre simulation et expériences peut être constaté pour le cube monolithique et la structure assemblée. Les écarts observés peuvent provenir d'une différence entre la valeur tabulée et la valeur réelle d'un ou plusieurs paramètres des matériaux mis en jeu. De plus, nous avons fait l'hypothèse que certains paramètres, comme la conductivité ou le coefficient de dilatation thermiques, n'évoluent pas avec la température. Pour approfondir davantage la validation du modèle, les caractérisations présentées dans le Chapitre II pourraient s'accompagner d'une étape de métrologie de certains de ces paramètres.

Pour compléter cette analyse, nous nous sommes intéressés à la comparaison des cartographies de front d'onde simulée. La **FIGURE III-24** illustre l'ensemble de cartographies de phase spatiale simulées et comparées aux mesures présentées dans le Chapitre III sur les six échantillons de notre étude pour des conditions de pompage similaires ($E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$). Pour chaque échantillon, les profils en tandem simulation-expérience sont représentés avec une échelle de valeur homogène pour faciliter la comparaison.

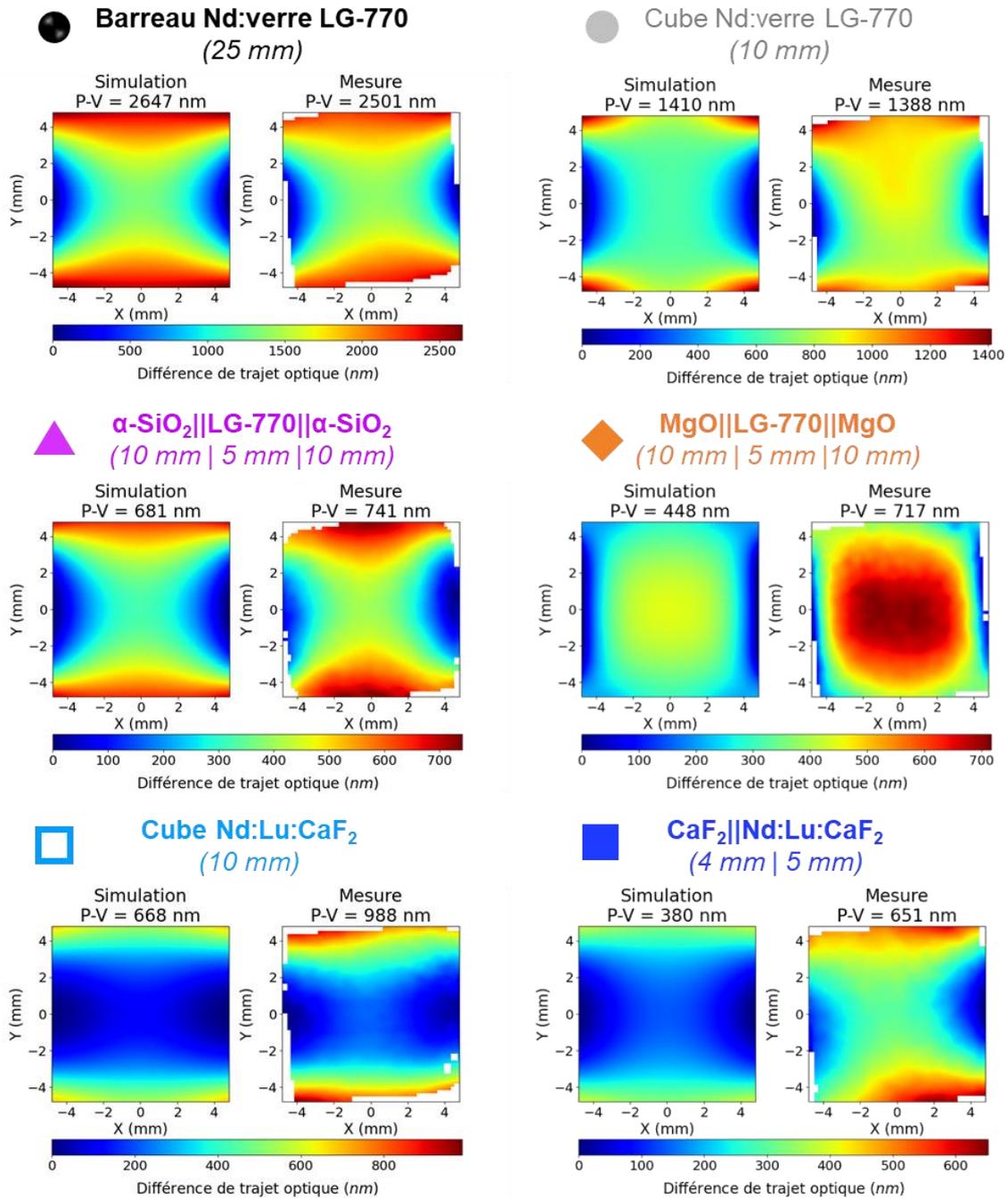


FIGURE III-24 : Mesure et simulation de la déformation du front d'onde induite par simple passage dans les six échantillons pour des conditions de pompage similaires. Pour une lecture en parallèle avec la **FIGURE III-23**, le code couleur est les symboles de la légende sont rappelés pour chaque échantillon présenté.

Ces profils mettent en avant un très bon accord entre le modèle et les mesures réalisées. Nous retrouvons avec le modèle les différents comportements de phase précédemment observés. À titre d'exemple, on observe le défaut de phase circulaire de l'assemblage MgO||LG-770||MgO avec le modèle. Les autres échantillons présentent des déformations du front d'onde astigmatiques, avec certaines variations d'un échantillon à un autre que le modèle arrive à mettre en évidence. Par exemple, le cube de LG-770 présente une déformation plus plate au centre de sa cartographie qui est visible dans la mesure et en simulation.

Le recalage du calcul numérique de la déformation du front d'onde avec les mesures présentées dans la partie Chapitre II -4 nous donne confiance dans la modélisation thermomécanique et optique des assemblages. À l'image des cartographies présentées pour des points de fonctionnement proches, le modèle parvient bien à rendre compte des différences de déformation de front d'onde observées expérimentalement. À ce titre, nous pouvons désormais nous appuyer sur le modèle numérique pour découpler les différentes contributions à la déformation du front d'onde afin d'identifier les processus et paramètres à l'origine de ces différences.

4.4. Etude des contributeurs au défaut de phase spatiale

Le recalage du modèle numérique avec les mesures expérimentales souligne un accord satisfaisant. Il devient pertinent d'exploiter le modèle pour appuyer l'interprétation des différents contributeurs à la déformation du front d'onde. Cette approche est répandue pour classifier différents matériaux à gain laser de distorsions optiques induites thermiquement. Elle a déjà pu être employée auparavant pour comparer des verres laser [Davis et al. 2014, 20], ou encore pour comparer le 0,5Nd,5Lu:CaF₂ et avec un verre dopé au néodyme [Bernerd et al. 2020].

Nous proposons dans un premier temps, à l'aide de la méthode de calcul du front d'onde par intégration proposée III-4.1.2, de comparer le poids de chacun des contributeurs pour chaque échantillon. Nous nous sommes intéressés successivement à l'influence de l'effet thermo-optique, de l'effet piézo-optique et de la déformation des faces, puis à la somme de ces contributions. Pour chacun de ces effets, nous appuyons notre discussion sur des cartographies homogénéisées en termes d'échelle de valeurs, fournies en Annexe D. Pour les rendre comparables entre elles, leurs valeurs sont rehaussées de manière que l'amplitude au centre de chaque cartographie soit nulle. Pour faciliter l'analyse, nous les accompagnons de coupes horizontales et verticales prises au centre de chaque cartographie. Pour proposer deux degrés de lecture, nous proposons dans la suite de ce chapitre de résumer les résultats clés issus cette analyse. Une analyse plus poussée est illustrée en Annexe D.

- **INFLUENCE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE Δn_{th} :**

Cette contribution présente une déformée astigmatique dans l'ensemble des échantillons. Les coupes verticales et horizontales associées présentent chacune une allure quadratique de signes opposés, ce qui témoigne de l'astigmatisme observé sur les cartographies. Elle est majoritaire dans le cas du cube et du barreau de Nd:Verre, où l'élévation de température est également la plus importante. Par ailleurs, cette contribution présente une amplitude comparable entre les assemblages à base de verre LG-770 et les cristaux de Nd,Lu:CaF₂, ce qui témoigne de la réduction de l'élévation de température grâce à l'assemblage. On observe une diminution de cette contribution entre le Nd,Lu:CaF₂ et l'assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂, ce qui illustre de nouveau cet argument.

○ **INFLUENCE DE L'EFFET PIEZO-OPTIQUE Δn_σ** :

L'influence de la variation d'indice avec les contraintes est négligeable dans le cas des échantillons à base de fluorure de calcium. Dans les cas des échantillons à base de verre LG-770, cette contribution est non négligeable, toutefois elle présente une amplitude 2 à 3 fois moins importante que celle associée à l'effet thermo-optique. Dans le cas des assemblages à base de verre dopé, cette contribution tend par ailleurs à compenser l'effet thermo-optique.

○ **INFLUENCE DE LA DEFORMATION DES DIOPTRIS** :

La contribution de la déformation du dioptre matériau/air est importante dans les échantillons présentant les plus petites épaisseurs, comme les cubes de LG-770 et de Nd,Lu:CaF₂ (10 mm) ainsi que l'assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ (4|5 mm). Dans ces trois échantillons, elle présente un signe opposé et une amplitude comparable à l'effet thermo-optique. En effet, cela traduit une faible distance entre la région pompée et le dioptre, ce qui se traduit par une déformation par dilatation plus ample. Cette contribution est faible dans le barreau de verre dopé les assemblages de verre dopé et de MgO et α -SiO₂. Toutefois, dans le cas l'assemblage MgO||LG-770||MgO, cette contribution présente une amplitude de l'ordre de 100 nm qui s'explique par la déformation de l'interface entre le verre et les cristaux. Cette déformation contribue à la différence de chemin optique et est proportionnelle à la différence d'indice entre les deux matériaux.

○ **SOMME DES CONTRIBUTIONS** :

La plupart des cartographies présentent de l'astigmatisme, ce qui se manifeste par une déformation quadratique de signe opposée entre la coupe horizontale et la coupe verticale. Dans les échantillons de faible épaisseur, la déformation du dioptre matériau/air présente une déformation non négligeable qui tend à compenser l'effet thermo-optique. Dans les assemblages à base de verre dopé, l'influence de la déformation des dioptris est négligeable mais la variation d'indice avec les contraintes participe à cette compensation. Toutefois, dans le cas l'assemblage MgO||LG-770||MgO, la déformation du front d'onde s'apparente davantage à un profil circulaire.

Pour approfondir davantage notre analyse, nous nous intéressons dorénavant à l'influence des matériaux d'un assemblage dans les contributeurs à la déformation du front d'onde. En effet, nos simulations et nos mesures de déformation du front d'onde ont mis en lumière une différence de comportement de phase spatiale entre deux échantillons assemblés possédant le même matériau à gain, du verre dopé au Néodyme LG-770. D'après la **FIGURE III-24**, l'assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ présente un défaut de phase astigmatique similaire aux échantillons témoins en verre phosphate dopé au Néodyme. D'autre part, l'assemblage MgO||LG-770||MgO présente un défaut de phase circulaire. Ainsi, nous nous intéressons aux propriétés du matériau dissipateur susceptibles d'induire cette modification de la déformation du front d'onde. À titre d'exemple, la comparaison de la déformation du front d'onde d'un cristal de Nd,Lu:CaF₂ et d'un verre dopé au Néodyme a mis en évidence une modification du front d'onde en fonction des signes relatifs des coefficients thermo-optique et des piézo-optiques [Bernerd et al. 2020].

Nous proposons d'effectuer une décomposition du front d'onde par contributeurs et par matériaux pour ces deux assemblages présentés également dans l'Annexe D. Pour faciliter la lecture, nous fournissons en annexe les coupes associées à la variation d'indice avec la température et avec les contraintes pour chaque matériau de ces deux assemblages. Nous synthétisons plusieurs points clés identifiés au cours de cette analyse :

- La contribution associée à l'effet thermo-optique est la plus importante dans le matériau amplificateur, qui présente le gradient thermique transverse le plus conséquent par rapport aux matériaux dissipateurs.
- Le signe positif du coefficient thermo-optique du MgO s'oppose à celui du Nd:Verre. La contribution de l'effet thermo-optique du MgO tend alors à compenser celle du verre phosphate dopé. Dans le cas du α -SiO₂, cet effet n'est pas observé car ce matériau présente un coefficient thermo-optique de signe négatif, comme le verre dopé.
- De manière analogue, un comportement similaire peut être observé pour l'effet piézo-optique en fonction du matériau et l'axe. Selon la direction verticale, la variation d'indice avec les contraintes dans le α -SiO₂ compense celle du verre dopé. Une étude plus poussée des signes relatifs des coefficients piézo-optiques de chaque cristal permettrait d'interpréter une différence de comportement pour ce contributeur.

L'effet cumulé de la variation d'indice avec les contraintes et de la compensation de l'effet thermo-optique du verre par celui de l'oxyde de magnésium semble à l'origine du défaut de phase spatiale différent de ceux mesurés dans les autres échantillons. Étendre cette démarche à de nouveaux matériaux présentant des propriétés thermomécaniques éloignées des matériaux de cette étude constituerait une perspective pertinente pour approfondir davantage notre compréhension de l'influence de ces paramètres pour réduire ou modifier la déformation du front d'onde. Toutefois, le champ de cristaux optiques qu'il est possible de modéliser demeure limité par les données des paramètres matériaux mesurées et accessibles dans la littérature.

5. Estimation de l'erreur sur les simulations

Un dernier point important à soulever concerne l'incertitude associée à notre modèle numérique. Comme nous avons pu en discuter au fur et à mesure que nous introduisons de nouveaux paramètres dans notre modèle, leurs valeurs sont tirées de la littérature, et elles diffèrent régulièrement en raison des conditions de mesure. À titre d'exemple, les valeurs de conductivité ou de coefficient de dilatation thermiques peuvent être fournis sur différentes plages de température « ambiantes »¹⁹. Les coefficients piézo-optiques dépendent de la longueur d'onde, ainsi plusieurs valeurs peuvent être rencontrées pour différentes longueurs d'onde. Dans le cas du CaF₂, une erreur moyenne quadratique de 14%, 5% et 9% a pu être déterminée pour ses trois coefficients piézo-optiques respectifs [Stoffel 2019]. Dans le cas du MgO, Rao *et al.* rapportent plusieurs valeurs de coefficients issus de différents travaux des années 40 et 60 [Rao et al. 1964], on peut ainsi en déduire une erreur moyenne quadratique respective de 12%, 67% et 5%. Chaque matériau présente un ensemble de paramètres que nous ne maîtrisons pas au sens de la mesure, et ce nombre de paramètres augmente avec le nombre de matériaux que nous incluons dans nos assemblages. Il devient nécessaire de tenir compte des variations d'un jeu de paramètres pour chacun de nos matériaux, définis à partir des valeurs rencontrées dans la littérature.

Pour estimer cette erreur et alléger le raisonnement présenté ici, nous nous plaçons seulement dans le cas d'un échantillon composé d'un unique matériau : un cube de Nd:Verre LG-770 de 10 mm d'épaisseur. Nous définissons plusieurs plages de variation sur un ensemble de 8 paramètres associés au pompage et au matériau. Pour chaque valeur de paramètre, nous examinons la valeur de l'élévation de température et de l'amplitude de la déformation du front d'onde (en Pic-à-Vallée) qui constituent nos deux valeurs d'intérêt pour recalculer de notre modèle sur les mesures expérimentales. La valeur centrale est calculée pour les paramètres bruts fixés en entrée et énoncés dans les parties précédentes. L'incertitude obtenue représente alors l'ensemble des valeurs possibles pour ces grandeurs pour les variations des paramètres considérés. L'ensemble des paramètres et des plages de variations retenues sont discutées dans le tableau à la page suivante.

Finalement, en tenant compte des $n = 8$ paramètres identifiés dans le **TABLEAU III-7** prenant m valeurs, l'incertitude du calcul numérique σ peut être estimée avec l'expression suivante :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{m} \sum_{j=1}^m (x_{i,j} - \bar{x}_i)^2 \right)} \quad (\text{III-17})$$

¹⁹ Schott donne par exemple deux valeurs de coefficient de dilatation qui sont des moyennes sur des gammes de 20 à 50°C et de 20 à 300°C... Mais aussi deux valeurs de conductivité thermique, une mesurée à 25°C et une à 50°C.

Avec n le nombre de paramètres²⁰, m le nombre de valeurs prises par ce paramètre, $x_{i,j}$ la valeur obtenue pour une valeur indexée i du paramètre j et \bar{x}_i la valeur centrale.

Pour les paramètres identifiés et les plages de variation supposées, on détermine une erreur sur les valeurs d'élévation de température et d'amplitude de la déformation du front d'onde (Pic-à-Vallée) de respectivement 12% et 22% de la valeur calculée.

Paramètres (unité)	Valeur	Plage de variation	Justification
Energie optique de pompage E_p (J)	2×1	$\pm 5\%$	Précision de mesure du calorimètre.
Fraction thermique η_{th} (%)	25%	$\pm 10\%$	Le calcul du ratio thermique s'effectue avec pour approximation forte en l'absence d'extraction laser. De plus, la concentration en ion dopant peut varier selon la provenance du verre.
Coefficient d'absorption à 797 nm α_{abs} (cm^{-1})	7,75	$\pm 5\%$	Précision du spectromètre pour les valeurs d'absorption tabulées (Chapitre II). La qualification du dépôt thermique a permis de vérifier cette valeur en tenant compte de la largeur spectrale de la diode.
Conductivité thermique k_{th} ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	0,57	$\pm 5\%$	Pas de précision fournie par le constructeur. En se basant sur les valeurs des autres verres de la même famille, on peut estimer cette plage de variation.
Coefficient de dilatation thermique α_{th} ($10^{-6} K^{-1}$)	11,6	$\pm 10\%$	Même remarque.
Module de Young E (GPa)	47,3	$\pm 5\%$	Même remarque.
Coefficient thermo-optique dn/dT ($10^{-6} K^{-1}$)	-6,1	$\pm 10\%$	Calculé à partir de la méthode de variation du trajet optique, qui dépend de la valeur de coefficient de dilatation mesurée au préalable.
Coefficients piézo-optiques π_{ij} ($10^{-12} Pa^{-1}$)	$\pi_{11} = 1,29$ $\pi_{12} = 2,28$ $\pi_{44} = -0,99$	$\pm 10\%$	Variations déterminées pour le CaF ₂ et le MgO.

TABLEAU III-7 : Liste des paramètres à faire varier pour l'étude thermomécanique d'un cube de Nd:Verre LG-770 de 10 mm d'épaisseur.

²⁰Dans l'ordre de lecture des paramètres, $n = 4$ pour le calcul de l'élévation de température, $n = 6$ pour celui des contraintes et les déformations et $n = 8$ pour l'amplitude de la déformation du front d'onde.

CONCLUSIONS DU CHAPITRE

Ce chapitre s'est consacré à la présentation d'un modèle numérique basé sur une méthode de résolution en éléments finis capable de modéliser les effets thermomécaniques induits par le pompage optique d'un matériau à gain. Le modèle s'articule en trois étapes successives : une résolution de l'équation de la chaleur, un calcul des déformations et des contraintes mécaniques par couplage avec la dilatation et un calcul de déformation du front d'onde induit par un simple passage dans le milieu. Deux particularités ont été apportées dans ce modèle : la modélisation d'échantillons assemblés d'une part, et la prise en compte d'un ensemble de paramètres associés à des matériaux isotropes et anisotropes. Les différentes étapes du modèle ont pu être validées à l'aide des mesures expérimentales présentées au cours du Chapitre II.

Le terme source défini pour la résolution de l'équation de la chaleur a pu être exprimé à l'aide de grandeurs associées aux conditions expérimentales et déterminées lors de la qualification du pompage dans le chapitre précédent. Les mesures thermiques ont permis de confirmer les tendances exprimées par le modèle d'un échantillon à un autre. La valeur absolue de l'élévation de température reste cependant à valider avec des mesures thermiques réalisées à la suite d'un étalonnage de la caméra. La **FIGURE III-25** compare l'élévation de température simulée et mesurée entre les différents échantillons à base de verre dopé au Néodyme pour les mêmes conditions de pompage : $E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$.

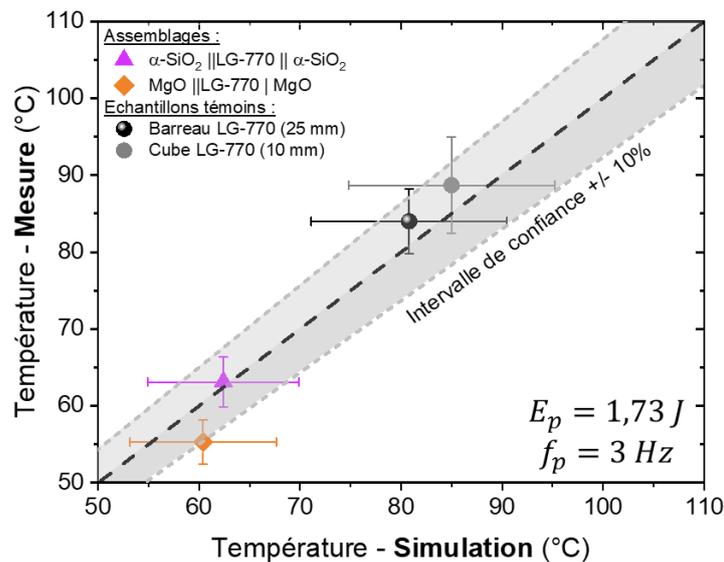


FIGURE III-25 : Comparaison de la simulation et de mesures (relatives) sur la valeur d'élévation de température dans un barreau de Nd:Verre LG-770 de 25 mm d'épaisseur (sphère noire), un cube de Nd:Verre LG-770 de 10 mm d'épaisseur (cercle gris), un assemblage $\alpha\text{-SiO}_2 || \text{LG-770} || \alpha\text{-SiO}_2$ (triangle magenta), un assemblage $\text{MgO} || \text{LG-770} || \text{MgO}$ (losange orange). Point de fonctionnement : $E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$.

Le calcul mécanique a été réalisé en considérant deux jeux d'hypothèses ; un cas idéal et un cas sévère. Dans le cas idéal, la distribution des contraintes a été estimée et comparée aux valeurs seuils théoriques de fracture des matériaux employés dans l'étude. La mesure de déformation des faces réalisée lors du chapitre expérimental a cependant mis en avant une sous-évaluation de cette déformation dans ce cas. Avec un second jeu de conditions mécaniques plus sévères, qui tient compte de l'encastrement de l'échantillon entre les deux

mâchoires de refroidissement, une déformation en accord avec la mesure a pu être obtenue. Cependant, ce nouveau jeu de conditions génère l'apparition de singularités mécaniques au niveau des arêtes latérales de l'échantillon. Cette surestimation numérique des contraintes induit une erreur importante lors du calcul de la déformation de front d'onde, ainsi, le jeu de conditions dites "idéales" a été conservé pour la dernière étape de calcul.

Un accord satisfaisant a pu être observé entre les mesures et les simulations de la déformation du front d'onde, à l'image de cartographies très similaires. Cette étape de validation nous permet d'avoir confiance quant à l'objectivité du modèle numérique. Pour un même point de fonctionnement, il est possible de comparer la valeur de l'amplitude de la déformation du front d'onde simulée à celle mesurée en tenant compte des différentes sources d'incertitudes associées à la mesure et à la simulation (voir partie III-5). La **FIGURE III-26** compare cette amplitude entre les simulations et les mesures pour les différents échantillons étudiés pour les mêmes conditions de pompage : $E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$.

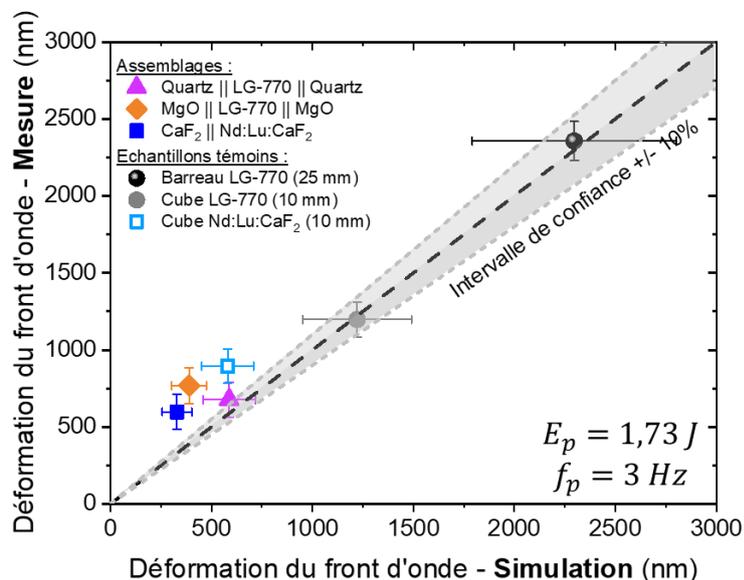


FIGURE III-26 : Comparaison de la simulation et de mesures sur la valeur d'amplitude de la déformation du front d'onde (en Pic-à-Vallée) dans un barreau de Nd:Verre LG-770 de 25 mm d'épaisseur (sphère noire), un cube de Nd:Verre LG-770 de 10 mm d'épaisseur (cercle gris), un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ (triangle magenta), un assemblage MgO||LG-770||MgO (losange orange), un cube de Nd,Lu:CaF₂ de 10 mm d'épaisseur (carré bleu clair) et dans un assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ (carré bleu). Point de fonctionnement : $E_p = 1,73 J$; $f_p = 3 Hz$.

En dernier lieu, une décomposition des différents contributeurs à la déformation de front d'onde nous a permis d'étayer davantage notre compréhension de la déformation du front d'onde observée d'un échantillon à un autre. Notamment, cette étude nous permet de comprendre plus finement le comportement apporté par chaque matériau à la déformation totale induite par un échantillon assemblé. En perspectives d'évolution pour le modèle numérique, le premier point à adresser est la question du jeu de conditions mécaniques. Une évolution logique du modèle consisterait à ajouter au modèle une étape de calcul de la biréfringence induite par contrainte. Par ailleurs, une telle étude, recalée avec des mesures de biréfringence à réaliser sur nos échantillons, permettrait d'inclure l'orientation cristalline dans nos calculs.

CONCLUSION

Dynamisés par les thématiques de recherche de la physique fondamentale, de nouveaux concepts de laser de puissance du futur émergent pour répondre aux défis expérimentaux de demain concernant l'interaction laser-matière ou encore la fusion par confinement inertiel. Dans ce contexte, la recherche de nouveaux matériaux laser capables de répondre aux critères d'amplification dans une gamme spectrale proche de $1\ \mu\text{m}$ est une thématique qui résonne avec le besoin d'une amélioration des performances des installations laser. Une limitation majeure de ces systèmes laser repose sur leur puissance moyenne, ou récurrence de tir, en raison des effets thermiques induits par le dépôt d'énergie dans les matériaux amplificateurs laser qui dégradent les caractéristiques du faisceau amplifié. C'est par exemple le cas du verre dopé au Néodyme, couramment employé dans les installations laser de puissance en raison de son spectre d'émission large et de sa capacité de production dans de grandes dimensions, mais qui présente une faible conductivité thermique. Dans cette thèse, nous nous sommes attachés à investiguer l'assemblage de matériaux optiques dans l'objectif d'améliorer les performances, et plus particulièrement la récurrence des amplificateurs du pilote d'un laser puissance. L'idée explorée dans ces travaux repose sur l'association de matériaux aux fonctions complémentaires, que sont l'amplification laser à $1053\ \text{nm}$, l'extraction thermique et l'optimisation de la déformation du front d'onde. Le travail décrit dans ce manuscrit se construit autour d'une modélisation numérique confrontée à un ensemble de caractérisations expérimentales des effets thermiques induits par un pompage transverse.

Cette dernière partie du manuscrit dresse les conclusions et perspectives de ces travaux. Une première moitié expose ici les **conclusions** apportées par ce travail de thèse sur différents aspects : la réalisation d'assemblages de matériaux pour notre problématique, la pertinence de l'approche numérique et expérimentale appliquée et le comportement observé entre les différents assemblages. De plus, une comparaison des performances obtenues en termes de déformation du front d'onde avec le projet LEAP Axe B, qui a servi de base de ressources à ces travaux, sera discutée. Dans une seconde moitié, un ensemble de **perspectives** explorées à l'aide du modèle numérique seront exposées. À cette occasion, plusieurs paramètres matériaux et géométriques permettant une optimisation la structure assemblée longitudinale seront examinés. Enfin, de nouveaux concepts géométriques et plusieurs pistes pour une application différente de l'assemblage de matériaux pour des problématiques laser seront suggérées.

Réalisation d'assemblages de matériaux laser à 1053 nm

Le **premier chapitre** a exposé la réflexion amenant à la définition et à la réalisation de premiers assemblages de matériaux. En énonçant d'une part les principes et les méthodes de l'assemblage de matériaux, et d'autre part la phénoménologie des effets thermomécaniques et optiques dans un matériau laser dopé au Néodyme, nous avons identifié une base de critères de choix des matériaux à assembler. À l'issue d'une phase de dimensionnement d'une première structure assemblée longitudinale de taille

centimétrique et étudiée en pompage transverse, la sélection de plusieurs verres et cristaux a permis de définir une base d'échantillons élémentaires destinés à servir de base de définition d'un barreau amplificateur multi-matériaux assemblé pour un pilote de laser de puissance.

Le travail de réalisation des échantillons assemblés a fait l'objet de plusieurs collaborations et commandes qui ont permis, au fil de longs mois de travail et de discussions, de démontrer la faisabilité de l'assemblage de matériaux laser amplificateurs à 1053 nm compatibles de l'amplification dans les lasers de puissance. Dans ce cadre, le **CIMAP** est parvenu pour la première fois à réaliser l'adhésion d'un cristal de **0,5%Nd,5%Lu:CaF₂** avec un cristal de **CaF₂**. Le protocole mis en place s'est articulé en deux étapes : **l'adhésion moléculaire**, consécutive d'un patient travail de polissage, et le renforcement de la liaison par **recuit thermique**. Ce résultat important marque un nouveau niveau de maîtrise dans les processus de fabrication et de mise en forme de matériaux laser et ouvre de nouvelles perspectives de réalisation pour le laboratoire. Ensuite, les échanges avec **Onyx Optics Inc.** (États-Unis) se sont avérés décisifs pour confirmer nos critères de choix des matériaux et identifier des cristaux dissipateurs adaptés à un assemblage avec le verre laser employé dans la thèse. Nos échanges ont abouti à la réalisation d'assemblages de **verre dopé au Néodyme** avec du **quartz- α** et du **MgO**. Avec un accord des coefficients de dilatation thermique, ces matériaux ont été assemblés pour la première fois via une méthode d'assemblage par diffusion, nommée **Adhesive-Free Bonding**. Finalement, nos travaux ont également fait intervenir une approche différente basée sur un procédé de **collage par voie sol-gel** mis en œuvre par **Cristal Laser** (France). L'application d'une colle sol-gel transparente d'une épaisseur de plusieurs centaines de nanomètres a permis à la réalisation de nouveaux échantillons de **verre dopé au Néodyme et de quartz- α** à l'aide de cette méthode. Elle se poursuit activement pour la réalisation de nouveaux assemblages de **verre et de saphir- α** .

Sur la pertinence de la méthodologie mise en œuvre

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'est construit autour d'une approche basée sur un modèle de **simulation numérique** des effets thermomécaniques induits par pompage et sur un ensemble de **caractérisations expérimentales** des assemblages. Le leitmotiv de notre démarche a reposé sur une validation étape par étape du modèle de simulation par un ensemble de caractérisations expérimentales pertinentes des effets induits lors du pompage.

Le **deuxième chapitre** s'est concentré sur un ensemble de caractérisations optiques de milieux amplificateurs assemblés à 1053 nm en **pompage transverse**. Le principe du banc expérimental implémenté au cours de cette thèse repose sur des mesures en simple passage dans un échantillon pompé latéralement par deux diodes laser de forte puissance et sondé par un faisceau émis par une cavité régénérative en régime déclenché. Une première étape a consisté à maîtriser le dépôt d'énergie par la mise en forme spatiale de chaque diode. Un système de pompage délivre alors un profil rectangulaire homogène de taille adaptée à la dimension du matériau amplificateur d'un assemblage pour une énergie de 1 J délivrée à cadence variant entre 1 et 10 Hz.

Des caractérisations de **l'élévation de température** par thermographie infrarouge en fonction de la puissance moyenne de pompage ont été présentées. Deux démarches de mesure, dites relative et absolue, ont été proposées. La première a mis en évidence une réduction de la température dans les échantillons assemblés de près de 30% par rapport à des échantillons de verre dopé au Néodyme de tailles comparables. Plusieurs facteurs, tels que l'état de surface, l'angle d'observation et l'émissivité intrinsèque des matériaux constituent un ensemble de sources d'incertitude sur la mesure thermique. À partir d'une démarche d'étalonnage de l'émissivité, une première mesure de température absolue a pu être effectuée sur un assemblage de $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$. Ensuite, un protocole de caractérisation de la **déformation de la surface d'onde** induite dans l'échantillon sous pompage à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann a été présenté. Une réduction de la déformation du front d'onde d'un facteur 4 a été observée dans les assemblages par rapport à des échantillons témoins en verre dopé. En outre, une **modification de la déformation du front d'onde** a pu être observée entre deux assemblages présentant un **matériau à gain identique mais un cristal dissipateur différent**. En appliquant le même principe de mesure de la surface d'onde, une méthode de caractérisation de la **déformation mécanique** des dioptres matériaux/air en entrée et en sortie de l'échantillon a pu être proposée. En imageant un faisceau sur le dioptre arrière d'un échantillon, la déformation mécanique induite par ce dioptre a été observée en analysant la déformation de la surface d'onde réfléchi sur cette surface. Cette mesure a notamment mis en évidence une déformation d'amplitude négligeable du dioptre dissipateur/air dans le cas des assemblages. Il a également été constaté que l'amplitude de cette déformation devient importante lorsque la région où l'énergie est déposée (et l'élévation de température y est maximale) est située à proximité du dioptre imagé.

Une perspective de poursuite des caractérisations des effets thermiques repose sur la mesure de la **biréfringence** induite par les contraintes. Des premiers moyens de caractérisation de la modification de la biréfringence, notamment à l'aide d'une caméra polarimétrique, ont été décrits, mais une démarche de caractérisation complète reste à proposer. Ensuite, dans le cadre de la problématique de la conversion FM-AM dans le pilote d'un laser des puissances, une étude poussée des **effets Fabry-Perot** induits par les interfaces d'un assemblage devra être menée.

Finalement, une approche complémentaire de ces travaux pourrait se concentrer davantage sur la **caractérisation de l'interface des assemblages**. En effet, la nature de l'interface, notamment en termes d'organisation cristalline, de composition et d'épaisseur, constitue toujours une source d'inconnues dans notre étude. Aucune démarche de caractérisation de l'interface n'a pu être mise en œuvre durant la thèse, toutefois, nous pouvons suggérer ici plusieurs pistes disponibles. Des méthodes strioscopiques pourraient être envisagées pour visualiser d'éventuels défauts situés à l'interface entre les matériaux. Une mesure interférométrique pourrait également être exploitée pour estimer la résistance thermique induite par l'interface ou encore des contraintes résiduelles du protocole d'assemblage [Lee et al. 2005]. Finalement, une qualification de l'interface à une échelle moléculaire pourrait également être envisagée via une méthode d'imagerie par microscope électronique à balayage ou encore par spectroscopie à rayons X à dispersion d'énergie [Kausas et al. 2022; Sugiyama et al. 2004].

Dans le **troisième chapitre**, un modèle numérique de résolution par éléments finis a été développé sous COMSOL Multiphysics® pour simuler les effets thermomécaniques et optiques induits au cours du pompage. Le modèle met en œuvre un terme source thermique défini à partir des caractéristiques spectroscopiques du matériau à gain et des caractéristiques du dépôt d'énergie mis en œuvre. Une résolution de l'équation de la chaleur a montré un accord satisfaisant avec les mesures de température relatives, toutefois, les mesures étalonnées devraient permettre d'ajuster les coefficients utilisés dans la définition du terme source du modèle. En raison de la non-uniformité du gradient thermique dans l'échantillon et du maintien mécanique qui lui est appliqué, des déformations et des contraintes s'installent dans le milieu sous l'effet de la dilatation thermique. Une bonne concordance a pu être observée entre la valeur limite théorique de fracture et les valeurs de contraintes calculées par simulation au point de fonctionnement pour lequel une fracture a pu se manifester expérimentalement. En outre, les mesures de la déformation mécanique du dioptre des échantillons a mis en avant un bon accord sur le profil de déformation. Néanmoins, le jeu de conditions mécaniques appliqué dans le modèle numérique tend à sous-estimer l'amplitude de cette déformation, ce qui constitue une limite du domaine de validité du modèle. Cette contribution présentant un poids moins important que celles associées à la variation de l'indice de réfraction du milieu, ce jeu de conditions a par conséquent été conservé pour la suite des études numériques. Finalement, en tenant compte de tous les contributeurs à la déformation du front d'onde, l'évaluation de la différence de chemin optique par un calcul de tracé de rayons montre un **accord satisfaisant** avec les mesures de front d'onde réalisées sur les échantillons au regard des cartographies et des valeurs de Pic-à-Vallée. Une décomposition du front d'onde par contributeur a permis de proposer une interprétation du poids de chaque contribution dans les différents assemblages à partir du modèle.

Une perspective d'évolution du modèle consiste à affiner le jeu de conditions mécaniques pour que ce dernier soit plus représentatif des conditions réelles de maintien de l'échantillon. Ensuite, la mise en place d'un calcul de **biréfringence** induite sous contrainte constitue une évolution logique du modèle qui devrait permettre de prendre en compte **l'orientation cristalline** des matériaux dans le modèle.

Sur les résultats de l'assemblage de matériaux

Nous avons démontré que l'assemblage de matériaux amplificateurs émettant à 1053 *nm* et de cristaux de forte conductivité thermique est une solution envisageable pour améliorer la récurrence des amplificateurs des pilotes de laser de puissance. En exploitant la diversité des assemblages analysés au cours de ces travaux, plusieurs observations et conclusions sont résumées à ce stade. Les matériaux amplificateurs assemblés manifestent une **réduction de l'élévation de température** et de la **déformation du front d'onde**. Dans le cas d'un assemblage à base de verre, l'amplitude de la déformation du front d'onde est comparable à celle de cristaux de Nd,Lu:CaF₂ présentant une conductivité thermique d'un ordre de grandeur supérieur à celle du verre.

Concernant **la dissipation thermique de l'assemblage**, l'influence de la conductivité thermique du matériau dissipateur semble être limitée à partir d'une valeur seuil. En effet, un facteur 5 sur ce paramètre sépare le α -SiO₂ du MgO, cependant l'élévation de température ne diminue que de quelques degrés d'après les mesures et les simulations

réalisées. En revanche, la conductivité thermique du matériau amplificateur constitue le facteur limitant la capacité de l'échantillon à dissiper la chaleur générée lors du pompage.

Pour un même matériau amplificateur assemblé avec deux cristaux dissipateurs différents, nous avons mis en évidence une **modification circulaire de la déformation du front d'onde**. Un assemblage MgO||LG-770||MgO présente une déformation du front d'onde circulaire par opposition avec un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ qui exhibe une déformation astigmatique similaire à la déformation induite dans un échantillon de verre dopé au Néodyme de mêmes dimensions (**FIGURE CONC.-1**).

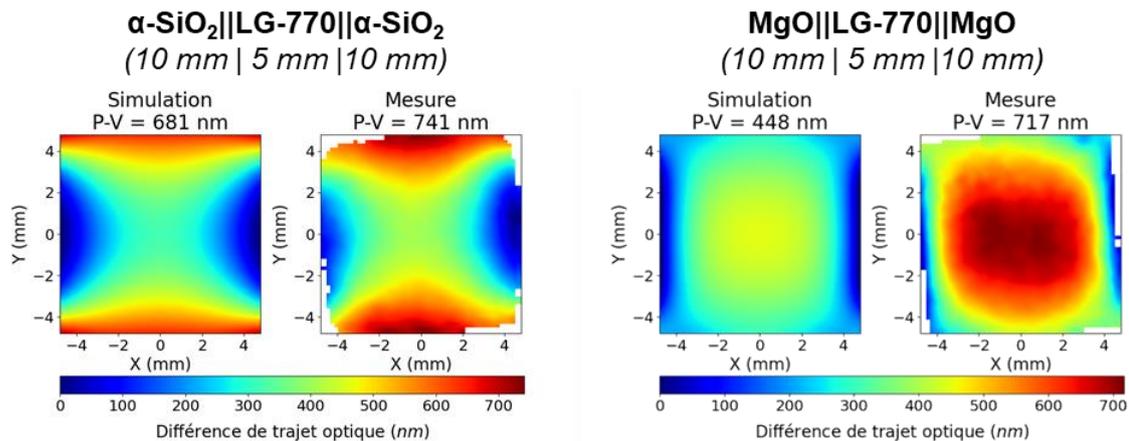


FIGURE CONC.-1 : Cartographies de la déformation du front d'onde mesurées et simulées dans (a) un assemblage α -SiO₂||LG-770|| α -SiO₂ et (b) un assemblage MgO||LG-770||MgO comparé pour des conditions de pompage similaires (1,73 J ; 3 Hz).

Plusieurs **contributions à la déformation du front d'onde** ont été explorées pour interpréter les différences observées. L'opposition de signe du coefficient thermo-optique entre le matériau dissipateur et le matériau amplificateur compense l'influence de la variation d'indice avec la température d'un matériau par rapport à l'autre. La contribution de la déformation des dioptries dans les assemblages est négligeable. La déformation des interfaces cristal dissipateur/air mesurée a mis en évidence une déformation négligeable. L'amplitude de la déformation de ce dioptrite augmente avec la proximité entre le dioptrite et la région de l'échantillon pompée, en raison d'une expansion du matériau par dilatation thermique plus importante. Cette déformation a pu être mesurée dans plusieurs échantillons témoins et dans un assemblage CaF₂||Nd,Lu:CaF₂ au niveau du dioptrite matériau dopé/air. Dans des matériaux présentant une variation de l'indice avec la température négative associée au signe du coefficient thermo-optique de ce dernier, la contribution de la déformation des dioptries, de signe positif, compense l'effet thermo-optique, réduisant ainsi la déformation du front d'onde. Enfin, la déformation des interfaces d'un assemblage devient non négligeable lorsque la différence d'indice entre le matériau amplificateur et le cristal dissipateur devient importante.

Finalement, aucune différence majeure n'a été observée entre les échantillons assemblés par adhésion moléculaire et par voie sol-gel. Certains assemblages réalisés par collage peuvent toutefois exhiber des franges d'interférence au cours du pompage, témoignant de l'expansion de la colle au niveau de l'interface, voire d'un décollement de l'échantillon. Il n'a pas été possible de comparer avec précision les méthodes employées au cours de cette thèse. Il n'est par conséquent pas possible de conclure sur les avantages

et les limites d'une méthode par rapport à une autre au regard à ce stade de l'étude. Cependant, nous pouvons rappeler plusieurs aspects pratiques exposés dans le Chapitre I concernant les deux types de méthode utilisée dans ces travaux. L'assemblage basé sur le principe d'adhésion moléculaire assistée par diffusion thermique nécessite que les coefficients de dilatation des matériaux à associer soient suffisamment proches, ce qui contraint le champ des matériaux candidats. À l'inverse, l'utilisation de procédés de collage par voie sol-gel est prometteuse, car la couche de colle est susceptible d'« amortir » l'écart de dilatation entre deux matériaux. Par ailleurs, cette méthode facilite également l'application d'un traitement antireflet au niveau de l'interface entre les matériaux pour l'adaptation d'indice.

Comparaison avec un disque amplificateur (LEAP Axe B)

Il convient désormais de mettre en perspective ces résultats avec les performances obtenues avec une architecture d'amplificateur différente. Le manuscrit fait régulièrement référence aux études menées dans le cadre du projet LEAP Axe B, tant ces travaux ont contribué à la mise en place de la démarche de caractérisation et de modélisation supportée dans ce manuscrit. Dans le cadre des études menées pour le développement d'un amplificateur 4 passages à 4 disques épais, des mesures et des simulations de la déformation du front d'onde d'un disque amplificateur ont été présentées dans le chapitre introductif. La **FIGURE CONC.-2** compare l'évolution de l'amplitude de déformation du front d'onde dans des disques de **0,5%Nd,5%Lu:CaF₂** et de verre phosphate dopé au Néodyme **LG-760** et dans les trois assemblages étudiés durant ces travaux.

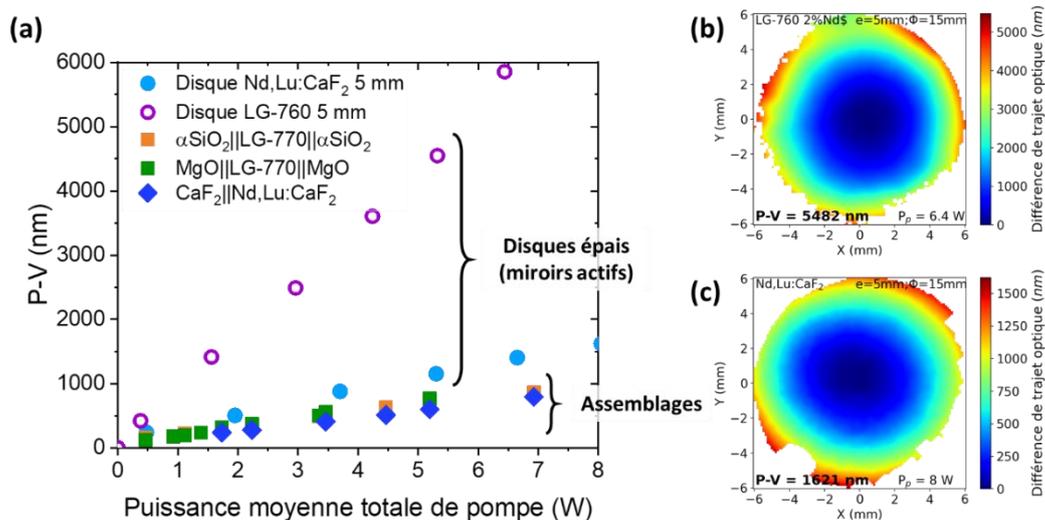


FIGURE CONC.-2 : (a) Évolution de la valeur de Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde en fonction de la puissance de pompe déposée dans des disques épais en configuration de miroirs actifs et dans des assemblages. Mesures de déformation du front d'onde après un aller-retour dans (b) un disque de verre phosphate LG-760 dopé au Néodyme à 2% LG-760 et dans (c) un disque de fluorure de calcium codopé au Néodyme à 0,5% et au lutécium à 5%.

La déformation du front d'onde mesurée dans chaque disque s'apparente majoritairement à de la courbure. Sur une plage de puissance moyenne comparable, la valeur de Pic-à-Vallée du front d'onde dans les disques est deux (cas du **Nd:Lu:CaF₂**) à six fois (cas du **LG-760**) plus importante que pour les échantillons assemblés. Cette différence importante peut en partie s'expliquer par un cumul du défaut de phase lors d'une propagation en aller-retour dans les disques. Les simulations numériques réalisées ont

également mis en évidence que l'effet thermo-optique et la déformation des faces du disque sont les deux principaux contributeurs au défaut de phase spatiale. De plus, l'élévation de température étant importante au niveau de la face avant du disque où l'énergie de pompe est déposée, l'influence des effets thermiques dans l'air devant le disque sur la déformation du front d'onde ajoute par ailleurs une contribution au défaut de phase spatiale [Chesneau et al. 2022]. Au final, les assemblages réalisés démontrent des performances supérieures à celles des disques épais en matière de déformation du front d'onde, avec la possibilité de l'optimiser en modifiant la composition et la géométrie de l'assemblage.

En résumé, ces travaux de thèse ont contribué à démontrer la faisabilité et l'intérêt de l'assemblage pour la réduction des effets thermiques dans un matériau amplificateur laser solide à 1053 nm. En proposant plusieurs associations de matériaux amplificateurs et de cristaux dissipateurs, une réduction de l'élévation de température et du défaut de phase spatiale a été démontrée, conjointement avec une modification de la déformation du front d'onde associée à la composition de l'assemblage. Ces résultats s'inscrivent dans une démarche d'amélioration de la récurrence des amplificateurs en espace libre du pilote d'un laser de puissance comme le Laser Mégajoule. L'intégralité du travail contribue à participer à la compréhension du comportement thermomécanique de milieux amplificateurs assemblés élémentaires. Dans des perspectives présentées par la suite, l'ensemble des méthodes explorées et des moyens mis en œuvre durant ces travaux donnent matière à réflexion pour proposer nouveaux concepts d'hétérostructures laser assemblées capables de répondre aux besoins des amplificateurs laser de puissance de demain.

PERSPECTIVES

Il devient pertinent à ce stade de mettre en application le modèle numérique pour explorer de nouvelles pistes visant à améliorer les performances de l'hétérostructure longitudinale définie dans ces travaux mais également d'ouvrir la voie à de nouvelles géométries. Nous suggérons ici différentes pistes d'exploration permettant de proposer plusieurs voies d'amélioration des performances laser. L'ensemble des points qui y sont présentés devra à l'avenir faire l'objet de nouvelles confrontations avec des caractérisations expérimentales sur des assemblages correspondants pour contribuer à la démarche de validation du modèle et ainsi affirmer les concepts introduits dans ces perspectives.

Etude de nouveaux matériaux pour l'assemblage

Une première voie exploratoire s'oriente vers le choix des matériaux optiques et laser mis en jeu dans les assemblages. L'idée ici est d'exploiter notre modèle numérique pour l'étude de nouvelles associations de matériaux dont les propriétés thermomécaniques et laser sont accessibles dans la littérature. En restreignant la discussion uniquement au cas où le matériau à gain est un verre phosphate dopé au Néodyme, il est valable de s'intéresser à la déformation du front d'onde d'un échantillon assemblé mettant en jeu des cristaux dissipateurs usuels. Cette discussion se restreint ici à des matériaux existants et dont les paramètres matériaux sont connus, il ne s'agit en aucun cas de chercher à déterminer le jeu de paramètres idéal d'un matériau hypothétique et inaccessible.

Choix d'un verre dopé au Néodyme répondant aux critères d'amplification

Un premier point important concerne le choix d'un matériau à gain laser à 1053 nm aux paramètres laser adéquats pour répondre aux besoins d'un amplificateur capable de délivrer 1 J en 4 passages. Lors de l'étape de qualification expérimentale du dépôt d'énergie (Chapitre II- 2), nous avons plusieurs fois mentionné le fait que le verre phosphate dopé au Néodyme LG-770 employé dans notre étude présente une forte absorption, en raison de son dopage en Néodyme important (à hauteur de 4,5%). Une conséquence directe est que l'énergie est majoritairement déposée sur les bords du matériau amplificateur en pompage transverse, et que le gain généré au centre de celui-ci est très faible. Pour déposer de l'énergie de façon uniforme dans le matériau amplificateur, une modification de la longueur d'onde de pompage et un choix porté vers un matériau à gain moins dopé sont deux solutions. Dans le MPA actuel, le verre phosphate LG-760 dopé à 1 ou 2% en Néodyme est actuellement utilisé dans les étages d'amplification. Le verre LG-760 possède des propriétés thermomécaniques très proches du LG-770, issu du même constructeur. En tenant compte de ses paramètres matériaux et de la valeur d'absorption associée à un dopage à 2%, la **FIGURE PERS.-1** ci-dessous compare pour un pompage comparable les cartographies de front d'onde simulées dans le cas du verre LG-760 et du verre LG-770 assemblés chacun avec deux cristaux d'oxyde de magnésium en configuration géométrique longitudinale.

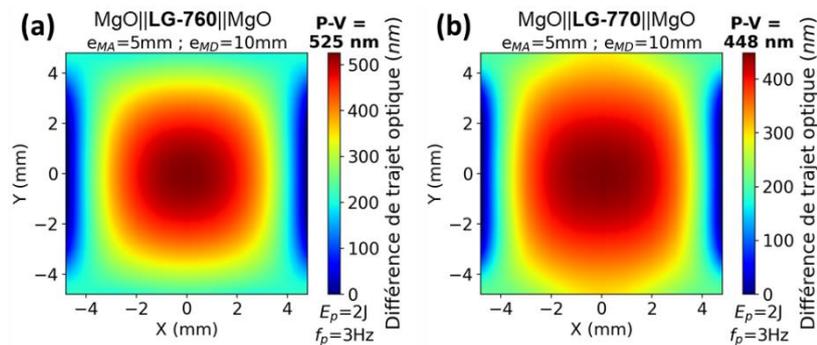


FIGURE PERS.-1 : Cartographies de déformation du front d'onde simulée pour un verre phosphate dopé au Néodyme LG-760 **(a)** et LG-770 **(b)** associé chacun à deux cristaux de MgO. La comparaison s'effectue pour des dimensions géométriques ($e_{MA} = 5 \text{ mm}$; $e_{MD} = 10 \text{ mm}$) et un pompage ($E_p = 2 \times 1 \text{ J}$; $f_p = 3 \text{ Hz}$) identiques.

Les cartographies de la déformation du front d'onde sont similaires entre un échantillon à base de LG-770 dopé à 4,5% et à base de LG-760 dopé à 2% en Néodyme. La valeur de Pic-à-Vallée demeure plus importante dans le cas de l'assemblage avec le verre LG-760 qui, comme indiqué dans le **TABLEAU PERS.-1**, présente un coefficient thermo-optique plus important. Dans l'ensemble des études paramétriques qui suivent, **nous retenons le verre phosphate LG-760 comme matériau à gain.**

Optimisation du front d'onde par choix du cristal dissipateur

La diversité des matériaux étudiés au cours de la thèse ont permis de mettre en lumière différents comportements, notamment au regard de la déformation du front d'onde, qui émergent des différentes propriétés thermomécaniques et optiques de ces matériaux. Un premier axe de discussion supporté par le modèle numérique peut alors s'articuler autour du choix des matériaux à associer pour notre application. En particulier, nous focalisons cette partie de la discussion sur les assemblages de verre phosphate dopés au Néodyme, car l'association de ce dernier avec deux cristaux différents, le $\alpha\text{-SiO}_2$ (quartz) et le MgO, a mis en lumière une modification circulaire de la déformation du front d'onde. À partir de ce constat, nous pouvons désormais nous intéresser à d'autres cristaux couramment disponibles sur le marché, comme le $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG), le Al_2O_3 (saphir) et le CaF_2 , dont les propriétés d'intérêt sont consignées dans le **TABLEAU PERS.-1**.

Matériau	LG-760	MgO	YAG	CaF_2	$\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$
Référence	[Davis et al. 2011]	[Adachi 2004]	[Koechner 2006]	[Druon et al. 2011]	[Martienssen et al. 2005]
Structure	Amorphe	Cubique	Cubique	Cubique	Trigonal
Conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	0,57	42	13,4	9,7	$35 \parallel \vec{c}$ $33 \perp \vec{c}$
Coefficient de dilatation thermique ($10^{-6} K^{-1}$)	12,5	10,8	7,8	18	$5,6 \parallel \vec{c}$ $5,0 \perp \vec{c}$
Indice de réfraction n à 1053 nm	1,508	1,722	1,815	1,429	$n_o = 1,766$ $n_e = 1,757$
Signe du coefficient thermo-optique dn/dT	-	+	+	-	+
Signe des coefficients piézo-optiques π_{11}/π_{12}	- / -	- / +	+ / -	- / +	- / -

TABLEAU PERS.-1 : Table des propriétés thermiques et optiques du verre phosphate dopé au Néodyme LG-760 comparé à plusieurs cristaux dissipateurs : MgO, YAG, CaF_2 , et Al_2O_3 (saphir). L'axe \vec{c} désigne l'axe principal du saphir, confondu avec son axe optique.

La **FIGURE PERS.-2** illustre les cartographies de déformation de front d'onde simulée pour les quatre associations présentées pour une même puissance moyenne déposée.

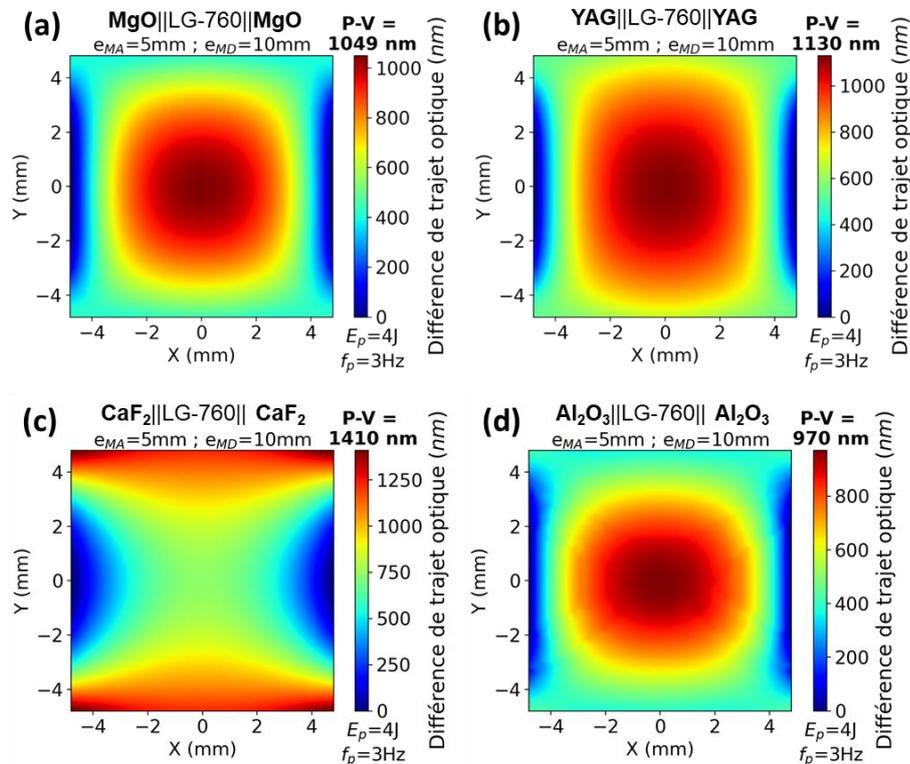


FIGURE PERS.-2 : Cartographies de déformation du front d'onde simulée pour des assemblages MgO||LG-760||MgO (a), YAG||LG-760||YAG (b), CaF₂||LG-760||CaF₂ (c), et Al₂O₃||LG-760||Al₂O₃ (d). La comparaison s'effectue pour des dimensions géométriques ($e_{MA} = 5 \text{ mm}$; $e_{MD} = 10 \text{ mm}$) et un pompage ($E_p = 2 \times 2 \text{ J}$; $f_p = 3 \text{ Hz}$) identiques.

Les cartographies du défaut de phase spatiale mettent en avant un profil circulaire dans les cas où le YAG, le MgO et le saphir sont utilisés comme cristaux dissipateurs. Contrairement au CaF₂, ces trois matériaux présentent chacun un coefficient thermo-optique de signe positif et opposé à celui du LG-760. L'influence de la classe cristalline semble présenter une contribution mineure au profil de déformation, à l'image d'une déformation du front d'onde similaire entre le MgO (cubique) et le saphir (hexagonal).

Optimisation géométrique de l'assemblage « longitudinal »

Un second axe d'optimisation de la structure longitudinale porte sur le choix de ses paramètres géométriques. Contrairement au catalogue des matériaux identifiés dans nos assemblages, les paramètres géométriques peuvent faire l'objet d'une étude paramétrique visant à identifier les configurations géométriques d'intérêt pour la déformation du front d'onde. Dans un premier temps, l'influence de l'épaisseur des matériaux dans l'assemblage est étudiée. Ensuite, il sera question de discuter de la répartition du matériau amplificateur dans les assemblages, de manière à ouvrir la discussion vers des pistes de conception d'un barreau amplificateur composé de plusieurs couches de matériau à gain laser. À partir de la structure assemblée longitudinale définie dans ces travaux, nous souhaitons désormais étudier l'influence des paramètres géométriques sur la déformation du front d'onde. Dans l'ensemble des simulations réalisées ici, nous retenons le verre dopé au Néodyme **LG-760**

pour le matériau amplificateur et le **MgO** pour le matériau dissipateur. Dans l'ensemble des simulations présentées, l'épaisseur de matériau amplificateur représente un paramètre variable. Par conséquent, il est important de définir les conditions de dépôt d'énergie pour lesquelles les différentes configurations de pompage peuvent être comparées. Nous définissons un **critère de fluence de pompe constante** égale à $6,25 J.cm^{-2}$, donnée pour une énergie de pompe total de $2 J$ pour un profil de faisceau rectangulaire de dimensions $h_p = 8 mm$ et $l_p = 4 mm$. Nous définissons l'énergie de pompe déposée dans un matériau amplificateur d'épaisseur e_{MA} pour chaque diode en pompage bilatéral à l'aide de l'expression :

$$E_p = F_p h_p e_{MA} \quad (1)$$

Pour la valeur de fluence donnée et une dimension verticale de faisceau de $8 mm$, l'énergie de pompe totale déposée dans le matériau amplificateur est cinq fois proportionnelle à son épaisseur. Lorsque nous traiterons de structures assemblées présentant au moins deux couches de matériau amplificateur, l'épaisseur du matériau amplificateur et l'énergie déposée sera donc identique pour chaque couche. Il en va de même pour l'épaisseur de tous les cristaux dissipateurs d'une structure donnée. Enfin, nous fixons une cadence de pompage de $f_p = 1 Hz$ pour l'ensemble des études.

Influence de l'épaisseur des matériaux

Nous pouvons dans un premier temps faire varier les épaisseurs respectives du matériau amplificateur et des deux cristaux dissipateurs de la structure longitudinale élémentaire. La **FIGURE PERS.-3** rappelle ses grandeurs géométriques et son orientation.

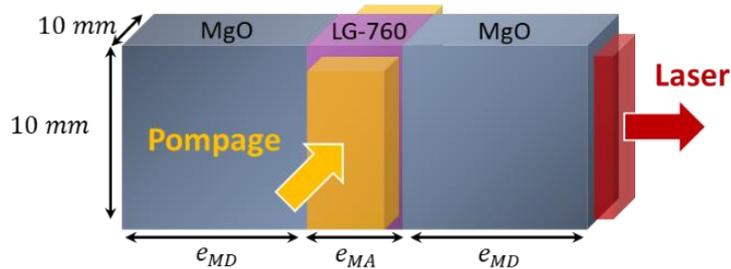


FIGURE PERS.-3 : Schéma de principe de la structure longitudinale élémentaire avec les notations employées. e_{MA} : épaisseur du matériau amplificateur ; e_{MD} : épaisseur du matériau dissipateur.

La **FIGURE PERS.-4** représente la cartographie de la valeur de Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde (**a**) et deux profils de déformation associés à des minimums (crois bleus) indiqués sur la cartographie. Pour définir un point de comparaison sur ces valeurs, un critère fixé sur la valeur d'amplitude de la déformation du front d'onde en sortie du MPA du LMJ de $300 nm$ est spécifié en rouge. Cette valeur correspond en réalité à un quart du critère fixé en sortie du MPA du LMJ de manière à définir une valeur de Pic-à-Vallée maximale par passage dans l'amplificateur. Toutefois, ce critère ne tient pas compte du fait qu'il faudra à terme augmenter le volume de matériau à gain pour extraire $1 J$ d'énergie au total en 4 passages.

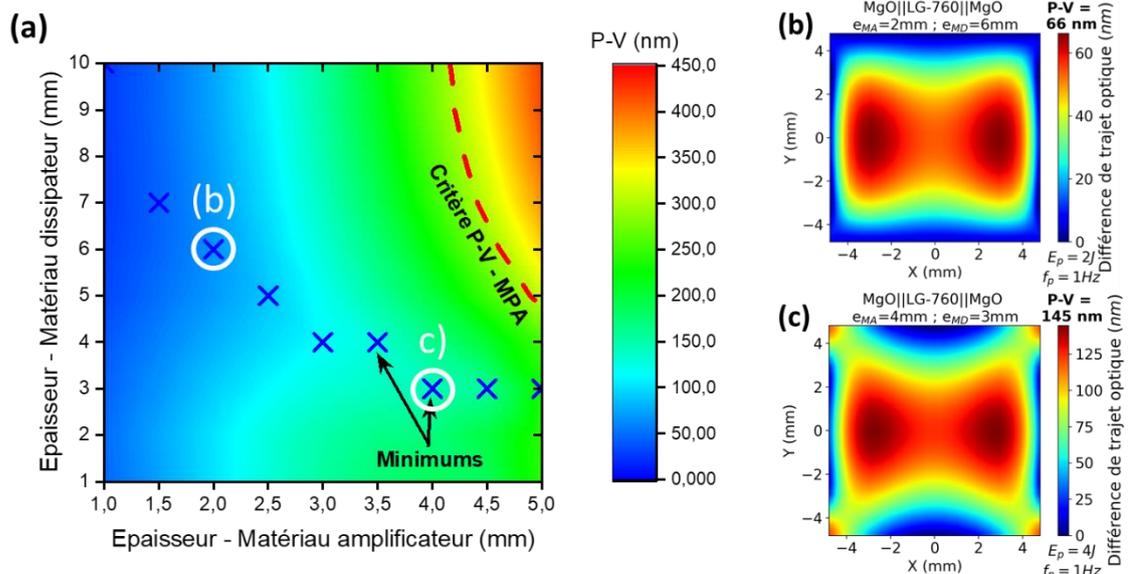


FIGURE PERS.-4 : (a) Cartographie de P-V de la déformation du front d'onde d'un assemblage MgO||LG-760||MgO pour différentes épaisseurs de matériau amplificateur et de cristal dissipateur. Les points bleus indiquent la configuration pour laquelle la valeur minimale de P-V est atteinte pour chaque épaisseur de matériau amplificateur. La ligne rouge indique la valeur P-V maximale admissible en sortie du MPA du LMJ. (b) Déformation du front d'onde dans une configuration $e_{MA} = 2\text{ mm}$; $e_{MD} = 6\text{ mm}$. (c) Déformation du front d'onde dans une configuration $e_{MA} = 4\text{ mm}$; $e_{MD} = 3\text{ mm}$.

La cartographie met en évidence l'existence d'une configuration par épaisseur de matériau amplificateur, symbolisées par des croix bleues, pour laquelle la valeur de Pic-à-Vallée est minimale. On observe, à l'image des cartographies présentées, que l'augmentation de l'épaisseur du matériau amplificateur marque une augmentation de la déformation dans les angles du profil simulé. Par ailleurs, on remarque l'apparition d'un minimum local de déformation en fonction de l'épaisseur des matériaux dissipateurs pour une épaisseur de matériau amplificateur fixée. Ce minimum peut s'interpréter au regard de l'augmentation des contraintes et de la diminution de la déformation en fonction de l'épaisseur du matériau dissipateur, comme l'illustre les cartographies des contraintes et de la déformation du dioptre dissipateur/air de la **FIGURE PERS.-5**.

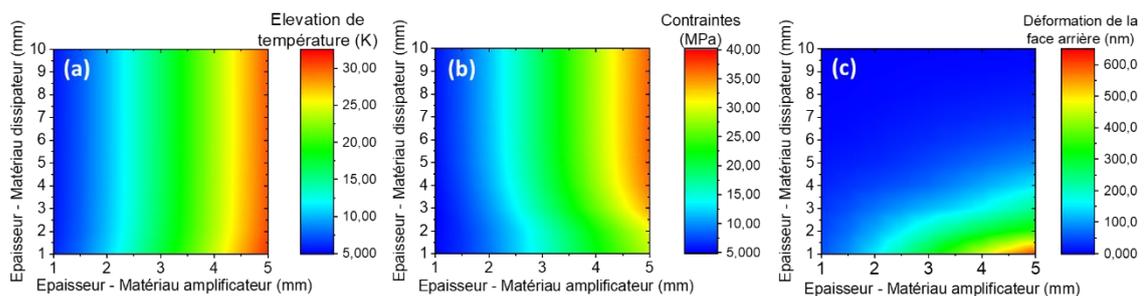


FIGURE PERS.-5 : Cartographies de (a) l'élévation de température, (b) des contraintes évaluées selon le critère de Von Mises et (c) de la déformation mécanique du dioptre arrière d'un assemblage MgO||LG-760||MgO pour différentes épaisseurs de matériau amplificateur et de cristal dissipateur.

Une interprétation de ce résultat est que pour une épaisseur de matériau dissipateur faible, le verre laser parvient à se dilater et à déformer les matériaux dissipateurs sous l'effet de la dilatation thermique. Dès que l'épaisseur du matériau dissipateur devient trop importante, le verre se trouve davantage contraint entre deux cristaux dissipateurs. Cette discussion peut être approfondie en s'intéressant à certains paramètres mécaniques comme le module de Young du matériau dissipateur. De prime abord, nous pouvons

supposer qu'une modification de cette grandeur la valeur d'épaisseur de matériau dissipateur pour laquelle un minimum de déformation du front d'onde serait atteint (**FIGURE PERS.-4**).

Répartition du volume de matériau à gain dans l'assemblage

Il est dorénavant intéressant d'explorer à l'aide du modèle des concepts d'échantillons assemblés présentant plus qu'un seul matériau amplificateur. En particulier, nous faisons intervenir un concept qui a été énoncé dans le Chapitre 2 et qui consiste à symétriser le dépôt d'énergie d'un matériau amplificateur à un autre, et par conséquent, la déformation du front d'onde. Le schéma de principe d'un échantillon composé d'une alternance deux matériaux amplificateurs et de trois cristaux dissipateurs est illustré en **FIGURE Pers.-6** avec un exemple de déformation de front d'onde résultant.

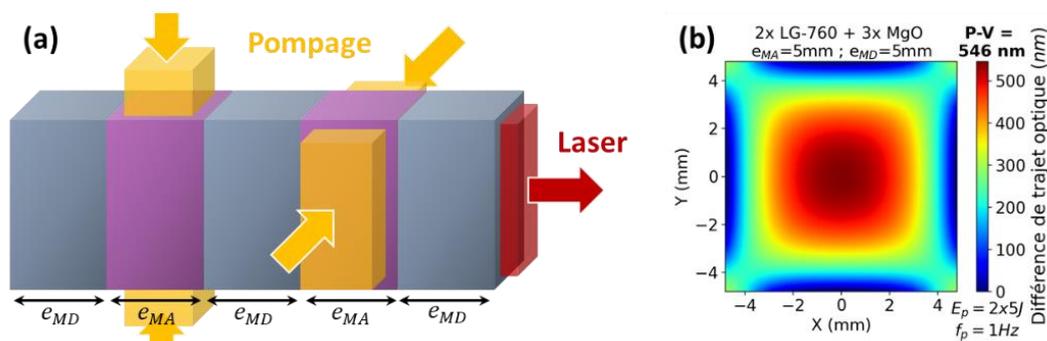


FIGURE PERS.-6 : (a) Schéma de principe d'un barreau amplificateur comprenant deux matériaux amplificateurs dans une configuration de pompage transverse où chaque paire de diodes est tournée de 90° . (b) Cartographie de la déformation du front d'onde induit dans un assemblage comprenant deux matériaux amplificateurs et trois cristaux dissipateurs. Conditions de pompage pour chaque couche de : $E_p = 2 \times 2,5 J$; $f_p = 1 Hz$.

La déformation du front d'onde en sortie de cette structure assemblée présente un profil symétrique et plat au centre (**FIGURE PERS.-6 (b)**). Ce profil de déformation du front d'onde est très intéressant car la déformation vue sur une zone carrée de $8 mm$ de côté est faible. Nous réalisons une étude paramétrique similaire sur cette nouvelle structure assemblée, en limitant cette fois-ci l'épaisseur des matériaux dissipateurs à $5 mm$ au maximum pour un gain de temps de calcul et de maillage dans le modèle. Nous rappelons que ces valeurs d'épaisseurs mentionnées sont identiques pour chaque couche du matériau qui leur est associée.

La **FIGURE PERS.-7** présente une cartographie de la valeur de Pic-à-Vallée d'une telle structure pompée transversalement en fonction de l'épaisseur des couches de matériaux de 1 à $5 mm$ à gain et de l'épaisseur des coches des matériaux dissipateurs de 1 à $5 mm$. Le calcul est réalisé avec une énergie de pompe totale cinq fois proportionnelle à l'épaisseur de matériau amplificateur e_{MA} (pour une fluence de pompe constante) et un taux de répétition du pompage de $1 Hz$.

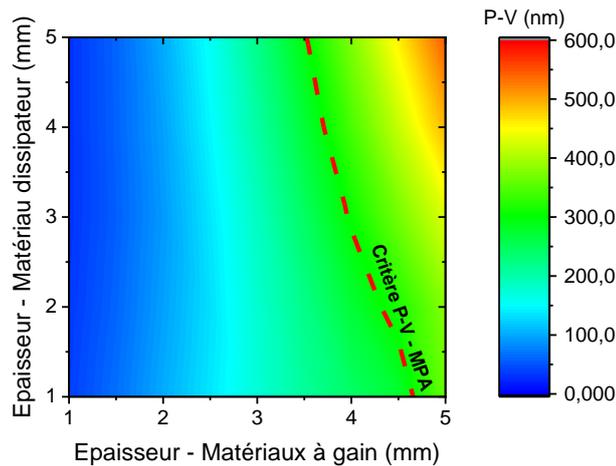


FIGURE PERS.-7 : Cartographie du P-V de la déformation du front d'onde d'un assemblage composé de deux matériaux amplificateurs (LG-760) et de trois cristaux dissipateurs (MgO) pour différentes épaisseurs de matériau amplificateur et de cristal dissipateur. La ligne rouge fournit la spécification sur la valeur de P-V maximale admissible en sortie du MPA du LMJ.

La valeur de Pic-à-Vallée évolue faiblement en fonction de l'épaisseur des matériaux dissipateurs pour une épaisseur de matériau amplificateur inférieure à $2,5\text{ mm}$. Pour une épaisseur de matériau amplificateur plus importante, la déformation du front d'onde augmente davantage avec l'épaisseur de matériau dissipateur. Une interprétation possible est que l'augmentation du volume total du barreau et donc de l'énergie déposée dans chaque matériau amplificateur (et proportionnelle à leur épaisseur) génère plus de contraintes (**FIGURE PERS.-5 (a)**). En appliquant le même principe pour développer des structures géométriques qui inclue davantage de couches de matériau amplificateur, nous nous proposons de comparer trois cas pour différentes épaisseurs de matériau amplificateur dans la **FIGURE PERS.-8**.

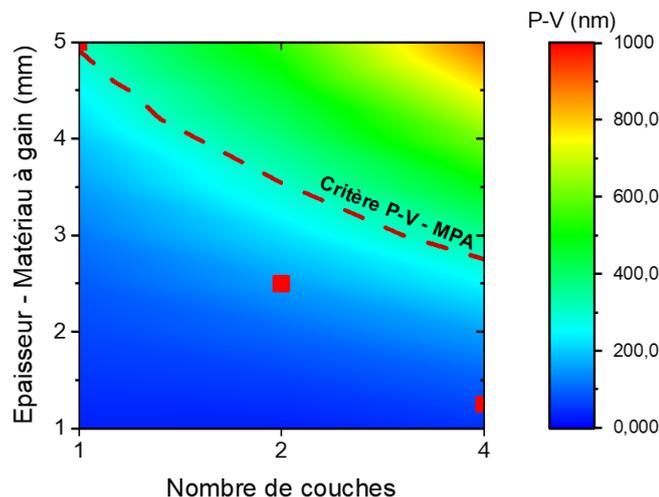


FIGURE PERS.-8 : Cartographie de la valeur de P-V de la déformation du front d'onde d'un assemblage de LG-760 et de MgO pour différentes répartitions et épaisseurs de matériau amplificateur. La ligne rouge indique la valeur de P-V maximale admissible en sortie du MPA du LMJ. Les points rouges indiquent trois configurations illustrées dans la qui présentent chacune un volume total de matériau amplificateur équivalent.

Cette cartographie met en avant l'intérêt de la répartition du matériau à gain dans le barreau assemblé. Conserver une épaisseur importante de matériau à gain implique un cumul d'une déformation du front d'onde importante dans le matériau amplificateur. Toutefois, si on définit un volume de matériau amplificateur total de 5 mm que l'on cherche

à répartir en 1, 2 ou 4 couches, la déformation du front d'onde résultant est fortement diminuée. Les cartographies de front d'onde de la **FIGURE Pers.-9** se placent dans ce cas de figure et illustrent notamment l'intérêt d'une répartition paire du matériau amplificateur et d'une rotation des diodes pour le pompage transverse sur la déformation du front d'onde.

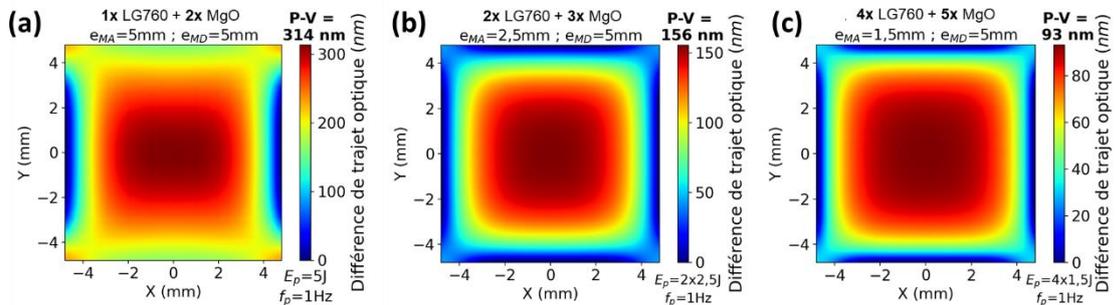


FIGURE PERS.-9 : Cartographies de la déformation du front d'onde induite dans trois assemblages de Nd:Verre LG-760 et de MgO de configurations différentes présentant chacune un volume total de matériau amplificateur (et une énergie de pompe totale déposée) équivalent. **(a)** Une couche d'épaisseur 5 mm ($E_p = 2 \times 2,5$ J). **(b)** Deux couches d'épaisseur 2,5 mm ($E_p = 2 \times 2 \times 1,25$ J). **(c)** Quatre couches d'épaisseur 1,5 mm ($E_p = 4 \times 2 \times 0,75$ J).

Dans l'ensemble des cartographies de front d'onde présentées, il est important de souligner que l'impulsion amplifiée devrait présenter une taille inférieure à la taille transverse de l'échantillon, ce qui devrait encore réduire l'amplitude de la déformation vue. L'ensemble des études paramétriques réalisées à partir de la structure longitudinale devrait contribuer au pré-dimensionnement d'un barreau amplificateur assemblé multi-matériaux capable d'extraire 1 J en 4 passages. Il consistera à la détermination d'un ensemble de points de fonctionnement en termes d'énergie déposée, de taille de faisceau et de volume total de matériau à gain qui pourront ensuite être étudiés avec le modèle pour déterminer les associations de matériau et les paramètres géométriques optimaux pour le refroidissement et la réduction des distorsions optiques associées.

Influence de la taille transverse dans les assemblages

Un second paramètre géométrique dont il n'a pas été question jusqu'à présent concerne l'ouverture ou la taille transverse de nos échantillons. En effet, pour obtenir un recouvrement maximal du gain généré dans le matériau à gain d'un assemblage, nous avons choisi une section transverse de l'échantillon de forme carrée et de taille comparable au faisceau laser, de l'ordre d'un centimètre. Toutefois, dans cette configuration, nous avons vu que l'effet cumulé du pompage latéral et du refroidissement induit un gradient thermique transverse important et responsable d'un fort astigmatisme sur le front d'onde. En augmentant la taille transverse de l'échantillon, la distance qui sépare les régions pompées de l'échantillon de ses surfaces en contact avec les mâchoires de refroidissement augmente, ce qui tend à étirer et lisser le gradient thermique transverse. En conservant une taille et une position identiques du faisceau, la déformation du front d'onde induite par ce gradient devrait diminuer. En revanche, augmenter la taille transverse du matériau revient à augmenter l'énergie déposée dans une zone périphérique inutile à l'amplification du faisceau. Dans les idées qui sont présentées ici, des nouveaux concepts de géométrie assemblée transverse sont suggérées.

La configuration assemblée « transverse »

Une première configuration **transverse** consiste à assembler quatre matériaux dissipateurs sur chaque face latérale du matériau amplificateur. Dans ce cas, le faisceau laser traverse uniquement le matériau à gain et les faisceaux de pompe se propagent à travers les cristaux dissipateurs disposés en vis-à-vis sur les faces latérales du matériau à gain. Un premier intérêt de cette structure est que deux cristaux dissipateurs sont directement en contact avec les faces latérales du matériau à gain soumises à l'absorption d'énergie la plus conséquente. Un second intérêt est la présence de cristaux dissipateurs entre le matériau à gain et les mâchoires de refroidissement qui agissent comme des couches tampon qui écartent le puits thermique du matériau à gain chaud de manière à étirer transversalement le gradient thermique. La **FIGURE PERS.-10** illustre le schéma de principe et la déformation du front d'onde simulée dans cette nouvelle géométrie transverse.

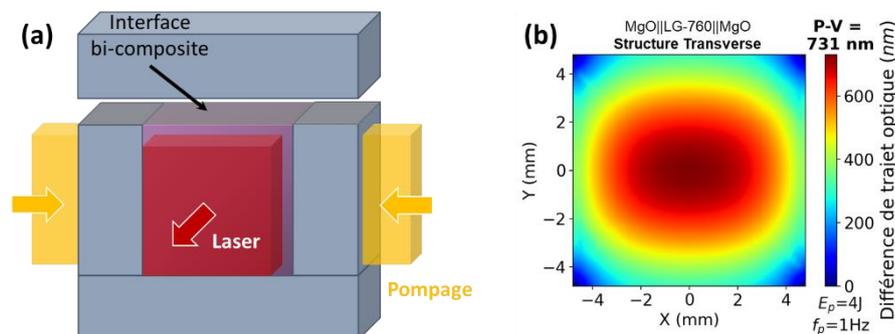


FIGURE PERS.-10 : (a) Schéma de principe d'un assemblage de matériau amplificateur (rose) et de cristaux dissipateurs (bleu-gris) en configuration transverse. (b) Cartographie de la déformation d'un front d'onde après passage dans un assemblage de transverse d'épaisseur transverse 5 mm.

La déformation du front d'onde simulée met en avant une déformation circulaire et l'absence d'un fort astigmatisme en partie liée à la déformation des faces et à la géométrie de refroidissement. Cette structure introduit une nouvelle perspective d'optimisation de la déformation du front d'onde, avec toutefois un compromis à trouver sur l'épaisseur optimale des matériaux dissipateurs tampon de manière à optimiser le refroidissement et la déformation du front d'onde. Cette structure n'a pourtant pas été réalisée durant ces travaux et sa faisabilité reste à démontrer. En effet, cette structure devrait être réalisée en quatre étapes d'assemblage, dont les deux dernières reposent sur un assemblage entre un cristal dissipateur et une surface bi-composite qui peut présenter une difficulté de réalisation d'un point de vue du polissage en raison, par exemple, des duretés différentes et propres à chaque matériau utilisé.

La configuration assemblée « hétéro-dimensionnelle »

Une seconde configuration, nommée **hétéro-dimensionnelle**, repose sur un principe de refroidissement indirect du matériau amplificateur dans l'assemblage. Afin de diminuer la contribution du gradient thermique transverse de ce matériau, l'idée proposée ici consiste à assembler celui-ci sur un substrat dissipateur de plus grandes dimensions transverses. L'échantillon est alors uniquement maintenu et refroidi par le matériau dissipateur, qui assure l'extraction de la chaleur du matériau amplificateur vers les mâchoires de refroidissement au niveau de l'interface. La **FIGURE PERS.-11 (a)** présente un

second assemblage de Nd,Lu:CaF₂ et de CaF₂ réalisé dans cette idée par le CIMAP. Les dimensions transverses d'un substrat en CaF₂ de 3 mm d'épaisseur ont été réduites de manière à présenter un jeu de deux dimensions différentes, 14 mm et 20 mm. La **FIGURE PERS.-11 (b)** montre l'échantillon maintenu entre les deux mâchoires de refroidissement uniquement au niveau du substrat de CaF₂ uniquement orienté pour présenter une dimension verticale de 20 mm.

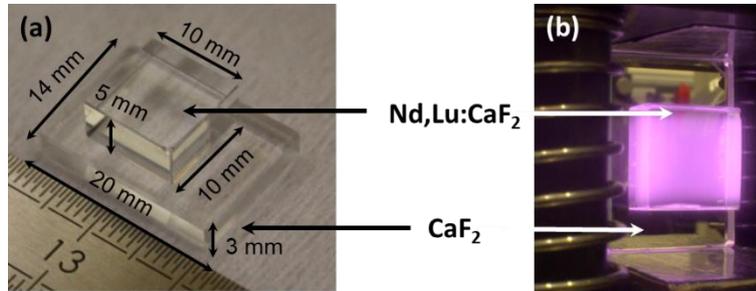


FIGURE PERS.-11 : (a) Assemblage de Nd,Lu:CaF₂ ($10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$) et de CaF₂ ($20 \times 14 \times 3 \text{ mm}^3$) hétéro-dimensionnel réalisé par adhésion moléculaire au CIMAP. (b) Assemblage installé entre les deux mâchoires et pompé latéralement, à l'image de la fluorescence émise dans le Nd,Lu:CaF₂.

Des premières mesures et simulations de la déformation du front d'onde dans cette configuration sont présentées en **FIGURE PERS.-12** et comparées avec le premier échantillon assemblé du CIMAP, présentant une dimension transverse globale de 10 mm.

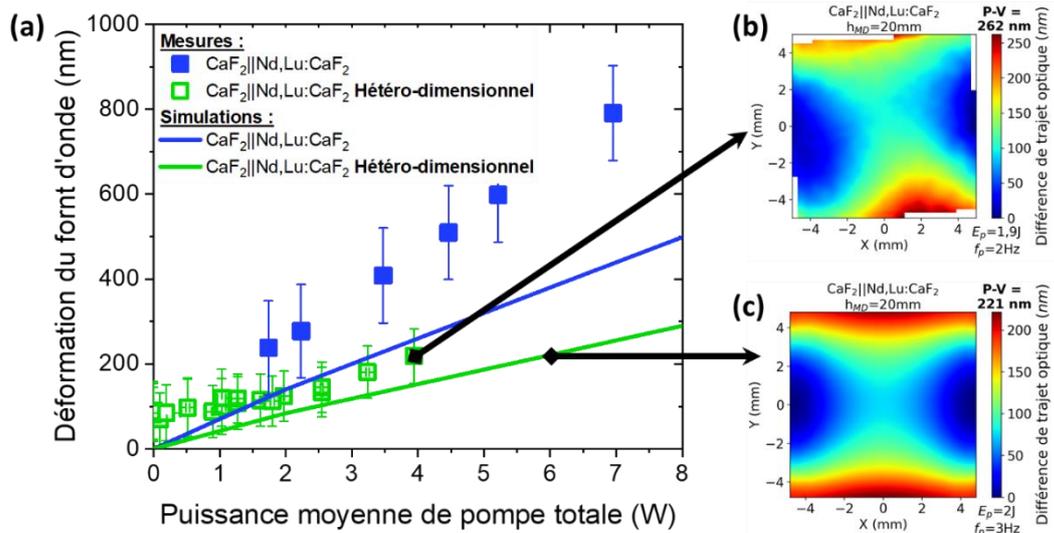


FIGURE PERS.-12 : (a) Évolution de la valeur de Pic-à-Vallée de la déformation du front d'onde induite dans un assemblage de Nd,Lu:CaF₂ et de CaF₂ de même dimension transverse (bleu) et de dimension transverse différente (vert). Cartographie (b) mesurée et (c) simulée de la déformation du front d'onde induite après propagation dans l'assemblage de CaF₂ et de Nd,Lu:CaF₂ hétéro-dimensionnel.

Les premières mesures de déformation du front d'onde réalisées dans cette configuration révèlent une diminution de l'amplitude de déformation du front d'onde d'un facteur 2. À l'image du Pic-à-Vallée et des cartographies (**FIGURE PERS.-12 (b) et (c)**), un accord satisfaisant a pu être trouvé entre le modèle et les mesures. Cette structure illustre un nouveau concept de réduction de la déformation du front d'onde par refroidissement indirect du cristal dopé.

Nouvelles perspectives de l'assemblage pour l'amplification de puissance

La réduction des effets thermiques induits au cours du pompage ne constitue qu'un premier axe d'amélioration des performances des amplificateurs laser grâce à l'assemblage de matériaux. Nous nous attachons dans un dernier temps à discuter de ces nouvelles perspectives d'application de l'assemblage pour adresser les problématiques d'amplification dans les lasers de puissance.

L'assemblage de matériaux peut constituer une solution pour dépasser les limites des méthodes de croissance cristallines actuelles. Les amplificateurs laser de classe kilojoule de grande dimension transverse que l'on peut trouver dans les chaînes laser sont aujourd'hui exclusivement composés de verre laser, en raison de sa facilité de production dans des grands volumes. En effet, il est très difficile de réaliser des cristaux dopés de grande taille présentant une qualité cristalline et une homogénéité de dopage satisfaisantes. En assemblant plusieurs cristaux de même nature, il devient alors possible de réaliser des plaques amplificatrices cristallines de grandes dimensions transverses. Cette voie est typiquement étudiée dans le cadre des développements de plaques amplificatrices en YAG dopé à l'Ytterbium pour l'installation DiPOLE (Central Laser Facility, Rutherford, Royaume-Uni) [De Vido et al. 2017].

Une seconde voie d'application de l'assemblage de matériaux s'applique à des thématiques d'optimisation de la bande spectrale des amplificateurs laser. En effet, l'association de plusieurs matériaux amplificateurs de différentes compositions chimiques, tels que des verres phosphates avec des verres silicates dopés au Néodyme, ouvre la voie à des perspectives d'ingénierie du spectre pour répondre à différentes problématiques des lasers de puissance, comme l'élargissement spectral ou la compensation du rétrécissement spectral par le gain.

Enfin, une dernière perspective –qui n'est pas tout à fait de l'assemblage, mais plutôt le pendant « microscopique » de l'assemblage– repose sur la fabrication de céramiques laser innovantes. Cette nouvelle approche d'élaboration de matériaux laser présente plusieurs avantages comme un procédé de fabrication rapide en partant d'un substrat cristallin réduit en poudre, ou encore la possibilité de réaliser des compositions chimiques inhomogènes, avec des gradients de dopage.

À l'aube du projet NEOLIGHT porté par le CIMAP en collaboration avec le CEA CESTA, de nouveaux axes de recherche se construisent autour de l'étude de nouvelles compositions de fluorure de calcium codopées et de l'augmentation des capacités de croissance cristalline. Ces thématiques sauront trouver un écho dans les nouvelles perspectives ouvertes par l'assemblage et, à titre d'exemple, exploiter ce nouveau savoir-faire pour réaliser des cristaux assemblés de compositions mixtes ou encore augmenter davantage le volume des cristaux pour ainsi continuer à apporter une contribution aux problématiques d'amplification dans les lasers de puissance.

ANNEXES

Annexe A RESOLUTION SEMI-ANALYTIQUE DE L'EQUATION DE LA CHALEUR EN DEUX DIMENSIONS DANS UN MATERIAU BICOUCHE EN PRESENCE D'UN TERME SOURCE THERMIQUE

Au cours du Chapitre I, nous avons appuyé notre discussion sur la propagation de la chaleur dans un matériau amplificateur assemblé avec un modèle semi-analytique (partie 2.2.2). Cette annexe est consacrée à l'élaboration d'une solution semi-analytique à l'équation de la chaleur dans les conditions exposées dans cette partie. Le développement de la solution analytique présenté ici a été réalisé en collaboration avec Hugo Chesneau durant son contrat postdoctoral au CEA CESTA au sein de l'équipe LEAP Axe B.

Nous proposons une approche analytique pour résoudre l'équation de la chaleur dans un milieu bi-composite en présence d'un terme source en deux dimensions. Ce modèle analytique présentera un premier point d'appui pour étudier le comportement d'un milieu assemblé soumis à un échauffement inhomogène. Plusieurs approches peuvent être rencontrées dans la littérature pour résoudre l'équation de la chaleur dans des matériaux multicouches et dans différentes géométries. Des travaux emploient des méthodes intégrales [Singh et al. 2011] ou encore la transformée de Laplace [Li et al. 2013]. La méthode de séparation de variable s'avère être une méthode de résolution efficace pour traiter ce type de problème, à l'image de plusieurs travaux mettant en jeu d'autres géométries et plusieurs couches de matériaux, par exemple, la résolution analytique de l'équation de la chaleur dans des cylindres composés de plusieurs couches [Jain et al. 2009; Lu et al. 2006; Singh et al. 2008] ou encore en coordonnées sphériques [Jain et al. 2010; Singh et al. 2016]. L'ensemble des calculs présentés s'appuie grandement sur les modèles de de Monte, qui a publié une série d'articles (respectivement à 1D [de Monte 2000], 1D avec N couches [de Monte 2002], 2D [de Monte 2003] et 3D [de Monte 2004]) en utilisant une approche de type séparation de variables pour résoudre l'équation de la chaleur en coordonnées cartésiennes dans un matériau bicouche. Sa méthode, qu'il qualifie de "naturelle", permet une réécriture adimensionnée du problème pour obtenir une distribution spatiale de la température en fonction d'un temps caractéristique de la diffusivité thermique. Ce que nous apportons ici au modèle est l'ajout d'un terme source dépendant du temps et d'une résistance thermique entre les matériaux. Nous ne sommes pas les premiers à faire cela, en effet Belghazi *et al.* [Belghazi et al. 2010], ont étudié l'ajout d'un terme source dans un problème à une dimension en s'appuyant aussi sur les modèles de de Monte. Ici, nous reposons le problème et le détaillons les conditions appliquées au problème avant de mettre en application le modèle.

DEFINITION DU PROBLEME EN DEUX DIMENSIONS

Nous considérons un milieu composé de deux matériaux désignés par l'indice i et caractérisés par des grandeurs thermiques et des dimensions géométriques distinctes : un matériau amplificateur ($i = A$) et un matériau dissipateur ($i = D$). Les grandeurs thermiques considérées sont la conductivité thermique k_i en $W.m^{-1}.K^{-1}$, la capacité calorifique massique $C_{p,i}$ en $J.kg^{-1}.K^{-1}$ et la masse volumique ρ_i en $kg.m^{-3}$. Les grandeurs géométriques associées à chaque matériau du milieu sont l'épaisseur e_i selon \vec{Oz} et la taille transverse l selon \vec{Oy} . En introduisant T_i et Q_{th} la température et le terme source volumique du matériau i , l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho_i C_{p,i} \frac{\partial T_i(y, z, t)}{\partial t} - k_{th,i} \nabla^2 T_i(y, z, t) = Q_{th}(y, z, t) \quad (A-1)$$

Pour compléter l'énoncé du problème, nous définissons un ensemble de grandeurs physiques qui interviennent au sein des conditions limites et des conditions de continuité à l'interface. Nous définissons résistance thermique R_{th} à l'interface entre les matériaux. Nous prenons en compte de l'échange thermique par convection naturelle avec l'air à température ambiante $T_{amb} = 20^\circ C$ au niveau des deux faces frontales ($z = -e_A$ et $z = e_D$) de l'échantillon en définissant deux coefficients d'échange thermique h_A ($z = -e_A$) et h_D ($z = e_D$). Le refroidissement par conduction au niveau de ses faces supérieure ($y = l$) et inférieure ($y = 0$) à une température de refroidissement $T_R = T_{amb}$ est caractérisé par deux coefficients des coefficients de transfert thermique h_{bas} et h_{haut} . Enfin, nous introduisons la diffusivité thermique $\alpha_i = \frac{k_i}{\rho_i C_{p,i}}$ (en $m^2.s^{-1}$) définie à partir des trois grandeurs thermiques. Elle caractérise l'efficacité du transfert thermique d'un matériau. Le problème complet est synthétisé par la **FIGURE A-1**.

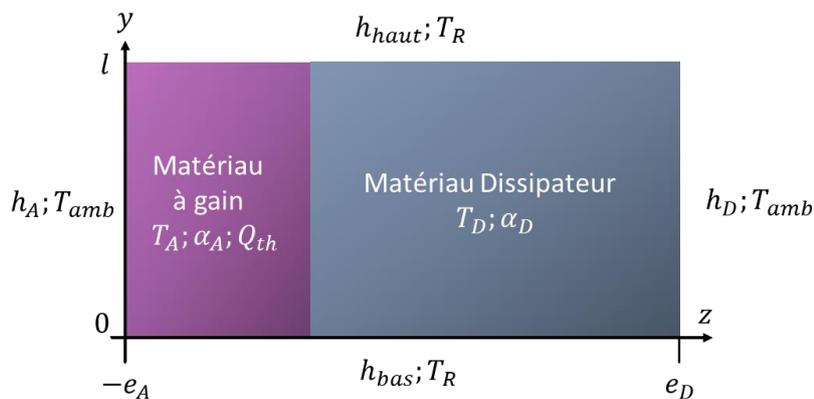


FIGURE A-1 : Schéma du modèle analytique, qui correspond à la face latérale d'un échantillon assemblé directement pompée. Les deux matériaux sont caractérisés par leur température, conductivité et diffusivité thermique.

REECRITURE DU PROBLEME SANS TERME SOURCE

Dans un premier temps, nous débutons le développement du problème en se plaçant dans un cas sans terme source thermique (autrement dit, sans pompage du matériau amplificateur). Ce développement est tout à fait similaire à celui présenté par de Monte [de Monte 2003]. En définissant l'élévation de température $\theta_i(y, z, t)$ comme la différence entre la température du matériau $T_i(y, z, t)$ et la température ambiante T_{amb} , l'équation de la chaleur s'exprime :

$$\frac{\partial^2 \theta_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial z^2} = \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial \theta_i}{\partial t} \quad (A-2)$$

Les hypothèses sur les frontières externes du matériau bicouche précédemment décrites s'expriment par des conditions de Robin. Au niveau des frontières frontales en $z = -e_A$ et en $z = e_D$, un échange convectif entre chaque matériau et l'air est considéré :

$$-k_A \left(\frac{\partial \theta_A}{\partial z} \right)_{z=-e_A} + h_A \theta_A(y, z = -e_A, t) = 0 \quad (A-3)$$

$$k_D \left(\frac{\partial \theta_D}{\partial z} \right)_{z=e_D} + h_D \theta_D(y, z = e_D, t) = 0 \quad (A-4)$$

Au niveau des frontières supérieure et inférieure ($y = 0$ et $y = L$), le milieu composite est refroidi par conduction par deux mâchoires en cuivre régulées en température à $T_R = T_{amb}$:

$$-k_i \left(\frac{\partial \theta_i}{\partial z} \right)_{y=0} + h_{bas} \theta_i(y = 0, z, t) = 0 \quad (A-5)$$

$$-k_i \left(\frac{\partial \theta_i}{\partial z} \right)_{y=L} + h_{haut} \theta_i(y = L, z, t) = 0 \quad (A-6)$$

Pour finir, les conditions de continuité de la température et du flux à l'interface s'expriment en tenant compte d'une hypothétique résistance thermique à l'interface R_{th} :

$$k_A \left(\frac{\partial \theta_A}{\partial z} \right)_{z=0} = k_D \left(\frac{\partial \theta_D}{\partial z} \right)_{z=0} \quad (A-7)$$

$$\theta_A(y, z = 0, t) + R_{th} k_A \left(\frac{\partial \theta_A}{\partial z} \right)_{z=0} = \theta_D(y, z = 0, t) \quad (A-8)$$

SEPARATION DE VARIABLES

Les conditions aux limites décrites par les équations (A-3) à (A-6) sont homogènes, nous pouvons par conséquent décomposer le champ de température en trois fonctions dépendantes chacune d'une variable du problème :

$$\theta_i(x, y, t) = Y_i(y) Z_i(z) F_i(t) \quad (A-9)$$

Avec Y_i et Z_i deux fonctions associées à la distribution spatiale du champ température et F_i sa contribution temporelle. En injectant cette décomposition dans l'équation de la chaleur (A-2), l'équation de la chaleur s'écrit en isolant les contributions spatiales d'un côté et la fonction temporelle de l'autre de l'équation :

$$\frac{1}{Z_i} \frac{d^2 Z_i}{dz^2} + \frac{1}{Y_i} \frac{d^2 Y_i}{dy^2} = \frac{1}{\alpha_i F_i} \frac{dF_i}{dt} \quad (A-10)$$

La séparation de variable permet de résoudre cette équation en résolvant trois équations différentielles ordinaires :

$$\frac{d^2 Z_i}{dz^2} + \lambda_{iz}^2 Z_i = 0 \quad (A-11)$$

$$\frac{d^2 Y_i}{dy^2} + \lambda_{iy}^2 Y_i = 0 \quad (A-12)$$

$$\frac{dF_i}{dt} + (\lambda_{iz}^2 + \lambda_{iy}^2) \alpha_i F_i = 0 \quad (A-13)$$

λ_{iz} et λ_{iy} désignent deux constantes. La constante caractéristique de l'équation différentielle associée à la fonction temporelle s'écrit directement comme une fonction de ces deux constantes et de la diffusivité thermique α_i du matériau. Les solutions des deux premières équations différentielles s'expriment directement :

$$Z_i(z) = A_{iz} \cos(\lambda_{iz}z) + B_{iz} \sin(\lambda_{iz}z) \quad (A-14)$$

$$Y_i(x) = C_{iy} \cos(\lambda_{iy}y) + D_{iy} \sin(\lambda_{iy}y) \quad (A-15)$$

Où A_{iz} , B_{iz} , C_{iy} et D_{iy} sont des constantes d'intégration. Enfin, la solution de l'équation différentielle ordinaire temporelle prend la forme d'une exponentielle décroissante :

$$F_i(t) = e^{-(\lambda_{iz}^2 + \lambda_{iy}^2) \alpha_i t} \quad (A-16)$$

APPLICATION DES CONDITIONS LIMITES

Pour exprimer les constantes d'intégration de ces solutions, nous appliquons les conditions limites selon \vec{Oz} (A-3 et A-4) et \vec{Oy} (A-5 et A-6). En injectant l'écriture de Z_i dans les deux premières conditions limites, on obtient des relations semblables à celles définies par de Monte [de Monte 2000] :

$$\begin{cases} A_{Az} = B_{Az} \Pi_{Az}(\lambda_{Az}), i = A \\ A_{Dz} = -B_{Dz} \Pi_{Dz}(\lambda_{Dz}), i = D \end{cases} \quad (A-17)$$

$$\Pi_{iz}(\lambda_{iz}) = \frac{k_i \lambda_{iz} + h_i \tan(\lambda_{iz} e_i)}{h_i - k_i \tan(\lambda_{iz} e_i)} \quad (A-18)$$

En faisant de même pour l'expression de Y_i à partir des deux conditions limites (A-5) et (A-6), on obtient une expression des constantes d'intégration de la solution Y_i :

$$C_{iy} = D_{iy} \Pi_{iy}(\lambda_{iy}) \quad (A-19)$$

$$\Pi_{iy}(\lambda_{iy}) = \frac{k_i \lambda_{iy}}{h_{bas}} \quad (A-20)$$

$$\tan(\lambda_{iy}) = \frac{k_i \lambda_{iy} (h_{bas} + h_{haut})}{(k_i \lambda_{iy})^2 - h_{bas} h_{haut}} \quad (A-21)$$

λ_{iy} correspond à une racine de l'équation précédente. En injectant respectivement l'expression (A-17) dans la solution Z_i et l'expression (A-19) dans la solution Y_i , on obtient une écriture qui ne dépend plus que d'une seule constante d'intégration :

$$Z_A(z) = B_{Az} [\sin(\lambda_{Az}z) + \Pi_{Az} \cos(\lambda_{Az}z)] = B_{Az} Z'_A(z) \quad (A-22)$$

$$Z_D(z) = B_{Dz} [\sin(\lambda_{Dz}z) - \Pi_{Dz} \cos(\lambda_{Dz}z)] = B_{Dz} Z'_D(z) \quad (A-23)$$

$$Y_i(y) = D_{iy} [\sin(\lambda_{iy}y) + \Pi_{iy} \cos(\lambda_{iy}y)] = D_{iy} Y'_i(y) \quad (A-24)$$

Avec Y'_i et Z'_i des fonctions adimensionnées par les constantes d'intégration.

APPLICATION DES CONDITIONS DE CONTINUITÉ A L'INTERFACE

Nous pouvons injecter ces expressions dans les conditions de continuité exprimées dans (A-7) et (A-8) pour chercher à les simplifier davantage :

$$k_A B_{Az} \lambda_{Az} Y_A(y) e^{-(\lambda_{Az}^2 + \lambda_{Ay}^2) \alpha_A t} = k_D B_{Dz} \lambda_{Dz} Y_D(y) e^{-(\lambda_{Dz}^2 + \lambda_{Dy}^2) \alpha_D t} \quad (A-25)$$

$$\{B_{Az} \Pi_{Az} + B_{Az} R_{th} k_A \lambda_{1x}\} Y_A(y) e^{-(\lambda_{Az}^2 + \lambda_{Ay}^2) \alpha_A t} = -B_{Dz} \Pi_{Dz} Y_D(y) e^{-(\lambda_{Dz}^2 + \lambda_{Dy}^2) \alpha_D t} \quad (A-26)$$

Pour satisfaire ces deux équations, plusieurs égalités doivent être vérifiées à l'interface ($z = 0$) entre les deux matériaux :

$$Y_A(y) = Y_D(y) \quad (A-27)$$

$$(\lambda_{Az}^2 + \lambda_{Ay}^2) \alpha_A = (\lambda_{Dz}^2 + \lambda_{Dy}^2) \alpha_D \quad (A-28)$$

$$B_{Az} \Pi_{Az} + B_{Az} k_A \lambda_{Az} R_{th} = -B_{Dz} \Pi_{Dz} \quad (A-29)$$

$$B_{Az} \frac{k_A \lambda_{Az}}{k_D \lambda_{Dz}} = B_{Dz} \quad (A-30)$$

Simplification de l'écriture de la fonction Y_i et des valeurs λ_y

La première équation est vraie pour $D_{Ay} = D_{Dy} = D_y$ et lorsque les coefficients d'échange h_{haut} et h_{bas} sont soit égaux à 0 ou à $+\infty$. Dans le premier cas, cela revient à imposer une température extérieure est nulle car le coefficient de convection est nul. Dans le second cas, cela revient à considérer un échange avec un milieu adiabatique, ce qui est plus représentatif d'un échange thermique par conduction avec deux mâchoires en cuivre régulées à une température fixée T_R . Ces conditions impliquent également d'après (A-21) que les racines associées à la solution Y_i sont égales dans chaque matériau, soit $\lambda_{Ay} = \lambda_{Dy} = \lambda_y$. Pour la suite du développement, nous nous plaçons dans la situation où l'échange aux frontières supérieure et inférieure du milieu composite s'effectue avec un milieu adiabatique, ce qui se traduit par $h_{bas} = h_{haut} = +\infty$. Dans ces conditions, la différence de température au niveau des bords supérieur et inférieur est en tout d'abord nulle, soit $\theta_i(y = 0, z, t) = \theta_i(y = l, z, t) = 0$. De plus, la fonction $\Pi_{iy} = 0$ pour $h_{bas} = +\infty$ d'après l'équation (A-20). Par conséquent, la fonction Y_i s'écrit directement :

$$Y_i(y) = D_y Y'_i(y) = D_y \sin(\lambda_y y) \quad (A-31)$$

Et en particulier, en $y = l$, la différence de température est nulle, soit $\theta_i(y = l, z, t) = 0$ ce qui équivaut à $\sin(\lambda_y l) = 0$.

Simplification de l'écriture des fonctions Z_i et des valeurs λ_{iz}

A partir de la condition (A-30), les fonctions s'expriment respectivement dans le matériau amplificateur et le matériau dissipateur de la manière suivante :

$$Z_A(z) = B_{Az} [\sin(\lambda_{Az} z) + \Pi_{Az} \cos(\lambda_{Az} z)] \quad (A-32)$$

$$Z_D(z) = B_{Az} \frac{k_A \lambda_{Az}}{k_D \lambda_{Dz}} [\sin(\lambda_{Dz} z) - \Pi_{Dz} \cos(\lambda_{Dz} z)] \quad (A-33)$$

A partir de la condition (A-28), il est possible d'exprimer les valeurs λ_{Dz} à partir des valeurs λ_{Az} et λ_y :

$$\lambda_{Dz} = \left[\frac{\alpha_A}{\alpha_D} \lambda_{Az}^2 + \left(\frac{\alpha_A}{\alpha_D} - 1 \right) \lambda_y^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A-34)$$

Finalement, les conditions (A-29) et (A-30) permettent d'écrire l'équation transcendante à partir des équations et des fonctions :

$$\Pi_{Az}(\lambda_{Az}) + R_{th} k_A \lambda_{Az} = - \frac{k_A \lambda_{Az}}{k_D \lambda_{Dz}} \Pi_{Dz}(\lambda_{Dz}) \quad (A-35)$$

En raison des divergences locales des fonctions Π_{iz} , il n'est pas possible de résoudre numériquement cette équation transcendante. Une écriture adimensionnée permettra par la suite d'obtenir les racines λ_{Az} à partir de cette équation.

CALCUL DES VALEURS PROPRES POUR CHAQUE DECOMPOSITION

Selon l'axe \vec{Oy} : fonctions propres Y_m et valeurs propres $\lambda_{y,m}$

Selon l'axe \vec{Oy} , il s'agit d'une résolution de Sturm-Liouville en une dimension. Il existe une infinité de fonctions propres Y_m définies à partir de l'équation (A-31) :

$$Y_m(y) = D_{y,m} Y'_m(y) \quad (A-36)$$

$$Y'_m(y) = \sin(\lambda_{y,m} y) \quad (A-37)$$

Les fonctions ainsi définies permettent de définir une base de fonctions orthogonales reliées par la relation d'orthogonalité :

$$\int_0^l Y'_m Y'_j dy = \begin{cases} 0 & \text{pour } m \neq j \\ N_{y,m} & \text{pour } m = j \end{cases} \quad (A-38)$$

Où $N_{y,m}$ représente la constante de normalisation calculée pour la m-ième valeur propre.

Selon l'axe \vec{Oz} : fonctions propres $Z_{A,mn}$; $Z_{D,mn}$ et valeurs propres $\lambda_{Az,mn}$; $\lambda_{Dz,mn}$

Selon l'axe \vec{Oz} , nous avons vu qu'il existe un jeu de valeurs propres par matériau dans le milieu. Les valeurs propres du deuxième matériau peuvent s'exprimer à partir des valeurs propres du premier d'après l'équation (A-34). Les valeurs propres du premier matériau s'expriment à partir de l'équation transcendante. Etant donné que ces valeurs propres dépendent des valeurs propres $\lambda_{y,m}$, il existe $m \times n$ fonctions de $m \times n$ valeurs propres. Les fonctions propres définies selon \vec{Oz} s'exprime dans le matériau amplificateur par :

$$Z_{A,mn} = B_{Az,mn} Z'_{A,mn}(z) \quad (A-39)$$

Avec $Z'_{A,mn}(z) = \sin(\lambda_{Az,mn} z) + \Pi_{Az}(\lambda_{Az,mn}) \cos(\lambda_{Az,mn} z)$. De même, elle s'écrit dans le matériau dissipateur :

$$Z_{D,mn} = B_{Az,mn} \frac{k_A \lambda_{Az,mn}}{k_D \lambda_{Dz,mn}} Z'_{D,mn}(z) \quad (A-40)$$

Avec $Z'_{D,mn}(z) = \sin(\lambda_{Dz,mn}z) - \Pi_{Dz}(\lambda_{Dz,mn}) \cos(\lambda_{Dz,mn}z)$.

La relation d'orthogonalité exprimée selon cet axe n'est pas aussi directe que celle exprimée selon l'axe \vec{Oy} en raison de la présence de deux matériaux. Pour déterminer la relation d'orthogonalité associée aux fonctions propres $Z_{i,mn}$, nous tout d'abord injectons la fonction associée à chaque matériau dans l'équation de la chaleur (A-2). Dans le cas du matériau amplificateur ($i = A$), cela s'écrit :

$$\frac{d^2 Z'_{A,mn}}{dz^2} = -\lambda_{Az,mn}^2 Z'_{A,mn} \quad (A-41)$$

La variable n étant une variable muette, cette équation peut s'écrire avec un indice k :

$$\frac{d^2 Z'_{A,mk}}{dz^2} = -\lambda_{Az,mk}^2 Z'_{A,mk} \quad (A-42)$$

On multiplie désormais l'équation (A-41) par $Z'_{A,mk}$ et l'équation (A-42) par $Z'_{A,mn}$ et nous réalisons la différence des deux équations obtenues après multiplication :

$$Z'_{A,mk} \frac{d^2 Z'_{A,mn}}{dz^2} - Z'_{A,mn} \frac{d^2 Z'_{A,mk}}{dz^2} = (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) Z'_{A,mk} Z'_{A,mn} \quad (A-43)$$

$$\frac{d}{dz} \left[Z'_{A,mk} \frac{dZ'_{A,mn}}{dz} - Z'_{A,mn} \frac{dZ'_{A,mk}}{dz} \right] = (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) Z'_{A,mk} Z'_{A,mn} \quad (A-44)$$

On intègre désormais cette expression sur l'ensemble du domaine. Les fonctions propres $Z'_{A,mk}$ n'étant définies que sur un intervalle $[-e_A, 0]$, cette intégrale s'écrit :

$$\int_{-e_A}^0 \frac{d}{dz} \left[Z'_{A,mk} \frac{dZ'_{A,mn}}{dz} - Z'_{A,mn} \frac{dZ'_{A,mk}}{dz} \right] dz = (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) \int_{-e_A}^0 Z'_{A,mk} Z'_{A,mn} dz \quad (A-45)$$

Nous pouvons désormais appliquer la même démarche dans le cas du matériau dissipateur :

$$\frac{k_A \lambda_{Az,mn}}{k_D \lambda_{Dz,mn}} \frac{d^2 Z'_{D,mn}}{dz^2} = -\frac{k_A \lambda_{Az,mn}}{k_D \lambda_{Dz,mn}} \lambda_{Dz,mn}^2 Z'_{D,mn} \quad (A-46)$$

Cette fois-ci, on multiplie les équations exprimées dans le matériau dissipateur ($i = D$) par $\frac{\lambda_{Az,mk}}{\lambda_{Dz,mk}} Z'_{D,mk}$ et inversement. On obtient un développement similaire :

$$\begin{aligned} \frac{k_A \lambda_{Az,mn} \lambda_{Az,mk}}{k_D \lambda_{Dz,mn} \lambda_{Dz,mk}} \frac{d}{dz} \left[Z'_{D,mk} \frac{dZ'_{D,mn}}{dz} - Z'_{D,mn} \frac{dZ'_{D,mk}}{dz} \right] \\ = \frac{k_A \lambda_{Az,mn} \lambda_{Az,mk}}{k_D \lambda_{Dz,mn} \lambda_{Dz,mk}} \frac{\alpha_A}{\alpha_D} (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) Z'_{D,mk} Z'_{D,mn} \end{aligned} \quad (A-47)$$

Pour alléger l'écriture, nous posons la constante $\Gamma = \frac{k_A \lambda_{Az,mn} \lambda_{Az,mk}}{k_D \lambda_{Dz,mn} \lambda_{Dz,mk}}$. L'expression précédente se réécrit alors de la manière suivante :

$$\Gamma \frac{d}{dz} \left[Z'_{D,mk} \frac{dZ'_{D,mn}}{dz} - Z'_{D,mn} \frac{dZ'_{D,mk}}{dz} \right] = \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \Gamma (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) Z'_{D,mk} Z'_{D,mn} \quad (A-48)$$

On intègre cette expression sur le domaine borné entre 0 et e_D pour obtenir une expression similaire à (A-45) :

$$\Gamma \int_0^{e_D} \frac{d}{dz} \left[Z'_{D,mk} \frac{dZ'_{D,mn}}{dz} - Z'_{D,mn} \frac{dZ'_{D,mk}}{dz} \right] dz = (\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \Gamma \int_0^{e_D} Z'_{D,mk} Z'_{D,mn} dz \quad (A-49)$$

Finalement, nous sommions les expressions (A-45) et (A-49). Nous pouvons montrer que le membre de gauche est nul. Dans un premier temps, les conditions limites (A-3) et (A-4) impliquent qu'en $z = -e_A$ et en $z = e_D$ chaque terme du membre de gauche est nul. De plus, de par la relation de continuité exprimée par (A-6), les termes restants en $z = 0$ s'annulent entre eux. Après simplification, la somme s'écrit :

$$(\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2) \left[\int_{-e_A}^0 Z'_{A,mk} Z'_{A,mn} dz + \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \Gamma \int_0^{e_D} Z'_{D,mk} Z'_{D,mn} dz \right] = 0 \quad (A-50)$$

Si $n = k$, $\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2 = 0$ et le terme entre crochet est une constante. Si $n \neq k$, le terme $\lambda_{Az,mk}^2 - \lambda_{Az,mn}^2$ est différent de zéro donc le terme entre crochet est nul. Le terme entre crochet correspond au final à une relation d'orthogonalité des fonctions propres $Z'_{A,mk}$ et $Z'_{D,mk}$, qui s'exprime de la manière suivante :

$$\int_{-e_A}^0 Z'_{A,mk} Z'_{A,mn} dz + \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \frac{k_A}{k_D} \frac{\lambda_{Az,mn} \lambda_{Az,mk}}{\lambda_{Dz,mn} \lambda_{Dz,mk}} \int_0^{e_D} Z'_{D,mk} Z'_{D,mn} dz = \begin{cases} 0 & \text{si } n \neq k \\ N_{z,mn} & \text{si } n = k \end{cases} \quad (A-51)$$

Où $N_{z,mn}$ est la constante de normalisation associée au calcul des valeurs propres $\lambda_{Az,mk}$.

EXPRESSION DES CHAMPS DE TEMPERATURE SANS TERME SOURCE

Pour un mode thermique d'indices m, n donné, les champs de température s'expriment respectivement dans le matériau amplificateur et dans le matériau dissipateur à partir des fonctions propres définies précédemment :

$$\theta_{A,mn}(y, z, t) = B_{Az,mn} Z'_{A,mn}(z) D_{y,m} Y'_m(y) F_{mn}(t) \quad (A-52)$$

$$\theta_{D,mn}(y, z, t) = B_{Az,mn} \frac{k_A \lambda_{Az,mn}}{k_D \lambda_{Dz,mn}} Z'_{D,mn}(z) D_{y,m} Y'_m(y) F_{mn}(t) \quad (A-53)$$

Pour la suite du développement, nous introduisons la constante $c_{mn} = B_{Az,mn} D_{y,m}$. Pour calculer l'expression des champs de température en l'absence d'un terme source, il est crucial de considérer une température initiale différente de la température ambiante. En effet, si la température initiale du milieu est égale à la température ambiante, alors $\theta_i = 0$ et $c_{mn} = 0$, ce qui ne présente pas d'intérêt pour l'étude. Nous considérons une distribution de température initiale, notée θ_0 , définie telle que $\theta_A(t = 0) = \theta_D(t = 0) = \theta_0$. Il est important de noter que cette distribution de température initiale n'est pas nécessairement uniforme, auquel cas elle s'écrit comme une fonction des coordonnées spatiales $\theta_0(y, z)$. Les champs de température initiaux dans chaque matériau s'expriment :

$$\theta_A(y, z) = \sum_m^M Y'_m(y) \times \sum_n^N c_{mn} Z'_{A,mn}(z) = \theta_0 \quad (A-54)$$

$$\theta_D(y, z) = \frac{k_A}{k_D} \sum_m^M Y'_m(y) \times \sum_n^N c_{mn} \frac{\lambda_{Az, mn}}{\lambda_{Dz, mn}} Z'_{D, mn}(z) = \theta_0 \quad (A-55)$$

Pour déterminer les constantes c_{mn} , nous multiplions l'équation (A-54) par $Z'_{A, jk}(z)Y'_j(y)$ et l'équation (A-55) par $\frac{\alpha_A \lambda_{Az, jk}}{\alpha_D \lambda_{Dz, jk}} Z'_{D, jk}(z)Y'_j(y)$ et nous intégrons les expressions obtenues sur leurs domaines respectifs :

$$\int_0^l \int_{-e_A}^0 \theta_0 Z'_{A, jk}(z)Y'_j(y) dz dy = \sum_m^M \int_0^l Y'_m(y)Y'_j(y) dy \times \sum_n^N c_{mn} \int_{-e_A}^0 Z'_{A, mn}(z) Z'_{A, jk}(z) dz \quad (A-56)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_A \lambda_{Az, jk}}{\alpha_D \lambda_{Dz, jk}} \int_0^l \int_0^{e_D} \theta_0 Z'_{D, jk}(z)Y'_j(y) dz dy \\ &= \frac{\alpha_A \lambda_{Az, jk}}{\alpha_D \lambda_{Dz, jk}} \sum_m^M \int_0^l Y'_m(y)Y'_j(y) dy \\ & \times \sum_n^N c_{mn} \frac{\lambda_{Az, mn}}{\lambda_{Dz, mn}} \int_0^{e_D} Z'_{D, mn}(z) Z'_{D, jk}(z) dz \end{aligned} \quad (A-57)$$

En appliquant les relations d'orthogonalité (A-38) et (A-51) sur chacune de ces expressions puis en les sommant, on obtient la constante c_{mn} :

$$\begin{aligned} c_{mn} = \frac{1}{N_{z, mn} N_{y, m}} & \left[\frac{\lambda_{Az, mn}}{\lambda_{Dz, mn}} \int_0^l Y'_m(y) \left(\int_{-e_A}^0 \theta_0 Z'_{A, mn}(z) dz \right) dy \right. \\ & \left. + \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \int_0^l Y'_m(y) \left(\int_0^{e_D} \theta_0 Z'_{D, mn}(z) dz \right) dy \right] \end{aligned} \quad (A-58)$$

EXPRESSION DES CHAMPS DE TEMPERATURE AVEC TERME SOURCE

Nous considérons désormais un terme source thermique dépendant du temps dans chaque matériau composant le milieu, soit $Q(y, z, t) = Q_A(y, z_A, t) + Q_D(y, z_D, t)$ avec $-e_A < z_A \leq 0$ et $0 \leq z_D < e_D$. L'équation de la chaleur exprimée (A-2) s'écrit en présence d'un terme source de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 \theta_i}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial y^2} + Q_i(y, z, t) = \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial \theta_i}{\partial t} \quad (A-59)$$

De manière analogue au développement effectué précédemment sur les champs de température, le terme source s'exprime à partir des fonctions propres définies :

$$Q_A = \sum_m^M Y'_m(y) \times \sum_n^N c_{mn} Z'_{A, mn}(z) q_{mn}(t) \quad (A-60)$$

$$Q_D = \frac{k_A}{k_D} \sum_m^M Y'_m(y) \times \sum_n^N c_{mn} \frac{\lambda_{Az, mn}}{\lambda_{Dz, mn}} Z'_{D, mn}(z) q_{mn}(t) \quad (A-61)$$

Pour exprimer $q_{mn}(t)$, nous procédons de la même manière que pour le calcul des constantes c_{mn} pour obtenir une expression de cette grandeur à partir des constantes de normalisation :

$$q_{mn}(t) = \frac{1}{N_{z,mn}N_{y,m}} \left[\frac{\lambda_{Az,mn}}{\lambda_{Dz,mn}} \int_0^l \int_{-e_A}^0 Q_1 Z'_{A,mn}(z) Y'_m(y) dz dy \right. \\ \left. + \frac{\alpha_A}{\alpha_D} \int_0^l \int_0^{e_D} Q_2 Z'_{D,mn}(z) dz Y'_m(y) dy \right] \quad (A-62)$$

Toutefois, en ayant considéré que le terme source dépend potentiellement du temps, par l'intermédiaire de la constante $q_{mn}(t)$, le champ de température dépend également du temps, ce qui nécessite de calculer de nouveau les constantes $c_{mn}(t)$. Nous injectons les distributions de température dans la nouvelle expression de l'équation de la chaleur, ce qui donne dans chaque matériau :

$$\frac{dc_{mn}(t)}{dt} = \frac{\alpha_A}{k_A} q_{mn}(t) e^{(\lambda_{Az,mn}^2 + \lambda_{y,m}^2) \alpha_A t} \quad (A-63)$$

$$\frac{dc_{mn}(t)}{dt} = \frac{\alpha_D}{k_D} q_{mn}(t) e^{(\lambda_{Az,mn}^2 + \lambda_{y,m}^2) \alpha_A t} \quad (A-64)$$

En sommant ces équations puis en les intégrant de 0 à un temps donné t , on obtient une nouvelle expression de la constante c_{mn} dépendante du temps :

$$c_{mn}(t) = K_{mn} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\alpha_A}{k_A} + \frac{\alpha_D}{k_D} \right\} \int_{s=0}^t q_{mn}(s) e^{(\lambda_{Az,mn}^2 + \lambda_{y,m}^2) \alpha_A s} ds \quad (A-65)$$

Où K_{mn} correspond à la constante c_{mn} (A-58) déterminée dans la partie précédente et indépendante du temps. Plusieurs cas de figure peuvent être décrits avec cette expression :

- **Avec un terme source dépendant du temps** : il s'agit de l'expression déterminée
- **Avec un terme source indépendant du temps** : q_{mn} ne dépend pas du temps et il est possible d'intégrer la fonction exponentielle dans l'intégrale.
- **Sans terme source et pour $\theta_0 \neq 0$** : $K_{mn} = c_{mn}$
- **Sans terme source et pour $\theta_0 = 0$** : $K_{mn} = 0$

Nous avons en notre possession l'ensemble des éléments permettant une résolution en deux dimensions de l'équation de la chaleur dépendante du temps dans un milieu bi-composite en présence d'un terme source. Toutefois, comme cela a été vu, il n'est pas possible de déterminer numériquement les racines de l'équation transcendante en raison des fortes asymptotes qui évoluent rapidement. Pour y parvenir, nous devons dans un dernier temps réécrire les équations de manière adimensionnée.

REECRITURE ADIMENSIONNEE DU PROBLEME THERMIQUE

Nous choisissons d'adimensionner l'ensemble des grandeurs géométriques de notre problème par l'épaisseur caractéristique du matériau amplificateur e_A . Par ailleurs, les caractéristiques des matériaux sont adimensionnées par les caractéristiques du matériau amplificateur. L'ensemble des nouvelles variables et des variables adimensionnées sont exprimées dans le **TABLEAU A-1** :

Variables adimensionnées	
Variable	Variable adimensionnée
Position y	$\xi = y/e_A$
Position z	$\eta = z/e_A$
Temps t	$s = \alpha_A s/e_A^2$
Valeur propre λ_y	$\beta_\xi = \lambda_y e_A$
Valeur propre λ_{iz}	$\beta_{i\eta} = \lambda_{iz} e_A$
Epaisseur du matériau dissipateur e_D	$\gamma = e_D/e_A$
Dimension transverse l	$\mu = l/e_A$
Résistance thermique R_{th}	$\rho_c = e_A/k_A$
Nouvelles grandeurs adimensionnées	
Rapport des conductivités	$\kappa = k_D/k_A$
Rapport des diffusivités	$\sigma = \alpha_D/\alpha_A$
Nombre de Biot	$Bi_i = h_i e_A/k_A$
Temps de diffusion thermique	$\tau = \alpha_A t/e_A^2$

TABEAU A-1 : Liste des variables définies pour une écriture adimensionnée de l'équation de la chaleur.

Nous pouvons désormais réécrire les équations importantes du problème de manière adimensionnée à partir des variables définies. D'après les expressions (A-31), (A-32) et (A-33), les fonctions propres adimensionnées $\widetilde{Y}_m(\xi)$ et $\widetilde{Z}_{l,mn}(\eta)$ s'expriment :

$$\widetilde{Y}_m(\xi) = \sin(\beta_\xi \xi) \quad (A-66)$$

$$\widetilde{Z}_{A,mn}(\eta) = \sin(\beta_{A\eta, mn} \eta) + \Pi_{A\eta}(\beta_{A\eta, mn}) \cos(\beta_{A\eta, mn} \eta) \quad (A-67)$$

$$\widetilde{Z}_{D,mn}(\eta) = \sin(\beta_{D\eta, mn} \eta) - \Pi_{D\eta}(\beta_{D\eta, mn}) \cos(\beta_{D\eta, mn} \eta) \quad (A-68)$$

Les équations (A-18) s'écrivent à l'aide des rapports des diffusivités et des conductivités ainsi que le nombre de Biot pour chaque milieu :

$$\Pi_{A\eta}(\beta_{A\eta}) = \frac{\beta_{A\eta} + Bi_A \tan(\beta_{A\eta})}{Bi_A - \beta_{A\eta} \tan(\beta_{A\eta})} \quad (A-69)$$

$$\Pi_{D\eta}(\beta_{D\eta}) = \frac{\kappa \beta_{D\eta} + Bi_D \tan(\beta_{D\eta} \gamma)}{Bi_D - \kappa \beta_{D\eta} \tan(\beta_{D\eta} \gamma)} \quad (A-70)$$

L'équation transcendante (A-35) devient avec cette nouvelle écriture :

$$\Pi_{A\eta}(\beta_{A\eta}) + \rho_c \beta_{A\eta} = -\frac{1}{\kappa} \frac{\beta_{A\eta}}{\beta_{D\eta}} \Pi_{D\eta}(\beta_{D\eta}) \quad (A-71)$$

Pour pouvoir déterminer numériquement les racines de cette équation, nous la réexprimons en développant les fonctions $\Pi_{i\eta}$ sous forme de cosinus et sinus. Dans le cas de la fonction $\Pi_{A\eta}$, cela donne :

$$\Pi_{A\eta}(\beta_{A\eta}) = \frac{\beta_{A\eta} \cos(\beta_{A\eta}) + Bi_A \sin(\beta_{A\eta})}{Bi_A \cos(\beta_{A\eta}) - \beta_{A\eta} \sin(\beta_{A\eta})} \quad (A-72)$$

En réécrivant la fonction $\Pi_{D\eta}$ de la même manière, l'équation transcendante s'écrit :

$$\begin{aligned} & (\beta_{A\eta} \cos(\beta_{A\eta}) + Bi_A \sin(\beta_{A\eta})) (Bi_D \cos(\beta_{D\eta}\gamma) - \kappa\beta_{D\eta} \sin(\beta_{D\eta}\gamma)) \\ & + \rho_c \beta_{A\eta} (Bi_A \cos(\beta_{A\eta}) - \beta_{A\eta} \sin(\beta_{A\eta})) (Bi_D \cos(\beta_{D\eta}\gamma) - \kappa\beta_{D\eta} \sin(\beta_{D\eta}\gamma)) \\ & + \frac{1}{\kappa} \frac{\beta_{A\eta}}{\beta_{D\eta}} (Bi_A \cos(\beta_{A\eta}) - \beta_{A\eta} \sin(\beta_{A\eta})) (\kappa\beta_{D\eta} \cos(\beta_{D\eta}\gamma) + Bi_A \sin(\beta_{D\eta}\gamma)) = 0 \end{aligned} \quad (A-73)$$

Les valeurs propres $\beta_{D\eta}$ s'expriment d'après l'équation (A-34) :

$$\beta_{D\eta} = \left[\frac{1}{\sigma} \beta_{A\eta}^2 - \left(\frac{\sigma - 1}{\sigma} \right) \beta_{\xi}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A-74)$$

Les constantes de normalisation s'expriment désormais :

$$N_{\xi,m} = \int_0^{\mu} \widetilde{Y}_m^2 d\xi \quad (A-75)$$

$$N_{\eta,mn} = \int_{-1}^0 \widetilde{Z}_{A,mn}^2 d\eta + \left(\frac{\beta_{A,mn}}{\beta_{D,mn}} \right)^2 \frac{1}{\sigma\kappa} \int_0^{\gamma} \widetilde{Z}_{D,mn}^2 d\eta \quad (A-76)$$

Nous définissons un terme source thermique qui s'écrit $Q_i(y, z, t) = Q_0 Q_{yzt}(y, z, t)$ où Q_0 est l'amplitude du terme source et Q_{yzt} est une fonction qui décrit sa distribution spatiale et temporelle. Nous ré-exprimons $c_{mn}(t)$ à partir des variables et des constantes de normalisation adimensionnées de la manière suivante :

$$\begin{aligned} c_{mn}(t) = & \frac{\theta_0}{N_{\eta,mn} N_{\xi,m}} \left\{ \frac{\beta_{2\eta,mn}}{\beta_{1\eta,mn}} \int_{\xi=0}^{\mu} \widetilde{Y}_m(\xi) \left[\int_{\eta=-1}^0 \widetilde{Z}_{A,mn}(\eta) d\eta \right] d\xi \right. \\ & + \frac{1}{\sigma} \int_{\xi=0}^{\mu} \widetilde{Y}_m(\xi) \left[\int_{\eta=0}^{\gamma} \widetilde{Z}_{D,mn}(\eta) d\eta \right] d\xi \left. \right\} \\ & + \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\sigma}{\kappa} \right\} \int_{s=0}^{\tau} \frac{e_A^2}{k_1} q_{mn}(s') e^{(\beta_{A\eta,mn}^2 + \beta_{\xi,m}^2) s'} ds' \end{aligned} \quad (A-77)$$

Avec $s = \alpha_A s / e_A^2$ la variable de temps adimensionnée. En définissant une nouvelle constante adimensionnée $\widetilde{c}_{mn}(t) = \frac{k_A}{Q_0 e_A^2} c_{mn}(t)$, les champs de température adimensionnés en présence d'un terme source s'expriment :

$$\widetilde{\theta}_A = \frac{k_A}{Q_0 e_A^2} \theta_A = \sum_{mn} \widetilde{c}_{mn}(t) \widetilde{Z}_{A,mn}(\eta) \widetilde{Y}_m(\xi) e^{-(\beta_{A\eta,mn}^2 + \beta_{\xi,m}^2) \tau} \quad (A-78)$$

$$\widetilde{\theta}_D = \frac{k_A}{Q_0 e_A^2} \theta_D = \frac{1}{\kappa} \sum_{mn} \frac{\beta_{A\eta,mn}}{\beta_{D\eta,mn}} \widetilde{c}_{mn}(t) \widetilde{Z}_{D,mn}(\eta) \widetilde{Y}_m(\xi) e^{-(\beta_{A\eta,mn}^2 + \beta_{\xi,m}^2) \tau} \quad (A-79)$$

En l'absence de terme source ($Q_0 = 0$), nous adimensionnons la température par la distribution de température initiale θ_0 de telle sorte que $\widetilde{\theta}_i = \theta_i / \theta_0$.

Un exemple d'application du modèle est donné dans la partie 2.2.2 du Chapitre I.

Annexe B FORMALISME DES CONTRAINTES ET DES DEFORMATIONS DANS UN MILIEU LASER SOLIDE

Cette annexe a pour but de définir des notions associées au formalisme de la mécanique des milieux continus en régime élastique. Nous introduisons ici les notions de tenseurs des contraintes et des déformations ainsi que la loi de Hooke qui les associe. La loi de Hooke associe les forces par unité de surface exercées sur le matériau, nommées contraintes, aux déplacements relatifs induits par celles-ci, nommés déformations, que nous allons définir dans un premier temps. Pour établir une description des contraintes et des déformations dans un matériau optique, le formalisme tensoriel est introduit [Nye 1985].

DEFINITION DU TENSEUR DES CONTRAINTES

Considérons un élément solide de petit volume dans un repère cartésien (x, y, z) . La notion de contrainte correspond à la force par unité de surface exercée pour le déformer. En considérant l'application d'une contrainte uniforme sur l'ensemble des faces du petit élément, le tenseur des contraintes noté $\bar{\sigma}$ est caractérisé par un ensemble d'éléments σ_{ij} . Un élément décrit une force appliquée selon une direction désignée par l'indice i à une face désignée par un indice j . Dans le cas où $i = j$, la force est appliquée dans la direction orthogonale à la surface, on parle alors de contrainte axiale. Dans le cas contraire, on parle de contrainte de cisaillement. Au total, il est possible de définir un tenseur composé de 3 termes de contrainte axiale et 6 termes de contrainte de cisaillement :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{B-1})$$

Par application de la condition d'annulation du moment de rotation de l'élément dans le matériau, le nombre de contraintes de cisaillement indépendantes est réduit à 3. Par conséquent, le tenseur des contraintes devient symétrique et ne possède plus que 6 termes indépendants. Lorsqu'une contrainte est de signe positif, on parle de traction, et dans le cas contraire, on parle de compression.

DEFINITION DU TENSEUR DES DEFORMATIONS

Considérons désormais que l'élément est à un état d'équilibre initial, sans contrainte uniforme appliquée. Soit \bar{u} le vecteur de déplacement de cet élément :

$$\bar{u} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \quad (\text{B-2})$$

Une contrainte mécanique appliquée à un solide conduit à le déformer. Le déplacement \bar{u}' du petit élément de volume après déformation s'écrit alors :

$$\bar{u}' = \bar{u} + \bar{U} \cdot \bar{u} \quad (\text{B-3})$$

Où \bar{U} décrit le tenseur d'ordre 2 du déplacement subi par l'élément. Ce tenseur intervient dans l'écriture du tenseur des déformations noté $\bar{\epsilon}$ qui correspond au déplacement unitaire de l'élément, et dont chaque composante s'écrit :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{B-4})$$

Ce tenseur présente trois composantes dites d'élongation (dans le cas où $i = j$), notés en coordonnées cartésiennes ε_{xx} , ε_{yy} et ε_{zz} . Les termes d'indices croisés ($i \neq j$) correspondent pour leur part à des déformations liées au cisaillement et sont au nombre de 6. De manière analogue aux termes de contrainte de cisaillement, le tenseur des déformations est symétrique et il présente au final 3 termes de cisaillement indépendants. Lorsque le signe de la déformation est positif, l'élément de volume subit une élongation, et dans le cas inverse, il subit une contraction.

LA LOI DE HOOKE

La loi de Hooke associe le tenseur des contraintes noté $\bar{\sigma}$ au tenseur des déformations $\bar{\varepsilon}$ par l'intermédiaire du tenseur de rigidité \bar{C} . En omettant les symboles de sommation selon i et j (notation abrégée d'Einstein), cette relation s'exprime :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (\text{B-5})$$

Les tenseurs des contraintes $\bar{\sigma}$ et des déformations $\bar{\varepsilon}$ sont des tenseurs d'ordre 2. Par conséquent, le tenseur de rigidité \bar{C} est d'ordre 4. Il peut être relié à son tenseur inverse qui permet une réécriture de la loi de Hooke en déformations-contraintes. Nommé tenseur de complaisance \bar{S} , il est défini par la relation tensorielle suivante :

$$C_{ijkl} S_{klmn} = \frac{1}{2} (\delta_{im} \delta_{jn} + \delta_{in} \delta_{jm}) \quad (\text{B-6})$$

Où δ_{im} correspond à la notation de Kronecker. Ces deux tenseurs présentent tous les deux $3^4 = 81$ termes, cependant, en raison de l'écriture symétrique des tenseurs des contraintes et des déformations, ce nombre se réduit à 36 termes indépendants.

La structure cristalline d'un matériau est intrinsèquement liée à la forme de ce tenseur et au nombre d'éléments indépendants qui le composent. Typiquement, un matériau cubique présente par exemple 3 composantes indépendantes définie et mesurée pour une orientation cristalline donnée. Dans le cas d'un matériau isotrope, les éléments de ce tenseur s'écrivent couramment à partir de deux constantes mécaniques : le module de Young E (GPa), qui traduit la « raideur » d'un matériau en régime élastique, et le ratio de Poisson ν . De plus, dans le cas d'un matériau cubique, la valeur de son module de Young dépend notamment de l'orientation considérée. Le SiO₂ (quartz) ou encore les alumines Al₂O₃ (saphir) possèdent chacun un système trigonal et par conséquent un tenseur de rigidité présentant 6 termes indépendants et connus dans une orientation colinéaire à l'axe cristallographique principal noté \vec{c} . Cela signifie également que travailler avec un cristal présentant une orientation différente de celle à laquelle ces coefficients sont spécifiés nécessite de devoir réaliser un changement de base [Nye 1985] afin d'exprimer les vecteurs de contraintes du repère géométrique vers le repère des axes cristallins du matériau.

Annexe C EXPRESSION DE LA VARIATION D'INDICE ASSOCIEES AUX CONTRAINTES MECANIQUES

Dans cette annexe, nous nous attachons à développer le terme de variation de l'indice de réfraction de l'indice associé aux contraintes thermiques introduit dans la partie 2.4.1 du Chapitre I. Nous proposons dans cette annexe de rappeler et compléter le cheminement présenté dans la partie 2.4.1 qui est basé sur le formalisme présenté par Nye [Nye 1985].

La propagation d'une onde électromagnétique portée par un faisceau laser dans un milieu linéaire diélectrique anisotrope induit une polarisation $\vec{P}_1 = \varepsilon_0 \bar{\chi} \vec{E}$ non colinéaire à \vec{E} . La relation constitutive de l'optique linéaire associe le vecteur de déplacement électrique \vec{D} au champ électrique de l'onde \vec{E} :

$$\vec{D} = (\bar{I} + \bar{\chi})\vec{E} = \varepsilon_0 \bar{\varepsilon} \vec{E} \quad (\text{C-1})$$

Où \bar{I} est la matrice identité, $\bar{\chi}$ est la susceptibilité du milieu, ε_0 la permittivité diélectrique du vide et $\bar{\varepsilon}$ le tenseur de permittivité diélectrique relative d'ordre 2. Dans le cas initial où le matériau est supposé isotrope, la permittivité relative est un scalaire et la polarisation induite est de nouveau colinéaire avec le champ électrique. Ce tenseur est directement relié à l'indice de réfraction et au tenseur d'imperméabilité \bar{B} d'ordre 2 par la relation :

$$\bar{B} = \frac{1}{\bar{\varepsilon}} = \frac{1}{\bar{n}^2} \quad (\text{C-2})$$

Ce tenseur est symétrique et diagonalisable. On peut définir une base orthonormée avec $(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ correspondant aux axes propres du milieu. L'ellipsoïde des indices s'exprime alors en fonction des termes du tenseur d'imperméabilité défini dans cette base :

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (\text{C-3})$$

Le tenseur d'imperméabilité est écrit en fonction d'un terme initial et d'un terme de variation :

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \Delta B_{ij} \quad (\text{C-4})$$

Le tenseur d'imperméabilité initiale de terme $B_{0,ij}$ s'exprime à partir de l'indice de réfraction du milieu et de la variation de cet indice avec la température :

$$B_{0,ij} = \left(n_0 + \frac{dn}{dT} * \Delta T \right)^{-2} \delta_{ij} \quad (\text{C-5})$$

Avec δ_{ij} le symbole de Kronecker. Le tenseur $\bar{\Delta B}$ rend compte des variations du tenseur d'imperméabilité induite par les contraintes mécaniques portées par le tenseur $[\sigma_{kl}]$:

$$\Delta B_{ij} = \Pi_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (\text{C-6})$$

Où Π_{ijkl} représente un terme du tenseur piézo-optique d'ordre 4 $\bar{\Pi}$ exprimé dans la base des axes propres du matériau.

ÉCRITURE LINÉARISÉE DE LA VARIATION D'INDICE

En se plaçant dans la base propre du matériau, variation d'indice avec les contraintes peut être obtenue en calculant les trois valeurs propres $B_{x,y,z}$ du tenseur \bar{B} associées aux valeurs des indices propres $n_{x,y,z}$:

$$n_{x,y,z} = (B_{0,x,y,z} + \Delta B_{x,y,z})^{-\frac{1}{2}} = \left(\frac{1}{\left(n_0 + \frac{dn}{dT} * \Delta T\right)^2} + \Delta B_{x,y,z} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (C-7)$$

$$n_{x,y,z} = \left(n_0 + \frac{dn}{dT} * \Delta T\right) \left[1 + \left(n_0 + \frac{dn}{dT} * \Delta T\right)^2 \Delta B_{x,y,z} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (C-8)$$

En supposant que les variations d'indice liées à l'élévation de températures aux contraintes sont négligeables devant l'indice de réfraction initial, on applique un développement limité à l'ordre 1 de l'équation (C-8) :

$$n_{x,y,z} \approx n_0 + \frac{dn}{dT} * \Delta T - \frac{n_0^3}{2} \Delta B_{x,y,z} \quad (C-9)$$

Ce développement permet d'isoler chaque contribution de variation de l'indice :

$$n_{x,y,z} = n_0 + \Delta n_{th} + \Delta n_{\sigma} \quad (C-10)$$

Avec Δn_T le terme de variation de l'indice associé à l'élévation de température et défini auparavant et Δn_{σ} le terme de variation associé aux contraintes mécaniques. Pour calculer ce deuxième terme, il est alors nécessaire de déterminer les valeurs propre $\Delta B'_{x,y,z}$. En considérant désormais que le faisceau se propage colinéairement à l'axe (Oz), celui-ci ne subit que l'influence des indices de réfraction transverses $n_{x,y}$. Cela revient à ne s'intéresser qu'aux termes transverses du tenseur de variation $\Delta B_{i,j}$:

$$\Delta B_{\perp} = \begin{pmatrix} \Delta B_{xx} & \Delta B_{xy} \\ \Delta B_{xy} & \Delta B_{yy} \end{pmatrix} \quad (C-11)$$

Cette matrice est diagonalisable et ses valeurs propres s'expriment alors :

$$\Delta B'_{x,y} = \frac{1}{2} \left(\Delta B_{xx} + \Delta B_{yy} \pm \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \right) \quad (C-12)$$

Désormais, en substituant l'expression des valeurs propres calculées à partir de l'équation (C-12) dans le terme de variation d'indice associé aux contraintes mécaniques (C-9), on obtient finalement une expression ce terme :

$$n_{\sigma_{x,y}} = -\frac{n_0^3}{4} \left(\Delta B_{xx} + \Delta B_{yy} \pm \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \right) \quad (C-13)$$

Le terme de déphasage induit par la variation de l'indice de réfraction due aux contraintes peut s'exprimer en intégrant la moyenne des deux indices propres associés sur l'épaisseur e du matériau :

$$\Delta n_{\sigma}(x, y, z) = \frac{n_{\sigma_x}(x, y, z) + n_{\sigma_y}(x, y, z)}{2} = -\frac{n_0^3}{4}(\Delta B_{xx} + \Delta B_{yy}) \quad (C-14)$$

D'autre part, la biréfringence induite par l'anisotropie des indices propres s'exprime comme la différence de ces deux indices dans le plan transverse :

$$\Delta n = \frac{n_0^3}{2} \sqrt{(\Delta B_{xx} - \Delta B_{yy})^2 + 4(\Delta B_{xy})^2} \quad (C-15)$$

CALCUL DE LA VARIATION D'INDICE DANS LE CAS D'UN VERRE LASER SOUS CONTRAINTES

Les valeurs du terme de variation du tenseur d'imperméabilité $\overline{\Delta B}$ sont déterminés à partir de la relation piézo-optique. Plaçons-nous dans le cas d'un matériau amorphe tel qu'un verre, qui présente des propriétés isotropes. Les contraintes et le tenseur d'imperméabilité étant chacun symétriques et composés de 6 termes indépendants, il est possible de les transformer en deux vecteurs de 6 composantes par introduction de la notation contractée de Voigt :

$$(1,1) \rightarrow 1, (2,2) \rightarrow 2, (3,3) \rightarrow 2, (2,3) \rightarrow 4, (1,3) \rightarrow 5, (1,2) \rightarrow 6 \quad (C-16)$$

Le tenseur piézo-optique s'exprime alors comme une matrice symétrique composée de 36 termes. Si on considère l'exemple d'un matériau amorphe comme un verre, ce tenseur s'exprime à partir de deux termes indépendants π_{11} et π_{12} (en Pa^{-1}) :

$$P_{ijkl} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{pmatrix} \quad (C-17)$$

Où $\pi_{44} = \pi_{11} - \pi_{12}$ dans le cas d'un matériau isotrope. Si on suppose désormais que les axes propres du milieu coïncident avec le repère géométrique cartésien, la relation piézo-optique devient dans ce cas :

$$\begin{bmatrix} \Delta B_{xx} \\ \Delta B_{yy} \\ \Delta B_{zz} \\ \Delta B_{yz} \\ \Delta B_{xz} \\ \Delta B_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} \quad (C-18)$$

En remplaçant les termes du tenseur $\overline{\Delta B}$ par leurs expressions obtenues par produit matriciel, le terme de variation de l'indice avec les contraintes mécaniques Δn_{σ} et la biréfringence Δn s'expriment directement par une combinaison linéaire des contraintes avec les coefficients piézo-optiques du matériau à partir de (C-14) et (C-15) :

$$\Delta n_{\sigma} = -\frac{n_0^3}{4} [(\pi_{11} + \pi_{12}) * (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) + 2 * \pi_{12} * \sigma_{zz}] \quad (C-19)$$

$$\Delta n = \frac{n_0^3}{2} \sqrt{((\pi_{11} - \pi_{12}) * (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}))^2 + 4 * (\pi_{44} * \sigma_{xy})^2} \quad (C-20)$$

Annexe D ETUDE DES CONTRIBUTEURS A LA DEFORMATION DU FRONT D'ONDE A L'AIDE DU MODELE NUMERIQUE

À l'issue de la comparaison entre le modèle numérique et les mesures expérimentales présentée dans la partie 4.3 du Chapitre III, nous proposons d'étudier la contribution des différents effets thermomécaniques dans la déformation du front d'onde des différents échantillons. Pour découpler l'influence des différents contributeurs physiques, la démarche présentée ici repose sur le calcul numérique de la déformation du front d'onde selon la méthode dite d'**intégration des contributeurs** (voir Chapitre III-4.1.2). Cette méthode repose sur une approximation au premier ordre de la formule de la différence de chemin optique *OPD* induite dans un milieu amplificateur solide d'épaisseur e donnée dans la partie 2.4.2 du Chapitre I. Nous rappelons cette équation ci-après :

$$OPD = \underbrace{\frac{2\Delta e(n_0 - 1)}{\text{Déformation des dioptries}}}_{\text{Déformation des dioptries}} + \underbrace{\int_{-e/2}^{e/2} \frac{dn}{dT} \Delta T dz}_{\text{Effet thermo-optique}} + \underbrace{\int_{-e/2}^{e/2} \Delta n_{\sigma} dz}_{\text{Effet piezo-optique}} \quad (D-1)$$

Pour rappel, Δe désigne la variation d'épaisseur associée à la dilatation, ΔT correspond au gradient thermique transverse associé au coefficient thermo-optique du matériau dn/dT et Δn_{σ} porte la variation d'indice associé aux contraintes thermiques.

Cette écriture met en lumière une séparation de la déformation du front d'onde en trois contributeurs. Deux contributeurs sont associés à la variation de l'indice de réfraction avec la température (par effet thermo-optique) et avec les contraintes (par effet piézo-optique). Une dernière contribution est associée à la déformation des dioptries de l'échantillon. En particulier, cette dernière contribution a en partie pu être isolée des deux autres via les mesures de déformation du dioptre de sortie des échantillons (Chapitre II5). Nous nous attachons dans cette annexe à exploiter cette expression pour analyser dans un premier temps l'influence de chaque contributeur entre nos différents échantillons pour expliquer les différents comportements observés. Dans un second temps, nous approfondirons notre analyse de ces contributeurs en appliquant le même principe de calcul aux différents matériaux composant un assemblage. Tout au long de cette analyse, chaque échantillon est comparé pour des mêmes conditions de pompage du matériau amplificateur.

DECOMPOSITION DU FRONT D'ONDE PAR CONTRIBUTEURS

Nous nous intéressons successivement à l'influence de l'effet thermo-optique, de l'effet piézo-optique et de la déformation des faces puis à la somme de ces contributions. Pour chacune d'entre elles, nous illustrons notre discussion avec les cartographies associées et homogénéisées en termes d'échelle de valeurs. La **FIGURE D-1** illustre les cartographies associées à chaque échantillon pour les trois contributeurs énoncés et leur somme. Pour les rendre comparables, leurs valeurs sont rehaussées de manière que l'amplitude soit nulle au centre de chaque cartographie. Cependant, nous attirons l'attention sur le fait que l'échelle des valeurs n'est pas la même entre chaque contributeur étudié.

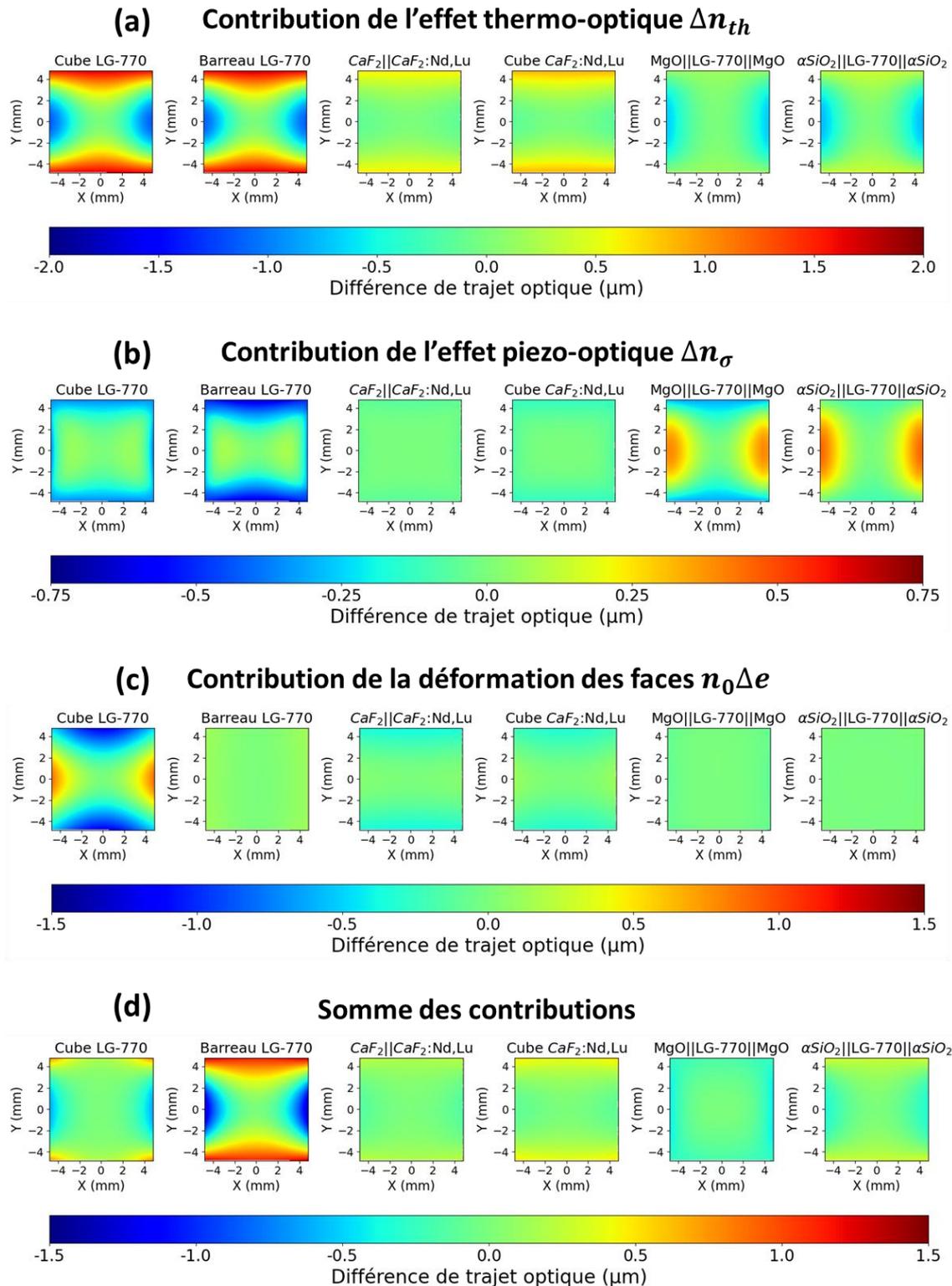


FIGURE D-1 : Cartographies de phase spatiale associées aux contributions de **(a)** l'effet thermo-optique, **(b)** l'effet piézo-optique, **(c)** la déformation des dioptries et **(d)** la somme de ces contributions dans les six échantillons étudiés. Pour faciliter la comparaison, l'échelle de valeurs est homogénéisée entre chaque échantillon pour une même contribution. En revanche, l'échelle de valeurs n'est pas la même entre chaque contribution.

Pour en faciliter l'analyse, nous accompagnons ces cartographies de coupes horizontale et verticale effectuées au centre de chaque cartographie. Nous attirons l'attention sur le fait que les valeurs indiquées en ordonnée ne sont pas similaires entre chaque coupe.

INFLUENCE DE L'EFFET THERMO-OPTIQUE (Δn_{th})

L'effet thermo-optique est directement relié au gradient thermique transverse par le coefficient thermo-optique. Les coupes associées à cette contribution sont illustrées en **FIGURE D-2** pour les six échantillons étudiés.

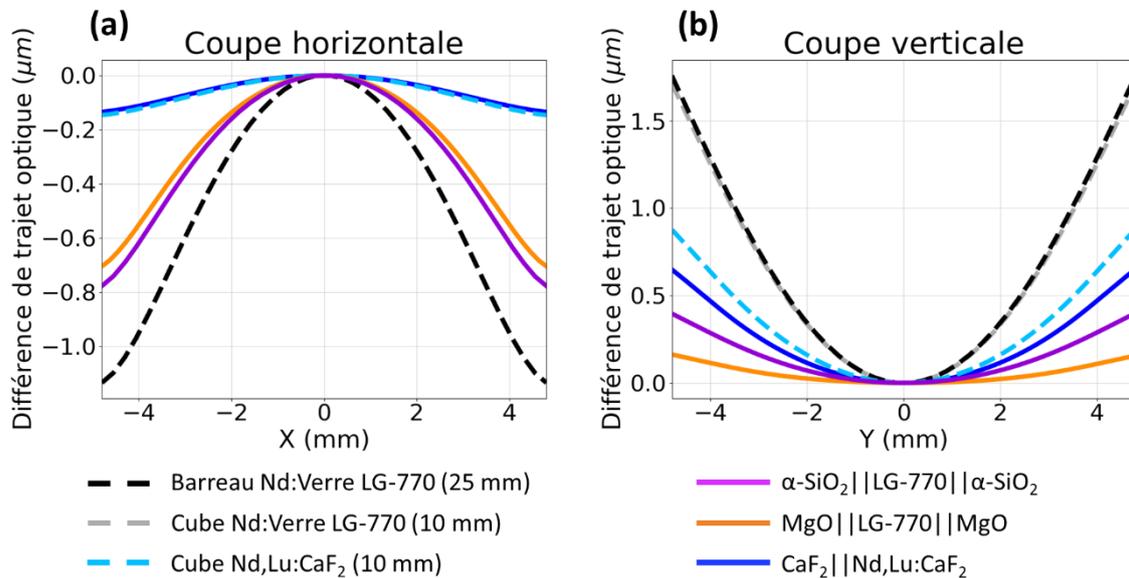


FIGURE D-2 : Coupes (a) horizontale et (b) verticale de la contribution de l'effet thermo-optique dans la déformation du front d'onde. Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

La variation d'indice avec la température est la plus importante dans le cube et le barreau de LG-770, où le gradient thermique y est le plus ample. En regardant les coupes horizontale (b) et verticale (c) associées, chaque coupe présente une contribution quadratique à la déformation du front d'onde. On observe un changement de signe entre la coupe horizontale et verticale ce qui témoigne de l'astigmatisme observé dans la plupart des profils. Sur les coupes horizontales, la variation d'indice est faible pour les échantillons en fluorure de calcium et plus importantes pour les échantillons à base de Nd:Verre. Toutefois, son amplitude est diminuée dans le cas des assemblages de Nd:Verre avec des cristaux de MgO et de quartz- α . Dans la direction verticale, la variation d'indice avec la température devient plus importante pour les échantillons en Nd,Lu:CaF₂ car le gradient thermique entre le centre de l'échantillon et les faces de refroidissement est plus important.

INFLUENCE DE L'EFFET PIEZO-OPTIQUE (Δn_{σ})

L'effet piézo-optique associe le tenseur des contraintes à l'indice de réfraction par le tenseur piézo-optique. La variation d'indice associée est alors fonction des différents termes du tenseur, chacun pondéré par la valeur d'un des coefficients du tenseur piézo-optique des matériaux en jeu. Les coupes associées à cette contribution sont illustrées en **FIGURE D-3** pour les 6 échantillons étudiés.

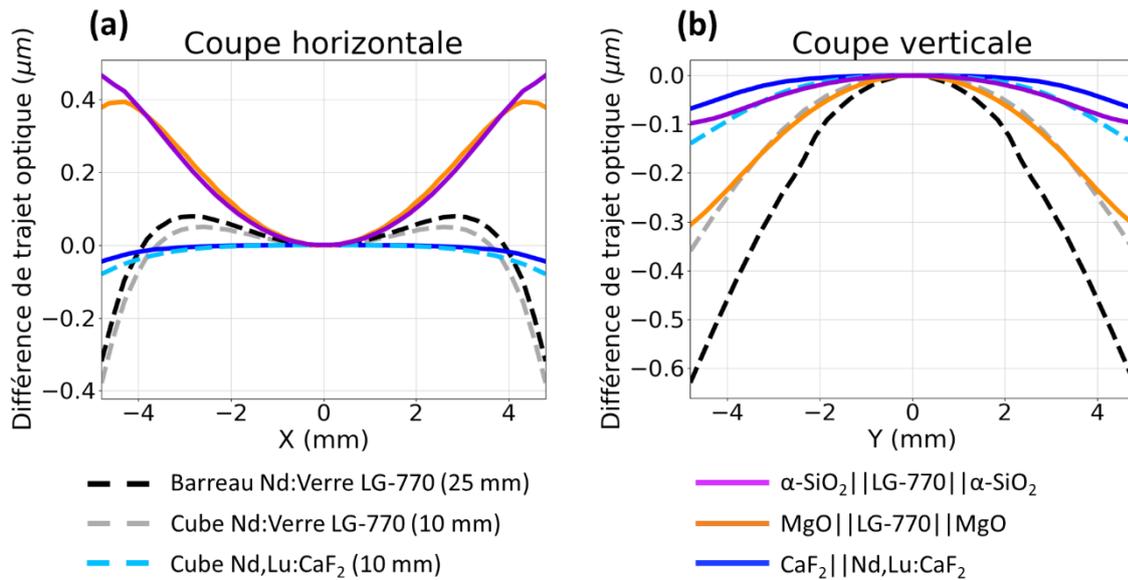


FIGURE D-3 : Coupes **(a)** horizontale et **(b)** verticale de la contribution de l'effet piézo-optique dans la déformation du front d'onde. Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

La variation de l'indice avec les contraintes mécaniques présente une amplitude deux à trois fois moins importante que l'effet thermo-optique. Cette contribution est négligeable dans les échantillons à base de Nd,Lu:CaF₂. Dans les matériaux composés de Nd:Verre, cette contribution atteint une fraction de l'amplitude de l'effet thermo-optique dans le cube et le barreau. Les assemblages à base de Nd:Verre présentent une distribution de la variation de l'indice avec les contraintes similaire à celle associée à l'effet thermo-optique, avec un signe opposé et une amplitude similaire. Cela laisse à supposer que cette contribution tend potentiellement à compenser la variation d'indice avec la température dans ce cas-là.

INFLUENCE DE LA DEFORMATION DES DIOPTRÉS

Cette dernière contribution associe cette fois la déformation des dioptrés optiques traversés par l'impulsion laser lors de sa propagation dans un barreau amplificateur. Comme nous l'avons vu au cours du Chapitre I, cette contribution tient compte dans un premier temps de la déformation des dioptrés par lesquels l'impulsion pénètre et sort de l'échantillon et qui a pu être caractérisée expérimentalement dans la partie Chapitre II5. En outre, elle prend aussi en compte la déformation du dioptré généré au niveau de l'interface entre les matériaux d'un assemblage, du fait de leur différence d'indice. Concernant ce dernier point, on peut supposer que plus l'écart d'indice est important entre les matériaux d'un assemblage, plus la déformation associée à la présence de l'interface devrait être importante. Les coupes associées à cette contribution sont illustrées en **FIGURE D-4** pour les 6 échantillons étudiés.

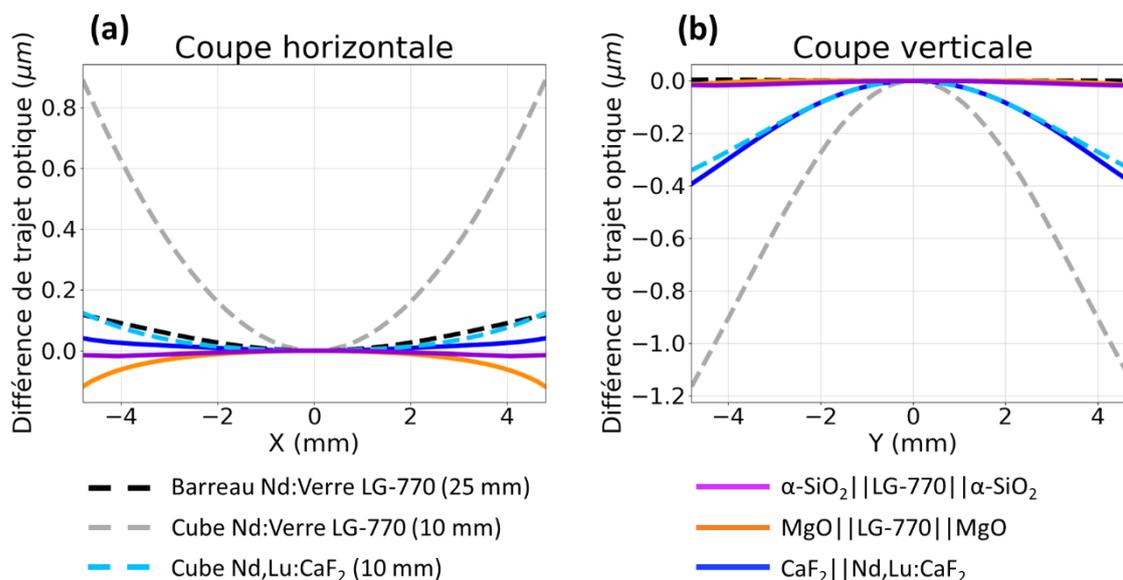


FIGURE D-4 : Coupes (a) horizontale et (b) verticale de la contribution de la déformation des dioptries dans la déformation du front d'onde. Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

Les cartographies montrent que cette contribution intervient très majoritairement dans le cube de Nd:Verre, en raison de l'élévation de température importante et de la proximité entre la face laser et la zone pompée. Malgré une élévation de température plus faible, cette contribution est également présente pour les échantillons en fluorure de calcium. Ces trois échantillons présentent par conséquent des profils de déformation paraboliques lorsque l'on s'intéresse aux coupes (b et c). On observe sur la coupe horizontale que la déformation des faces intervient par ailleurs dans l'assemblage MgO||LG-770||MgO avec une amplitude de l'ordre de 100 nm, et ce, malgré une déformation de ses faces laser quasiment inexistante. Cette contribution s'explique par la déformation subie par l'interface entre le matériau à gain et les cristaux dissipateurs sous la dilatation du verre LG-770. La contribution présente ici un signe négatif contrairement aux autres échantillons car elle est proportionnelle à la différence d'indice entre les deux matériaux et $n_{LG770} - n_{MgO} < 0$ d'après les valeurs d'indice données dans le **TABLEAU III-6**.

SOMME DES CONTRIBUTIONS

Finalement, la somme des trois contributions discutées jusqu'alors permet d'évaluer la déformation du front d'onde au premier ordre induite par un simple passage dans chaque échantillon. Les coupes associées à cette contribution sont illustrées en **FIGURE D-5** pour les 6 échantillons étudiés.

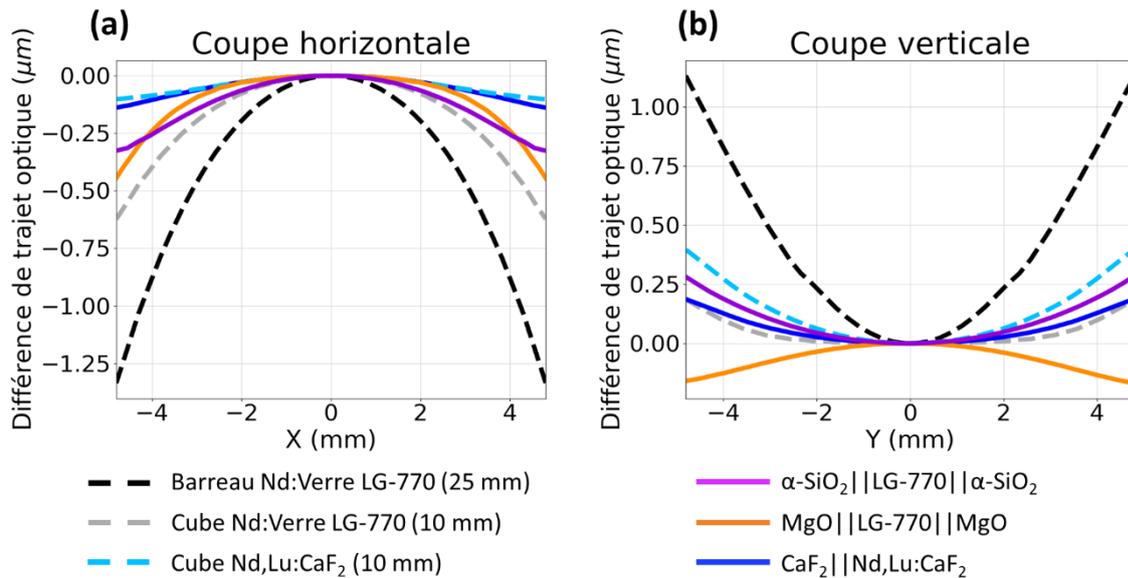


FIGURE D-5 : Coupes (a) horizontale et (b) verticale de la déformation du front d'onde obtenue par sommation des contributeurs intégrés sur l'épaisseur de l'échantillon. Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

Les cartographies présentent des déformations du front d'onde similaires à celles simulées et mesurées en **FIGURE III-24**. Des écarts peuvent être toutefois observés sur l'amplitude ou le profil de la déformation par comparaison avec la mesure ou la méthode d'évaluation par tracé de rayons. L'astigmatisme que présente la majeure partie des échantillons est illustré par le changement de signe qui s'opère entre les coupes horizontale (a) et verticale (b). Dans le cas de l'assemblage MgO||LG-770||MgO, ce changement de signe ne s'opère pas, ce qui témoigne d'une déformation de même signe dans chaque direction et qui s'apparente davantage à de la courbure.

Cette seconde méthode de calcul du front d'onde nous a permis ici de discuter de chaque contribution à sa déformation. Ainsi, cette analyse peut être réalisée sur un échantillon pour en étudier le poids de la température, des contraintes ou des déformations sur la déformation du front d'onde qu'il induit.

DECOMPOSITION DES CONTRIBUTEURS PAR MATERIAUX

Pour approfondir davantage notre analyse, nous nous sommes intéressés dans un dernier temps à l'étude des contributeurs à la déformation du front d'onde de chaque matériau d'un assemblage. En effet, nos simulations et mesures de déformation du front d'onde ont mis en lumière une différence de comportement de phase spatial entre deux échantillons assemblés possédant le même matériau à gain, en l'occurrence du verre dopé au néodyme LG-770. D'après la **FIGURE III-24**, l'assemblage α-SiO₂||LG-770||α-SiO₂ présente un défaut de phase astigmatique similaire aux échantillons témoins en Nd:verre. D'autre part, l'assemblage MgO||LG-770||MgO présente un défaut de phase circulaire. Ces résultats montrent qu'un choix judicieux du cristal dissipateur contribue à modifier le défaut de phase spatial généré sous pompage dans le matériau assemblé. Dans la continuité de la démarche présentée dans cette annexe, il devient possible d'analyser les contributeurs de chaque matériau d'un assemblage pour ainsi identifier les paramètres à l'origine de la différence de déformation de front d'onde observée.

Nous intégrons chaque contributeur en séparant l'intégrale sur chaque matériau d'un assemblage. Par exemple, la contribution de l'effet thermo-optique se décompose en intégrant le gradient thermique ΔT sur chaque épaisseur e_i de matériau ($i = A$: matériau amplificateur, $i = D$: matériau dissipateur) composant un barreau assemblé :

$$OPD_{\Delta n_{th}} = \int_{-\frac{e_A}{2}}^{-\frac{e_A}{2}-e_D} \frac{dn_D}{dT} \Delta T dz + \int_{-\frac{e_A}{2}}^{\frac{e_A}{2}} \frac{dn_A}{dT} \Delta T dz + \int_{\frac{e_A}{2}}^{\frac{e_A}{2}+e_D} \frac{dn_D}{dT} \Delta T dz \quad (D-2)$$

Où $\frac{dn_i}{dT}$ est le coefficient thermo-optique du matériau i . Par symétrie de l'assemblage, le premier et le dernier terme sont égaux et peuvent être sommés de manière à englober la contribution des deux cristaux dissipateurs. Cela contribue à isoler l'influence du matériau amplificateur d'un côté et des cristaux dissipateurs d'autre part. A titre d'exemple, nous focalisons notre discussion sur les deux assemblages cités auparavant. Pour simplifier l'analyse, nous ne discuterons pas de l'influence de la déformation des faces dans ce qui suit, puisque l'amplitude de déformation négligeable dans ces assemblages (**FIGURE D-4**).

La variation d'indice avec la température portée par chaque matériau des deux assemblages est illustrée par des coupes horizontale et verticale en **FIGURE D-6**.

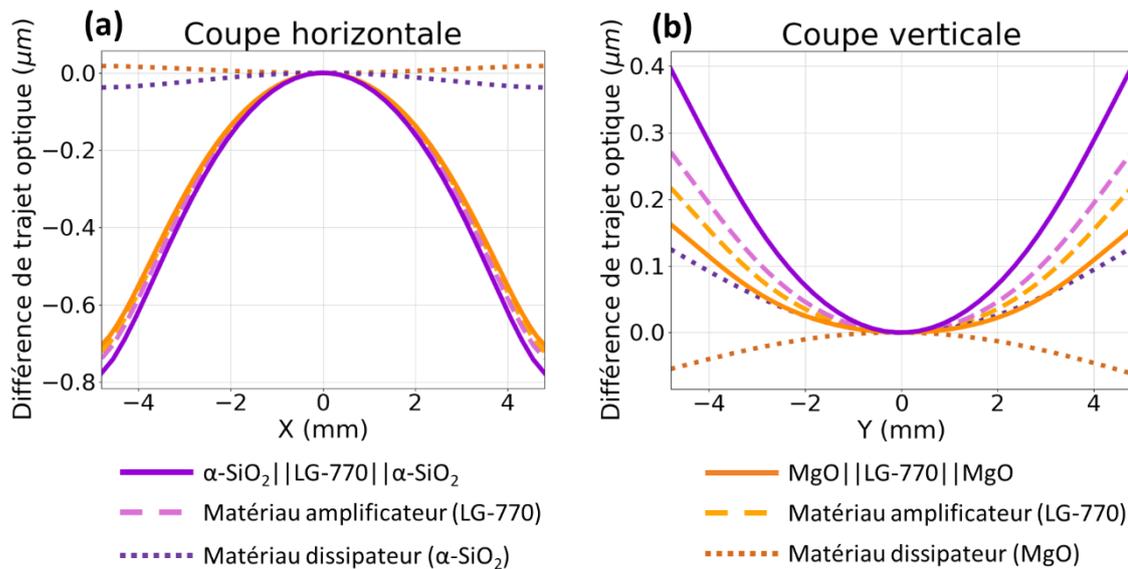


FIGURE D-6 : Coupes **(a)** horizontale et **(b)** verticale de la contribution de l'effet thermo-optique dans la déformation du front d'onde induite dans les assemblages $\alpha\text{-SiO}_2$ ||LG-770|| $\alpha\text{-SiO}_2$ et MgO||LG-770||MgO. Pour comparaison, cette contribution est évaluée dans le matériau amplificateur (tirets), dans les cristaux dissipateurs (pointillés) et dans l'assemblage (trait plein). Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

Dans chaque direction, la variation d'indice avec la température est majoritairement influencée par le matériau amplificateur, qui subit le gradient thermique le plus important. Dans la direction verticale **(b)**, on remarque que la contribution du matériau dissipateur est plus importante que selon l'axe horizontal **(a)**. En particulier, la variation d'indice induite par effet thermo-optique dans le MgO (pointillés, orange) est de signe opposé aux autres matériaux dans chaque direction. Cela peut s'expliquer par le fait que le signe de son coefficient thermo-optique est de signe opposé à celui du verre LG-770 et du quartz. Dans le cas du quartz- α , sa contribution thermo-optique s'ajoute à celle du verre. Cette caractéristique du matériau tend par conséquent à réduire l'amplitude totale de l'effet

thermo-optique, comme l'illustre les profils dans la direction verticale **(b)** pour l'assemblage de LG-770 et de MgO.

La **FIGURE D-7** représente la contribution de l'effet piézo-optique évaluée dans les matériaux des deux assemblages.

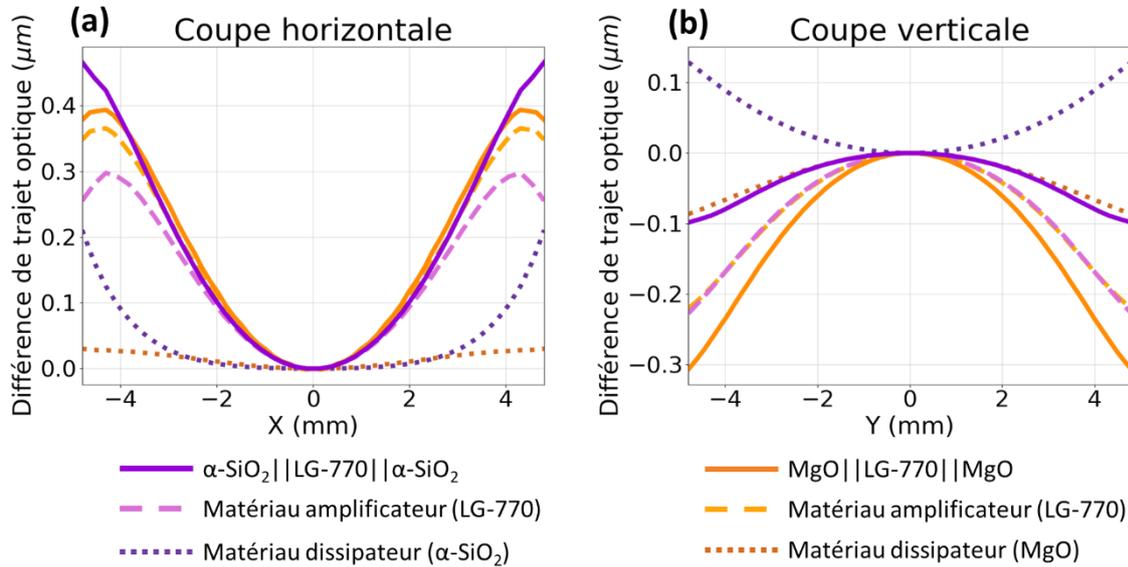


FIGURE D-7 : Coupes **(a)** horizontale et **(b)** verticale de la contribution de l'effet piézo-optique dans la déformation du front d'onde induite dans les assemblages $\alpha\text{-SiO}_2$ ||LG-770|| $\alpha\text{-SiO}_2$ et MgO||LG-770||MgO. Pour comparaison, cette contribution est évaluée dans le matériau amplificateur (tirets), dans les cristaux dissipateurs (pointillés) et dans l'assemblage (trait plein). Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

On observe une nouvelle fois une différence de comportement en fonction du matériau dissipateur choisi. Dans la direction horizontale, la variation d'indice avec les contraintes mécaniques tend à se cumuler pour chaque assemblage entre le verre dopé au néodyme et le cristal dissipateur. Sur la coupe verticale, la variation d'indice avec les contraintes change une nouvelle fois de signe entre le MgO et le $\alpha\text{-SiO}_2$. Une étude des signes relatifs des coefficients piézo-optique associés à ces matériaux permet d'expliquer cette différence de comportement. Par conséquent, la contribution des contraintes se somme dans le cas de l'assemblage MgO||LG-770||MgO et se compense dans l'assemblage $\alpha\text{-SiO}_2$ ||LG-770|| $\alpha\text{-SiO}_2$.

En comparant ces deux contributions, on remarque de nouveau que chacune d'entre elles tend à compenser l'autre. Finalement, la somme des contributions portée par chaque matériau est illustrée par des coupes horizontale et verticale en **FIGURE D-8**.

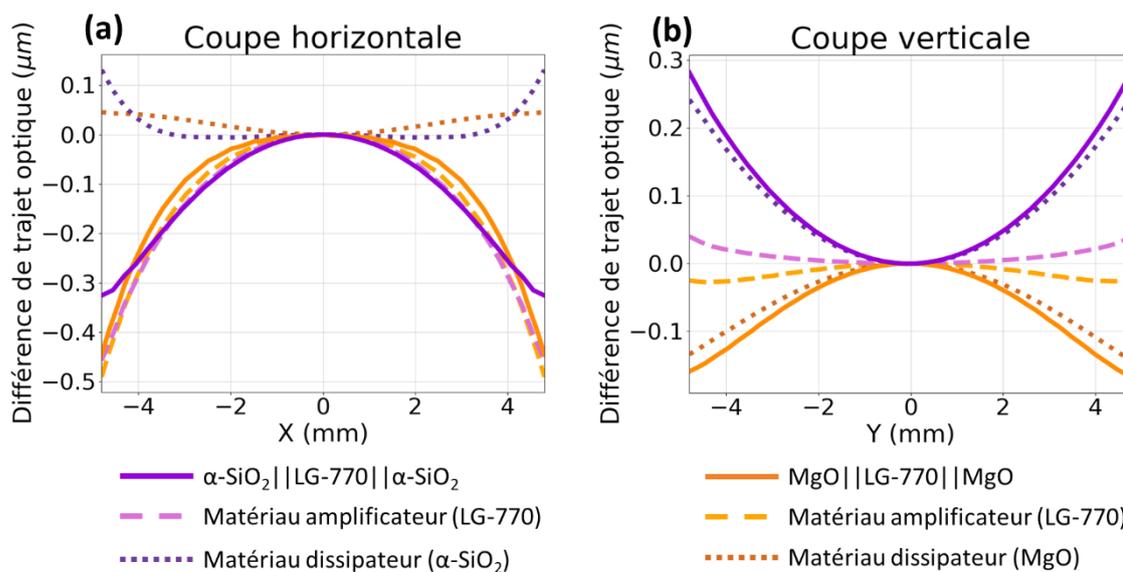


FIGURE D-8 : Coupes **(a)** horizontale et **(b)** verticale de la déformation du front d'onde induite dans les assemblages $\alpha\text{-SiO}_2\|\text{LG-770}\|\alpha\text{-SiO}_2$ et $\text{MgO}\|\text{LG-770}\|\text{MgO}$. Pour comparaison, cette contribution est évaluée dans le matériau amplificateur (tirets), dans les cristaux dissipateurs (pointillés) et dans l'assemblage (trait plein). Pour faciliter la comparaison, chaque coupe est rehaussée pour que la différence de trajet optique soit nulle au centre.

Selon la direction horizontale, la variation d'indice avec la mécanique compense celle induite par la température. On remarque de plus qu'elle est majoritairement par le matériau amplificateur. Dans la direction verticale, on observe rigoureusement le contraire : la déformation est portée par les variations induites par les matériaux dissipateurs. Dans le cas du quartz- α , la variation de l'indice avec la température reste majoritaire devant celle induite par les contraintes. Dans le cas du MgO, le coefficient thermo-optique positif du matériau réduit la contribution totale de l'effet thermo-optique au point où celui-ci devient minoritaire devant la variation d'indice avec les contraintes, de signe opposé. Nous montrons ici que le signe des coefficients associés aux variations thermiques et mécaniques de l'indice optique du matériau dissipateur d'un assemblage est à l'origine des différences de déformation de front d'onde qui ont été observées numériquement et expérimentalement.

BIBLIOGRAPHIE

- Adachi, S., « Handbook on physical properties of semiconductors - Volume 3 II-VI Compound Semiconductors », *Kluwer Academic Publishers 1ère édition* (2004).
- Albach, D., M. Arzakantsyan, G. Bourdet, J.-C. Chanteloup, P. H. Hollander, et B. Vincent, « Current status of the LUCIA laser system », *Journal of Physics: Conference Series* **244** (3), p.032015 (2010).
- Bagnoud, V., J. Luce, L. Videau, et C. Rouyer, « Diode-Pumped Regenerative Amplifier Delivering 100-mJ Single-Mode Laser Pulses », *Optics Letters* **26** (6) (2001).
- Banerjee, S., Klaus Ertel, Paul D. Mason, P. Jonathan Phillips, Mariastefania De Vido, Jodie M. Smith, Thomas J. Butcher, Cristina Hernandez-Gomez, R. Justin S. Greenhalgh, et John L. Collier, « DiPOLE: a 10 J, 10 Hz cryogenic gas cooled multi-slab nanosecond Yb:YAG laser », *Optics Express* **23** (15), p.19542-51 (2015).
- Bayramian, A., J. Armstrong, G. Beer, R. Campbell, Bruce Chai, R. Cross, A. Erlandson, Y. Fei, B. Freitas, R. Kent, J. Menapace, W. Molander, K. Schaffers, C. Siders, S. Sutton, J. Tassano, S. Telford, C. Ebbers, J. Caird, et C. Barty, « High-average-power femto-petawatt laser pumped by the Mercury laser facility », *Journal of the Optical Society of America B* **25** (7), p.57-61 (2008).
- Bayramian, A., R. Bopp, M. Borden, B. Deri, R. DesJardin, J. M. Di Nicola, M. Drouin, A. Erlandson, S. Fulkerson, J. Jarboe, G. Johnson, H. Zhang, B. Heidl, J. Horner, K. Kasl, D. Kim, E. Koh, J. Lusk, C. Marshall, D. Mason, T. Mazanec, J. Naylor, J. Nissen, K. Primdahl, B. Rus, M. Scanlan, K. Schaffers, T. Simon, T. Spinka, J. Stanley, C. Stolz, S. Telford, et C. Haefner, « High energy, high average power, DPSSL system for next generation petawatt laser systems », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (Conférence), p.1-2 (2016).
- Bayramian, A., S. Sutton, S. Aceves, T. Anklam, K. Baker, E. Bliss, C. Boley, A. Bullington, J. Caird, D. Chen, R. Deri, M. Dunne, A. Erlandson, D. Flowers, M. Henesian, J. Latkowski, K. Manes, W. Molander, E. Moses, T. Piggott, S. Powers, S. Rana, S. Rodriguez, R. Sawicki, K. Schaffers, L. Seppala, M. Spaeth, et S. Telford, « Compact, Efficient Laser Systems Required for Laser Inertial Fusion Energy », *Fusion Science and Technology* **60** (1), p.28-48 (2011).
- Bayramian, A., S. Telford, P. Armstrong, E. Ault, R. Beach, C. Bibeau, J. Caird, R. Campbell, B. Chai, J. Dawson, C. Ebbers, A. Erlandson, Y. Fei, B. Freitas, R. Kent, Z. Liao, T. Ladrán, J. Menapace, B. Molander, S.A. Payne, N. Peterson, M. Randles, K. Schaffers, S. Sutton, J. Tassano, et E. Utterback, « The Mercury Project: A High Average Power, Gas-Cooled Laser for Inertial Fusion Energy Development », *Fusion Science and Technology* **52** (3), p.383-87 (2007).
- Beach, R. J., S. B. Sutton, J. A. Skidmore, et M. A. Emanuel, « High-power 2- μm wing-pumped Tm:YAG laser », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (Conférence), p.CWN1 (1996).

- Belghazi, H., M. El Ganaoui, et J.C. Labbe, « Analytical Solution of Unsteady Heat Conduction in a Two-Layered Material in Imperfect Contact Subjected to a Moving Heat Source », *International Journal of Thermal Sciences* **49** (2), p.311-18 (2010).
- Bernerd, C., B. Da Costa Fernandes, E. Boursier, J. Luce, C. Maunier, A. Braud, C. Meroni, P. Camy, et S. Montant, « Thermal Lens in Diode-Pumped Square-Section Rods of Nd-Doped Phosphate Glass and 0.5%Nd:5%Lu:CaF₂ Crystal: Simulations and Experiments », *Applied Optics* **59** (31), p.9905 (2020).
- Bibeau, C., R. Beach, C. Ebbers, M. Emanuel, et J. Skidmore, « CW and Q-switched performance of a diode end-pumped Yb:YAG laser », *Advanced Solid State Lasers* (Conférence), p.HP1 (1997).
- Biermann, U.K.P., A.A. van Gorkum, et J.A. Pals, « Direct Bonding: From an Optical Technology to a Broad Research Topic », *Philips Journal of Research* **49** (1-2), p.1-10 (1995).
- Bin, J., Lieselotte Obst-Huebl, Jian-Hua Mao, Kei Nakamura, Laura D. Geulig, Hang Chang, Qing Ji, Li He, Jared De Chant, Zachary Kober, Anthony J. Gonsalves, Stepan Bulanov, Susan E. Celniker, Carl B. Schroeder, Cameron G. R. Geddes, Eric Esarey, Blake A. Simmons, Thomas Schenkel, Eleanor A. Blakely, Sven Steinke, et Antoine M. Snijders, « A new platform for ultra-high dose rate radiobiological research using the BELLA PW laser proton beamline », *Scientific Reports* **12** (1), p.1484 (2022).
- Blanchot, N., G. Béhar, J. C. Chapuis, C. Chappuis, S. Chardavoine, J. F. Charrier, H. Coïc, C. Damiens-Dupont, J. Duthu, P. Garcia, J. P. Goossens, F. Granet, C. Grosset-Grange, P. Guerin, B. Hebrard, L. Hilsz, L. Lamaignere, T. Lacombe, E. Lavastre, T. Longhi, J. Luce, F. Macias, M. Mangeant, E. Mazataud, B. Minou, T. Morgaint, S. Noailles, J. Neauport, P. Patelli, E. Perrot-Minnot, C. Present, B. Remy, C. Rouyer, N. Santacreu, M. Sozet, D. Valla, et F. Lanieste, « 1.15 PW-850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility », *Optics Express* **25** (15), p.16957-70 (2017).
- Boursier, E., H. Devaine, A. Braud, et S. Montant, « Experimental method of transfer function linewidth determination for laser amplifiers using FM-to-AM conversion », *Optics Letters* **48** (14), p.3665-68 (2023).
- Bouyer, C., S. Montant, E. Boursier, J. Luce, D. Penninckx, R. Courchinoux, R. Parreault, J.-Y. Natoli, et L. Lamaignère, « Interference Filters and Their Impact on FM-to-AM Conversion: A Method for Investigation and Characterization », *Applied Optics* **59** (32), p.10061 (2020).
- Brauch, U., et M. Schubert, « Comparison of Lamp and Diode Pumped Cw Nd:YAG Slab Lasers », *Optics Communications* **117** (1-2), p.116-22 (1995).
- Brown, D.C., « Ultrahigh-Average-Power Diode-Pumped Nd:YAG and Yb:YAG Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (5), p.861-73 (1997).
- , « Nonlinear Thermal Distortion in YAG Rod Amplifiers », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34** (12), p.2383-92 (1998).
- , « The promise of cryogenic solid-state lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11** (3), p.587-99 (2005).

- Bulanov, S. V., et V. S. Khoroshkov, « Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy », *Plasma Physics Reports* **28** (5), p.453-56 (2002).
- Caird, J. A., A. J. Ramponi, et P. R. Staver, « Quantum Efficiency and Excited-State Relaxation Dynamics in Neodymium-Doped Phosphate Laser Glasses », *Journal of the Optical Society of America B* **8** (7), p.1391 (1991).
- Campbell, E. M., « Laser Programs, the first 25 years, 1972-1997 », *Lawrence Livermore national Laboratory* (1998).
- Campbell, J. H., J. S. Hayden, et A. J. Marker, « High-Power Solid-State Lasers from a Laser Glass Perspective », *International Journal of Applied Glass Science* (2010).
- Campbell, J.H, T.I Suratwala, C.B Thorsness, J.S Hayden, A.J Thorne, J.M Cimino, A.J Marker III, K Takeuchi, M Smolley, et G.F Ficini-Dorn, « Continuous Melting of Phosphate Laser Glasses », *Journal of Non-Crystalline Solids* **263-264**, p.342-57 (2000).
- Casner, A., T. Caillaud, S. Darbon, A. Duval, I. Thfouin, J. P. Jadaud, J. P. LeBreton, C. Reverdin, B. Rosse, R. Rosch, N. Blanchot, B. Villette, R. Wrobel, et J. L. Miquel, « LMJ/PETAL laser facility: Overview and opportunities for laboratory astrophysics », *High Energy Density Physics* **17**, p.2-11 (2015).
- CEA, « Première expérience de fusion nucléaire au Laser Mégajoule », (2019). <https://www-lmj.cea.fr/docs/2020/Plaquette-LMJ-fusion.pdf>.
- Chénaïs, S., F. Druon, S. Forget, F. Balembois, et P. Georges, « On Thermal Effects in Solid-State Lasers: The Case of Ytterbium-Doped Materials », *Progress in Quantum Electronics* **30** (4), p.89-153 (2006).
- Chénaïs, Sébastien, « Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompage par diode et étude des effets thermiques. », *Université Paris-Sud (Paris XI)* (Thèse de doctorat) (2002).
- Chesneau, H., et S. Montant, « Free convection along pumped active mirror amplifying medium and its impact on laser wave propagation », *EPJ Web of Conferences* **266** (2022).
- Dalbies, P.-M., N. Blanchot, E. Bordenave, S. Cavaro, F. Palud, J.-F. Lupi, J. Néauport, et G. Paquignon, « Un refroidissement liquide pour améliorer la cadence des laser de puissance », *CEA - Revue Chocs Avancées* **17**, p.34-35 (2023).
- Danson, Colin N., C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier, N. W. Hopps, Y. Kato, E. A. Khazanov, R. Kodama, G. Korn, R. Li, Y. Li, J. Limpert, J. Ma, C. H. Nam, D. Neely, D. Papadopoulos, R. R. Penman, L. Qian, J. J. Rocca, A. A. Shaykin, C. W. Siders, C. Spindloe, S. Szatmári, R. M. Trines, P. Zhu, P. Zhu, et J. D. Zuegel, « Petawatt and exawatt class lasers worldwide », *High Power Laser Science and Engineering* **7**, p.e54 (2019).
- Davis, M. J., et J. Hayden, « Thermal Lensing of Laser Materials », *SPIE Laser Damage (Conférence)*, p.923710 (2014).

- Davis, M. J., et J. S. Hayden, « Performance Comparison of SCHOTT Laser Glasses », *SPIE Defense, Security, and Sensing* (Conférence), p.803910 (2011).
- De Vido, M., D. Meissner, S. Meissner, K. Ertel, P. J. Phillips, P. D. Mason, S. Banerjee, T. J. Butcher, J. M. Smith, C. Edwards, C. Hernandez-Gomez, et J. Collier, « Characterisation of Adhesive-Free Bonded Crystalline Yb:YAG for High Energy Laser Applications », *Optical Materials Express* **7** (2), p.425 (2017).
- Department of Energy, « DOE National Laboratory Makes History by Achieving Fusion Ignition », (2022). <https://www.energy.gov/articles/doe-national-laboratory-makes-history-achieving-fusion-ignition>.
- Dickey, F., J. Brown, et D. Brown, « Laser Beam Shaping: Theory and Techniques », *CRC Press 2nde édition* (2017).
- Didierjean, J., E. Herault, F. Balembois, et P. Georges, « Thermal Conductivity Measurements of Laser Crystals by Infrared Thermography. Application to Nd:Doped Crystals », *Optics Express* **16** (12), p.8995 (2008).
- Didierjean, Julien, « Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines », *Université Paris-Sud (Paris XI)* (Thèse de doctorat) (2007).
- Doualan, J. L., C. Maunier, D. Descamps, J. Landais, et R. Moncorgé, « Excited-state absorption and up-conversion losses in the Nd-doped glasses for high-power lasers », *Physical Review B* **62** (7), p.4459-63 (2000).
- Doualan, J. L., L. B. Su, G. Brasse, A. Benayad, V. Ménard, Y. Y. Zhan, A. Braud, P. Camy, J. Xu, et R. Moncorgé, « Improvement of Infrared Laser Properties of Nd:CaF₂ Crystals via Codoping with Y³⁺ and Lu³⁺ Buffer Ions », *Journal of the Optical Society of America B* **30** (11), p.3018 (2013).
- Druon, F., J. Boudeile, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Balembois, P. Georges, J. Petit, P. Golner, et B. Viana, « New Yb-doped crystals for high-power and ultrashort lasers » éd. Sean M. Kirkpatrick et Razvan Stoian, *SPIE, Femtosecond Phenomena and Nonlinear Optics III* (Conférence), p.64000D (2006).
- Druon, F., S. Chénais, F. Balembois, P. Georges, R. Gaumé, et B. Viana, « Diode-Pumped Continuous-Wave and Femtosecond Laser Operations of a Heterocomposite Crystal Yb³⁺:SrY₄(SiO₄)₄O||Y₂Al₅O₁₂ », *Optics Letters* **30** (8), p.857 (2005).
- Druon, F., S. Ricaud, D. N. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, et P. Georges, « On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: Review of Spectroscopic and Thermal Properties and Their Impact on Femtosecond and High Power Laser Performance », *Optical Materials Express* **1** (3), p.489 (2011).
- Ehrmann, P. R., et J. H. Campbell, « Nonradiative Energy Losses and Radiation Trapping in Neodymium-Doped Phosphate Laser Glasses », *Journal of the American Ceramic Society* **85** (5), p.1061-69 (2004).

- Endriz, J.G., M. Vakili, G.S. Browder, M. DeVito, J.M. Haden, G.L. Harnagel, W.E. Plano, M. Sakamoto, D.F. Welch, S. Willing, D.P. Worland, et H.C. Yao, « High Power Diode Laser Arrays », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28** (4), p.952-65 (1992).
- Fibrich, M., R. Bedrich, et D. Kramer, « A hollow-duct radiation delivery system in a power-scaled arrangement », *Laser Physics Letters* **10** (8), p.085001 (2013).
- Fournel, F., « Applications de l'adhésion moléculaire », *Université Grenoble I* (Manuscrit d'Habilitation à Diriger des Recherches) (2023).
- Fu, Rulian, G. Wang, Z. Wang, E. Ba, G. Mu, et X.-H. Hu, « Design of efficient lens ducts », *Applied Optics* **37** (18), p.4000-4003 (1998).
- Fu, X., P. Li, Q. Liu, et M. Gong, « 3kW liquid-cooled elastically-supported Nd:YAG multi-slab CW laser resonator », *Optics Express* **22** (15), p.18421-32 (2014).
- Gaume, Romain, « Relations structures - propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion », *Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)* (Thèse de doctorat) (2002).
- Genevrier, K., D. Papadopoulos, M. Besbes, Patrice Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, et R. Druon, « Thermally-Induced-Anisotropy Issues in Oriented Cubic Laser Crystals, the Cryogenically Cooled Yb:CaF₂ Case », *Applied Physics B* **124** (11), p.209 (2018).
- Genevrier, Kévin, « Sources laser de forte énergie à base d'YbCaF₂ », *Université Paris-Saclay (Paris XI)* (Thèse de doctorat) (2017).
- Giesen, A., et J. Speiser, « Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **13** (3), p.598-609 (2007).
- Guzzo, P., L. Jacomine, J. D. Biasoli de Mello, et B. Mello, « Evaluation of hardness and fracture toughness in natural quartz crystals by indentation », *16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering 2* (Conférence), p.155-61 (2001).
- Gwo, D.-H., « Ultra precision and reliable bonding method », *United States Patent* (USOO6284085B1) (2001).
- Haisma, J., « Contact Bonding, Including Direct-Bonding in a Historical and Recent Context of Materials Science and Technology, Physics and Chemistry Historical Review in a Broader Scope and Comparative Outlook\$ », (2002).
- Haisma, J., B. A. Spierings, U. K. Biermann, et A. A. Van Gorkum, « Diversity and Feasibility of Direct Bonding: A Survey of a Dedicated Optical Technology », *Applied Optics* **33** (7), p.1154 (1994).
- Hamoudi, T., H. Chesneau, T. Dubé, E. Dubois, M. Lamy, C. Maunier, A. Braud, C. Meroni, P. Camy, et S. Montant, « Comparison of Simulation and Experimental Characterization of a 4-Pass Diode-Pumped 4-Active-Mirrors 1053 Nm Laser Amplifier » éd. M.F. Costa, M. Flores-Arias, G. Pauliat, et P. Segonds, *EPJ Web of Conferences* **266**, p.13015 (2022).

- Hanson, F., « Improved Laser Performance at 946 and 473 Nm from a Composite Nd:Y₃Al₅O₁₂ Rod », *Applied Physics Letters* **66** (26), p.3549-51 (1995).
- Heyliger, P., H. Ledbetter, et S. Kim, « Elastic Constants of Natural Quartz », *The Journal of the Acoustical Society of America* **114** (2), p.644-50 (2003).
- Hocquet, S., D. Penninckx, E. Bordenave, C. Gouédard, et Y. Jaouën, « FM-to-AM Conversion in High-Power Lasers », *Applied Optics* **47** (18), p.3338 (2008).
- Honea, E. C., C. A. Ebberts, R. J. Beach, J. A. Speth, M. A. Emanuel, J. A. Skidmore, et S. A. Payne, « High average power diode-end-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser », *Advanced Solid State Lasers* (Conférence), p.HP3 (1998).
- Honea, E.C., R.J. Beach, S.B. Sutton, J.A. Speth, S.C. Mitchell, J.A. Skidmore, M.A. Emanuel, et S.A. Payne, « 115-W Tm:YAG Diode-Pumped Solid-State Laser », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (9), p.1592-1600 (1997).
- Hönninger, C., R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G.A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, et U. Keller, « Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers », *Applied Physics B* **69** (1), p.3-17 (1999).
- Huang, M., « Thermal Stresses in Optical Waveguides », *Optics Letters* **28** (23), p.2327 (2003).
- , « Analytical Solutions for Thermal Stresses in Buried Channel Waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40** (11), p.1562-68 (2004).
- Huang, T., W. Huang, J. Wang, X. Lu, et X. Li, « Thermal-Induced Wavefront Aberration in Sapphire-Cooled Nd:Glass Slab », *Applied Physics B* **122** (7), p.182 (2016).
- Huang, T., W. Huang, J. Wang, X. Lu, X. Pan, J. Guo, W. Fan, et X. Li, « High Energy Diode-Pumped Sapphire Face-Cooled Nd:Glass Multi-Slab Amplifier », *Optics & Laser Technology* **107**, p.415-23 (2018).
- Hugonnot, E., G. Deschaseaux, O. Hartmann, et H. Coïc, « Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification », *Applied Optics* **46** (33), p.8181-87 (2007).
- Ichikawa, H., K. Yamaguchi, T. Katsumata, et I. Shoji, « High-Power and Highly Efficient Composite Laser with an Anti-Reflection Coated Layer between a Laser Crystal and a Diamond Heat Spreader Fabricated by Room-Temperature Bonding », *Optics Express* **25** (19), p.22797 (2017).
- Jain, P. K., Suneet Singh, et Rizwan-uddin, « Analytical Solution to Transient Asymmetric Heat Conduction in a Multilayer Annulus », *Journal of Heat Transfer* **131** (1), p.011304 (2009).
- , « An Exact Analytical Solution for Two-Dimensional, Unsteady, Multilayer Heat Conduction in Spherical Coordinates », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** (9-10), p.2133-42 (2010).
- Jani, M. G., F. L. Naranjo, N. P. Barnes, K. E. Murray, et G. E. Lockard, « Diode-pumped long-pulse-length Ho:Tm:YLiF₄ laser at 10 Hz », *Optics Letters* **20** (8), p.872-74 (1995).

- Kausas, A., et T. Taira, « Laser-induced damage study of bonded material for a high-brightness laser system », *Optics Letters* **47** (12) (2022).
- Kausas, A., V. Yahia, A. Tsuji, R. Zhang, X. Zhou, Y. Honda, M. Yoshida, et T. Taira, « Tailor-made Laser Chip by Bonding for High Energy Laser System ». In *2021 7th International Workshop on Low Temperature Bonding for 3D Integration (LTB-3D)*, , 2-2.
- Kawashima, T., T. Ikegawa, Junji Kawanaka, Noriaki Miyana, Masahiro Nakatsuka, Yasuko Izawa, osamu matsumoto, Ryo Yasuhara, T. Kurita, T. Sekine, M. Miyamoto, Hongfei Kan, H. Furukawa, S. Motokoshi, et T. Kanabe, « The HALNA project: Diode-pumped solid-state laser for inertial fusion energy », *Journal de Physique IV* **133**, p.615-20 (2006).
- Koehler, W., « Absorbed Pump Power, Thermal Profile and Stresses in a Cw Pumped Nd:YAG Crystal », *Applied Optics* **9** (6), p.1429 (1970a).
- , « Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod », *Applied Optics* **9** (11), p.2548 (1970b).
- , « Solid-State Laser Engineering », *Springer-Verlag New York Inc. 1ère édition* (2006).
- Koehler, W., et D. Rice, « Effect of Birefringence on the Performance of Linearly Polarized YAG:Nd Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6** (9), p.557-66 (1970).
- Koehler, W., et D. K. Rice, « Birefringence of YAG: Nd Laser Rods as a Function of Growth Direction », *Journal of the Optical Society of America* **61** (6), p.758 (1971).
- Kuznetsov, I. I., M. R. Volkov, et I. B. Mukhin, « Composite Yb:YAG/Sapphire Thin-Disk Active Elements Produced by Thermal Diffusion Bonding », *Journal of the Optical Society of America B* **37** (7), p.2193 (2020).
- Lasky, J. B., « Wafer Bonding for Silicon-on-Insulator Technologies », *Applied Physics Letters* **48** (1), p.78-80 (1986).
- Lee, H.-C., P. Brownlie, H. Meissner, et E. Rea, Jr., « Diffusion-Bonded Composites of YAG Single Crystals », *SPIE Proceedings*, p.2-10 (1992).
- Lee, H.-C., et H. Meissner, « Optical composites between similar and between dissimilar materials », (2010).
- Lee, H.-C., H. Meissner, et O. Meissner, « Thermally Induced Stress and Strain in YAG/Sapphire Single-Crystal Composites » éd. Hanna J. Hoffman et R. K. Shori, *Lasers and Applications in Science and Engineering* (Conférence), p.171 (2005).
- Li, Min, et Alvin C.K. Lai, « Analytical Solution to Heat Conduction in Finite Hollow Composite Cylinders with a General Boundary Condition », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **60**, p.549-56 (2013).
- Loosen, P., H.-G. Treusch, C. R. Haas, U. Gardenier, M. Weck, V. Sinnhoff, S. Kasperowski, et R. vor dem Esche, « High-Power Diode Lasers and Their Direct Industrial Applications » éd. Kurt J. Linden et P. R. Akkapeddi, *Photonics West '95* (Conférence), p.78 (1995).
- Lord Rayleigh, F. R. S., « A Study of Glass Surfaces in Optical Contact », *Proceedings of the Royal Society* **156** (888) (1936).

- Lu, X., P. Tervola, et M. Viljanen, « Transient Analytical Solution to Heat Conduction in Composite Circular Cylinder », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **49** (1-2), p.341-48 (2006).
- Luce, J., S. Montant, J. M. Sajer, C. Rouyer, D. Penninckx, J. Chou, J. Heebner, M. Rever, et J. M. Di Nicola, « Nonlinear FM-AM Conversion Due to Stimulated Brillouin Scattering », *Optics Express* **27** (5), p.7354 (2019).
- Lupi, J.-F., P.-M. Dalbies, S. Cavarò, P. Manac'h, E. Bordenave, J.-M. Sajer, J. Moreau, N. Blanchot, et J. Neauport, « Liquid-cooled Nd:phosphate split-slab large aperture amplifier pumped by flash-lamps », *Optics & Laser Technology* **152**, p.108101 (2022).
- Mahajan, Virendra N., « Orthonormal Aberration Polynomials for Anamorphic Optical Imaging Systems with Rectangular Pupils », *Applied Optics* **49** (36), p.6924 (2010).
- Mainman, T. H., « Stimulated Optical Radiation in Ruby », *Nature* **187** (4736), p.493-94 (1960).
- Marion, J., « Strengthened Solid-State Laser Materials », *Applied Physics Letters* **47** (7), p.694-96 (1985).
- , « Appropriate Use of the Strength Parameter in Solid-State Slab Laser Design », *Journal of Applied Physics* **62** (5), p.1595-1604 (1987).
- Martienssen, W., et Hans Warlimont, éd., « Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data », *Springer 1ère édition* (2005).
- Maywar, D. N., J. H. Kelly, L. J. Waxer, S. F. B. Morse, I. A. Begishev, J. Bromage, C. Dorrer, J. L. Edwards, L. Folsbee, M. J. Guardalben, S. D. Jacobs, R. Jungquist, T. J. Kessler, R. W. Kidder, B. E. Kruschwitz, S. J. Loucks, J. R. Marciante, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, A. V. Okishev, J. B. Oliver, G. Pien, J. Qiao, J. Puth, A. L. Rigatti, A. W. Schmid, M. J. Shoup III, C. Stoeckl, K. A. Thorp, et J. D. Zuegel, « OMEGA EP high-energy petawatt laser: progress and prospects », *Journal of Physics: Conference Series* **112** (3), p.032007 (2008).
- Meissner, H. E., « Composites made from single crystal substances », *United States Patent* (USO05441803A) (1995).
- , « Composite optical and electro-optical devices », *United States Patent* (USO0584.6638A) (1998).
- Meroni, Cesare, « New laser amplifier materials at 1053 nm », *Université de Caen Normandie* (Thèse de doctorat) (2022).
- Miquel, J-L, C Lion, et P Vivini, « The Laser Mega-Joule: LMJ & PETAL Status and Program Overview », *Journal of Physics: Conference Series* **688**, p.012067 (2016).
- de Monte, F., « Transient Heat Conduction in One-Dimensional Composite Slab. A 'Natural' Analytic Approach », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43** (19), p.3607-19 (2000).
- , « An Analytic Approach to the Unsteady Heat Conduction Processes in One-Dimensional Composite Media », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45** (6), p.1333-43 (2002).

- , « Unsteady Heat Conduction in Two-Dimensional Two Slab-Shaped Regions. Exact Closed-Form Solution and Results », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46** (8), p.1455-69 (2003).
- , « Transverse Eigenproblem of Steady-State Heat Conduction for Multi-Dimensional Two-Layered Slabs with Automatic Computation of Eigenvalues », *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47** (2), p.191-201 (2004).
- Mukhin, I. B., O. V. Palashov, E. A. Khazanov, et I. A. Ivanov, « Influence of the Orientation of a Crystal on Thermal Polarization Effects in High-Power Solid-State Lasers », *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **81** (3), p.90-94 (2005).
- Muslimov, E., E. Hugot, W. Jahn, S. Vives, M. Ferrari, B. Chambion, D. Henry, et C. Gaschet, « Combining Freeform Optics and Curved Detectors for Wide Field Imaging: A Polynomial Approach over Squared Aperture », *Optics Express* **25** (13), p.14598 (2017).
- Nakamura, K., H.-S. Mao, A. J. Gonsalves, H. Vincenti, D. E. Mittelberger, J. Daniels, A. Magana, C. Toth, et W. P. Leemans, « Diagnostics, Control and Performance Parameters for the BELLA High Repetition Rate Petawatt Class Laser », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **53** (4), p.1-21 (2017).
- Narasimhamurty, T. S., « Photoelastic Constants of α Quartz », *Journal of the Optical Society of America A* **59** (6), p.682-86 (1969).
- Normani, S., A. Braud, R. Soulard, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Menard, G. Brasse, R. Moncorgé, J. P. Goossens, et P. Camy, « Site Selective Analysis of Nd³⁺–Lu³⁺ Codoped CaF₂ Laser Crystals », *CrystEngComm* **18** (47), p.9016-25 (2016).
- Normani, Simone, « Nd:Lu:CaF₂ for high-energy lasers », *Université de Caen Normandie* (Thèse de doctorat) (2017).
- Nye, J., « Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices », *Oxford University Press 1ère édition* (1985).
- Payne, S. A., J. A. Caird, L. L. Chase, L. K. Smith, N. D. Nielsen, et W. F. Krupke, « Spectroscopy and Gain Measurements of Nd³⁺ in SrF₂ and Other Fluorite-Structure Hosts », *Journal of the Optical Society of America B* **8** (4), p.726 (1991).
- Payne, Stephen A., Gary D. Wilke, Larry K. Smith, et William F. Krupke, « Auger upconversion losses in Nd-doped laser glasses », *Optics Communications* **111** (3), p.263-68 (1994).
- Petit, P.O., P. Goldner, C. Boissière, C. Sanchez, et B. Viana, « New Silicate Bonding Technique for Composite Laser Materials », *Optical Materials* **32** (10), p.1368-71 (2010).
- Ple, Fabien, « Etude du lasage transverse dans les cristaux de Ti: Sa de grandes dimensions. Application à la réalisation de l'amplificateur petawatt haute énergie du laser pilote de la station LASERIX », *Université Paris-Sud (Paris XI)* (Thèse de doctorat) (2008).
- Plöbl, A, « Wafer Direct Bonding: Tailoring Adhesion between Brittle Materials », *Materials Science and Engineering: R: Reports* **25** (1-2), p.1-88 (1999).

- Qinghua, D., P. Hansheng, S. Zhan, D. Lei, L. Mingzhong, L. Yiming, T. Jun, H. Shaobo, W. Jianjun, L. Honghuan, Z. Rui, D. Ying, C. Yuanbin, L. Zhenhua, L. Jianguo, et L. Yong, « Coupling method for laser-diode-array end-pumped solid-state amplifiers », *Appl. Opt.* **47** (31), p.5908-15 (2008).
- Rao, K. V. K., et V. G. K. Murty, « Photoelastic Constants of Magnesium Oxide », *Acta Crystallographica* **17** (6), p.788-89 (1964).
- Rothenberg, J. E., D. F. Browning, et R. B. Wilcox, « Issue of FM to AM conversion on the National Ignition Facility », *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion* (Conférence) (1998).
- RPC Photonics, « Engineered Diffusers - RPC Photonics », <https://www.rpcphotonics.com/engineered-diffusers-information/>.
- Saraceno, C. J., D. Sutter, T. Metzger, et M. Abdou Ahmed, « The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers », *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications* **15** (1), p.15 (2019).
- Sawyer Technical Materials, LLC, « Quartz Crystals - Optical Grades Available ».
- Sethian, J. D., D. G. Colombant, J. L. Giuliani, R. H. Lehmberg, M. C. Myers, S. P. Obenschain, A. J. Schmitt, J. Weaver, M. F. Wolford, F. Hegeler, M. Friedman, A. E. Robson, A. Bayramian, J. Caird, C. Ebbers, J. Latkowski, W. Hogan, W. R. Meier, L. J. Perkins, K. Schaffers, S. Abdel Kahlik, K. Schoonover, D. Sadowski, K. Boehm, L. Carlson, J. Pulsifer, F. Najmabadi, A. R. Raffray, M. S. Tillack, G. Kulcinski, J. P. Blanchard, T. Heltemes, A. Ibrahim, E. Marriott, G. Moses, R. Radell, M. Sawan, J. Santarius, G. Sviatoslavsky, S. Zenobia, N. M. Ghoniem, S. Sharafat, J. El-Awady, Q. Hu, C. Duty, K. Leonard, G. Romanoski, L. L. Snead, S. J. Zinkle, C. Gentile, W. Parsells, C. Prinksi, T. Kozub, T. Dodson, D. V. Rose, T. Renk, C. Olson, N. Alexander, A. Bozek, G. Flint, D. T. Goodin, J. Hund, R. Paguio, R. W. Petzoldt, D. G. Schroen, J. Sheliak, T. Bernat, D. Bittner, J. Karnes, N. Petta, J. Streit, D. Geller, J. K. Hoffer, M. W. McGeoch, S. C. Glidden, H. Sanders, D. Weidenheimer, D. Morton, I. D. Smith, M. Bobecia, D. Harding, T. Lehecka, S. B. Gilliam, S. M. Gidcumb, D. Forsythe, N. R. Parikh, S. O'Dell, et M. Gorenssek, « The Science and Technologies for Fusion Energy With Lasers and Direct-Drive Targets », *IEEE Transactions on Plasma Science* **38** (4), p.690-703 (2010).
- Shimbo, M., K. Furukawa, K. Fukuda, et K. Tanzawa, « Silicon-to-Silicon Direct Bonding Method », *Journal of Applied Physics* **60** (8), p.2987-89 (1986).
- Shoji, I., T. Ishikawa, T. Yamauchi, K. Hara, et S. Matsumoto, « Fabrication and Characterization of Room-Temperature-Bonded Composite Lasers », *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (Conférence), p.1-1 (2013).
- Siebold, M., F. Roeser, M. Loeser, D. Albach, et U. Schramm, « PEnELOPE: a high peak-power diode-pumped laser system for laser-plasma experiments ». In *High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology; and Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers*, éd. G. Korn, L. O. Silva, et J. Hein. SPIE, 878005.
- Singh, Suneet, Prashant K. Jain, et Rizwan-uddin, « Analytical Solution to Transient Heat Conduction in Polar Coordinates with Multiple Layers in Radial Direction », *International Journal of Thermal Sciences* **47** (3), p.261-73 (2008).

- , « Finite Integral Transform Method to Solve Asymmetric Heat Conduction in a Multilayer Annulus with Time-Dependent Boundary Conditions », *Nuclear Engineering and Design* **241** (1), p.144-54 (2011).
- , « Analytical Solution for Three-Dimensional, Unsteady Heat Conduction in a Multilayer Sphere », *Journal of Heat Transfer* **138** (10), p.101301 (2016).
- Skeldon, M.D., R.B. Saager, et W. Seka, « Quantitative Pump-Induced Wavefront Distortions in Laser-Diode- and Flashlamp-Pumped Nd:YLF Laser Rods », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35** (3), p.381-86 (1999).
- Spaeth, M., C. Widmayer, K. Manes, D. Kalantar, P. Miller, J. Heebner, E. Bliss, R. Spec, T. Parham, P. Whitman, P. Wegner, P. Baisden, J. Menapace, M. Bowers, S. Cohen, T. Suratwala, J. M. Di Nicola, M. Newton, J. Adams, J. Trenholme, R. Finucane, R. Bonano, D. Rardin, P. Arnold, et S. Dixit, « Description of the NIF Laser », *Fusion Science and Technology* **69** (1), p.25-145 (2016).
- Sraïki, Guillaume, « Développement par voie Sol-Gel de méthodes d'assemblage de cristaux à optique non linéaire pour applications laser », *Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)* (Thèse de doctorat) (2015).
- Stoffel, D., « Caractérisation du matériau Nd:Lu:CaF₂ pour l'amplification laser à 1053 nm », *Université de Bordeaux* (Thèse de doctorat) (2019).
- Stoffel, D., P. Balcou, C. Bouquet, J.-P. Goossens, L. Lacampagne, et S. Montant, « Study of Stress-Induced Birefringence in an Inhomogeneously Pumped Laser Rod with Spatial and Temporal Resolution », *Journal of the Optical Society of America B* **36** (4), p.1044 (2019).
- Strickland, D., et G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses », *Optics Communications* **56** (3), p.219-21 (1985).
- Sturm, V., H.-G. Treusch, et P. Loosen, « Cylindrical Microlenses for Collimating High-Power Diode Lasers » éd. L. H. Beckmann, *Lasers and Optics in Manufacturing III* (Conférence), p.717-26 (1997).
- Suga, T., Y. Takahashi, H. Takagi, B. Gibbesch, et G. Elssner, « Structure of AlAl and AlSi₃N₄ interfaces bonded at room temperature by means of the surface activation method », *Acta Metallurgica et Materialia* **40**, p.S133-37 (1992).
- Sugiyama, A., H. Fukuyama, T. Sasuga, T. Arisawa, et H. Takuma, « Direct Bonding of Ti:Sapphire Laser Crystals », *Applied Optics* **37** (12), p.2407 (1998).
- Sugiyama, A., et Y. Nara, « Improved Direct Bonding Method of Nd:YVO₄ and YVO₄ Laser Crystals », *Ceramics International* **31** (8), p.1085-90 (2005).
- Sugiyama, A., Y. Nara, K. Wada, et H. Fukuyama, « Interfacial properties of a direct bonded Nd-doped YVO₄ and YVO₄ single crystal », *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* **15** (9), p.607-12 (2004).
- Tanaka, K. A., K. M. Spohr, D. L. Balabanski, S. Balascuta, L. Capponi, M. O. Cernaianu, M. Cuciuc, A. Cucoanes, I. Dancus, A. Dhal, B. Diaconescu, D. Doria, P. Ghenuche, D. G. Ghita, S. Kisyov, V.

- Nastasa, J. F. Ong, F. Rotaru, D. Sangwan, P.-A. Söderström, D. Stutman, G. Suliman, O. Tesileanu, L. Tudor, N. Tsoneva, C. A. Ur, D. Ursescu, et N. V. Zamfir, « Current status and highlights of the ELI-NP research program », *Matter and Radiation at Extremes* **5** (2), p.024402 (2020).
- Thornton, J. Ronald, William D. Fountain, Graham W. Flint, et Thomas G. Crow, « Properties of Neodymium Laser Materials », *Applied Optics* **8** (6), p.1087-1102 (1969).
- Timoshenko, S., et J. Goodier, « Theory of Elasticity », *McGraw-Hill Higher Education* **3ème édition** (1970).
- Tsunekane, M., N. Taguchi, et H. Inaba, « Efficient 946-nm laser operation of a composite Nd:YAG rod with undoped ends », *Applied Optics* **37** (24), p.5713-19 (1998).
- Tsunekane, M., N. Taguchi, T. Kasamatsu, et H. Inaba, « Analytical and Experimental Studies on the Characteristics of Composite Solid-State Laser Rods in Diode-End-Pumped Geometry », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3** (1), p.9-18 (1997).
- Ying, C., C. Bin, M.K.R. Patel, et M. Bass, « Calculation of Thermal-Gradient-Induced Stress Birefringence in Slab Lasers-I », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40** (7), p.909-16 (2004).
- Ying, C., C. Bin, M.K.R. Patel, A. Kar, et M. Bass, « Calculation of Thermal-Gradient-Induced Stress Birefringence in Slab Lasers-II », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40** (7), p.917-28 (2004).
- Yovanovich, M. M., J. R. Culham, et P. Teerstra, « Calculating interface resistance », *Electronics Cooling* (2004).
- Zheng, L., A. Kausas, et T. Taira, « Drastic Thermal Effects Reduction through Distributed Face Cooling in a High Power Giant-Pulse Tiny Laser », *Optical Materials Express* **7** (9), p.3214 (2017).
- , « >30 MW Peak Power from Distributed Face Cooling Tiny Integrated Laser », *Optics Express* **27** (21), p.30217 (2019).
- Zou, J.P., C. Le Blanc, D.N. Papadopoulos, G. Chériaux, P. Georges, G. Mennerat, F. Druon, L. Lecherbourg, A. Pellegrina, P. Ramirez, F. Giambruno, A. Fréneaux, F. Leconte, D. Badarau, J.M. Boudenne, D. Fournet, T. Valloton, J.L. Paillard, J.L. Veray, M. Pina, P. Monot, J.P. Chambaret, P. Martin, F. Mathieu, P. Audebert, et F. Amiranoff, « Design and current progress of the Apollon 10 PW project », *High Power Laser Science and Engineering* **3**, p.e2 (2015).

ASSEMBLAGE D'HETEROSTRUCTURES OPTIQUES AMPLIFICATRICES POUR LES PILOTES DE LASER DE PUISSANCE

Les lasers de puissance, tels que le Laser Mégajoule (France) et le National Ignition Facility (États-Unis), ont recours au verre phosphate dopé au Néodyme pour l'amplification laser de forte énergie nécessaire à la réalisation d'expériences de haute densité d'énergie. En raison des contraintes thermiques générées lors du processus de pompage optique du matériau amplificateur, les amplificateurs d'une chaîne laser sont contraints à un fonctionnement mono-coup sous peine de dégrader les propriétés de l'impulsion laser. A ce titre, le pilote, dont le rôle consiste à délivrer une impulsion laser à 1053 nm d'une énergie de 1 J dans une chaîne laser, est limité à une cadence de 1 tir / 5 minutes. L'augmentation de la cadence du pilote contribuerait entre autres à optimiser les performances de ces systèmes laser en termes de stabilité d'énergie et de temps d'alignement. L'élaboration de nouveaux matériaux et d'architectures d'amplificateur laser novatrices s'inscrit dans une démarche d'amélioration de ces performances. Ce projet de thèse repose sur l'étude de l'assemblage de matériaux optiques aux fonctions complémentaires, que sont l'amplification laser et le refroidissement. Cette thèse vise dans un premier temps à démontrer la faisabilité et l'intérêt de l'assemblage pour l'élaboration de matériaux laser hétérogènes capables de répondre aux besoins d'un pilote de laser de puissance. En premier lieu, plusieurs échantillons hétérogènes élémentaires ont été définis et fabriqués pour cette thèse. Une géométrie assemblée de taille centimétrique met en jeu un matériau à gain laser à 1053 nm et un à deux cristaux non dopés présentant une forte conductivité thermique. En identifiant différents critères matériaux, plusieurs compositions à base de verre et de cristaux ont été associées suivant différents protocoles d'assemblages. Le travail de cette thèse est consacré à la compréhension des effets thermomécaniques et optiques induits lors du pompage dans ces échantillons assemblés. Des premières mesures d'élévation de température et de déformation du front d'onde mettent en lumière une amélioration du refroidissement ainsi qu'une réduction et une modification de la déformation du front d'onde de l'impulsion. L'ensemble de ces mesures sont confrontées à un modèle de simulation numérique développé avec le logiciel COMSOL Multiphysics® au cours de la thèse. L'accord satisfaisant obtenu entre le modèle et les mesures expérimentales ouvre la voie à une interprétation de la déformation du front d'onde observée entre les hétérostructures de différentes compositions. Finalement, le modèle numérique recalé participe à l'élaboration de nouvelles architectures laser hétérogènes abouties qui sont capables de répondre aux besoins d'un pilote de laser de puissance.

Mots-clés : assemblage, hétérostructures optiques, verre phosphate, cristaux, Néodyme, effets thermiques, déformation du front d'onde, amplificateur laser, lasers de puissance.

BONDING OF LASER MATERIAL HETEROSTRUCTURES FOR HIGH-POWER LASER FRONT-ENDS

High-power lasers, such as the Laser Mégajoule (France) and the National Ignition Facility (United-States of America), rely on neodymium-doped phosphate glass as the gain material to perform high-energy amplification of laser pulses required for high energy density experiments. Due to thermal stresses occurring within the laser gain material during the pumping process, the overall repetition rate of the amplification stages is limited to one shot every hour. As a matter of fact, the front-end, which is responsible for the generation of a 1-J nanosecond 1053-nm pulse to be injected into a beamline, operates with a repetition rate of one shot every 5 minutes. Increasing its repetition rate while maintaining the same standard of laser performances is seen as a key objective in order to overcome long-lasting alignment procedures prior to an experiment and to achieve high-energy stability. The research dedicated to novel laser materials and innovative cooling architectures has been driving the development of new high-power laser concepts operating at higher repetition rates for the past 20 years. This project investigates the bonding of optical materials with complementary functions, such as laser amplification and heat mitigation. This thesis aims at establishing the proof-of-principle of laser material bonding applied to amplification at 1053 nm and thermal effects reduction in a high-power laser front-end. As a first step, several primary bonded samples have been defined and prepared within the framework of this study. Various samples, based on laser crystals and glasses, were prepared following different bonding procedures. This thesis work delves into the understanding of the thermomechanical effects occurring in bonded laser materials in a side-pumping configuration. Temperature rise as well as wavefront measurements underscore a reduction of both thermal load and optical aberrations as well as an improvement of the wavefront distortion. These measurements are compared to a numerical model developed using the finite-element analysis software COMSOL Multiphysics®. The good agreement between the model and the experiments allows for an extensive comprehension of the different thermomechanical contributors to the optical aberrations of each bonded laser material. The numerical model paves the way for the conception of innovative heterogeneous laser material structures dedicated to a new generation of high-power laser front-ends.

Keywords: bonding, optical heterostructures, phosphate glass, laser crystals, Neodymium, thermal effects, wavefront distortion, laser amplifier, high-power lasers.