



Développement d'amplificateurs lasers pompés par LEDs via concentrateurs luminescents pour l'imagerie acousto-optique

Elio Thellier Mühlemann

► To cite this version:

Elio Thellier Mühlemann. Développement d'amplificateurs lasers pompés par LEDs via concentrateurs luminescents pour l'imagerie acousto-optique. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2026. Français. <NNT : 2026UPASP003>. <tel-05565402>

HAL Id: tel-05565402

<https://pastel.hal.science/tel-05565402v1>

Submitted on 24 Mar 2026

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.



HAL Authorization

Développement d'amplificateurs lasers pompés par LEDs via concentrateurs luminescents pour l'imagerie acousto-optique

*Development of LED-pumped laser amplifiers using
luminescent concentrators for acousto-optic imaging*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572, ondes et matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Graduate School : Physique. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Université Paris-Saclay, Institut d'Optique
Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles-Fabry**, sous la direction de
François BALEMBOIS, Professeur des Universités.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 20 février 2026, par

Elio Thellier Mühlemann

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Fabien BRETENAKER Directeur de Recherche, École Normale Supérieure Paris-Saclay (LuMin)	Président
Olivier MUSSET Professeur des Universités, Université Bourgogne Europe, (ICB)	Rapporteur & Examineur
Marwan ABDOU AHMED Directeur de Recherche, Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)	Rapporteur & Examineur
Sylvie LEBRUN Professeure des Universités, Université Paris-Saclay (LCF)	Examinatrice
Lauren GUILLEMOT Maîtresse de Conférences, Université de Caen, (CI- MAP)	Examinatrice

Titre : Développement d'amplificateurs lasers pompés par LEDs via concentrateurs luminescents pour l'imagerie acousto-optique

Mots clés : amplificateur laser, pompage par LED, laser aux ions de transition métallique, concentrateur luminescent

Résumé : Dans les milieux optiquement diffusants, la profondeur de pénétration et la résolution spatiale de l'imagerie par la lumière est grandement limitée. L'imagerie acousto-optique (IAO) constitue une approche hybride prometteuse, reposant sur le marquage en fréquence des photons par une onde ultrasonore. Toutefois, l'IAO impose des exigences laser contraignantes : émission monofréquence, large accordabilité dans la fenêtre thérapeutique (700–1000 nm), puissance crête élevée (≈ 100 W) dans un régime dit "quasi-continu" avec des impulsions longues de l'ordre de 100 μ s et une cadence pouvant atteindre 100 Hz. L'objectif de cette thèse est de développer une source laser nouvelle, adaptée à ces contraintes, fondée sur une architecture oscillateur-amplificateur avec des cristaux laser dopés aux ions de transition métallique. Trois matériaux amplificateurs ont été étudiés : le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l'alexandrite, sélectionnés pour leur large bande de gain dans le proche infrarouge. Un axe central du travail consiste au développement d'une technologie de pompage innovante par LEDs via concentrateur luminescent dont il fallait assurer la montée en puissance pour répondre au cahier des charges de la source laser. Pour cela, trois leviers ont été utilisés : l'augmentation de la puissance unitaire des LEDs, la multiplication de leur nombre et l'optimisation d'un concentrateur luminescent en Ce:YAG, incluant une géométrie innovante dite « en arête ». Un modèle optique avancé a été développé et validé expérimentalement, mettant en évidence le rôle critique des pertes as-

sociées à la distance moyenne de propagation, notamment dues à l'absorption par l'état excité. La tête de pompage issue de ces travaux délivre jusqu'à 2,6 kW de puissance crête entre 530 nm et 630 nm, établissant un niveau de performance record dans cette gamme spectrale. L'intégration de cette technologie dans des amplificateurs multipassages géométriques a permis d'évaluer les performances des trois cristaux. Le Ti:saphir s'est révélé limité par un gain insuffisant dans le régime quasi-continu. Le Cr:LiSAF a permis de démontrer un signal monofréquence à 830 nm atteignant 9 W crête durant 100 μ s, mais reste contraint par la saturation du gain et une tenue thermique défavorable. L'alexandrite s'est avérée être le matériau le plus prometteur : grâce au long temps de vie du niveau excité et à un gain croissant avec la température, un amplificateur multipassage délivrant un gain net de 34 après 16 passages et une puissance crête de 14 W à 761 nm a été démontré, établissant un record pour l'IAO. Des effets d'interférences limitant le fonctionnement à 100 μ s ont été identifiés et partiellement levés. Ces travaux marquent une progression significative vers des dispositifs d'imagerie optique plus performants et plus pénétrants dans les tissus biologiques. De plus, ils démontrent la pertinence d'une nouvelle technologie laser basée sur l'alexandrite pompé par LED, dont le potentiel d'application s'étend bien au-delà de l'imagerie acousto-optique : LiDAR, chaînes femtoseconde, ou lasers UV pour la micro-électronique en sont quelques exemples.

Title : Development of LED-pumped laser amplifiers using luminescent concentrators for acousto-optic imaging

Keywords : laser amplifier, LED pumping, transition metal ions laser, luminescent concentrator

Abstract : In optically scattering media, the penetration depth and spatial resolution of light imaging are greatly limited. Acousto-optic imaging (AOI) is a promising hybrid approach based on frequency tagging of photons by an ultrasonic wave. However, AOI imposes stringent laser requirements : single-frequency emission, wide tunability within the therapeutic window (700–1000 nm), high peak power (≈ 100 W) in a so-called ‘quasi-continuous’ mode with long pulses of around 100 μ s and a repetition rate of up to 100 Hz. The objective of this thesis is to develop a new laser source, adapted to these constraints, based on an oscillator-amplifier architecture with laser crystals doped with transition metal ions. Three amplifier materials were studied : Ti :sapphire, Cr :LiSAF and alexandrite, selected for their wide gain band in the near infrared. A central focus of the work is the development of innovative LED pumping technology using a luminescent concentrator, which had to be scaled up to meet the specifications of the laser source. To achieve this, three levers were used : increasing the unit power of the LEDs, multiplying their number, and optimising a Ce :YAG luminescent concentrator, including an innovative ‘edge’ geometry. An advanced optical model was developed and validated experimentally, highlighting the critical role of losses associated with the average propagation distance, particularly due to exci-

ted state absorption. The pump head resulting from this work delivers up to 2.6 kW of peak power between 530 nm and 630 nm, setting a record level of performance in this spectral range. The integration of this technology into geometric multi-pass amplifiers made it possible to evaluate the performance of the three crystals. Ti :sapphire proved to be limited by insufficient gain in the quasi-continuous regime. Cr :LiSAF demonstrated a single-frequency signal at 830 nm reaching 9 W peak power over 100 μ s, but remains constrained by gain saturation and unfavourable thermal behaviour. Alexandrite has proven to be the most promising material : thanks to the long lifetime of the excited state and increasing gain with temperature, a multi-pass amplifier delivering a net gain of 34 after 16 passes and a peak power of 14 W at 761 nm has been demonstrated, setting a record for IAO. Interference effects limiting operation to 100 μ s were identified and partially eliminated. This work marks a significant step forward towards more powerful optical imaging devices with greater penetration into biological tissue. Furthermore, it demonstrates the relevance of a new laser technology based on LED-pumped alexandrite, whose potential applications extend far beyond acousto-optic imaging : LiDAR, femtosecond chains, and UV lasers for microelectronics are just a few examples.

Remerciements

Cette thèse a été rendue possible par la collaboration d'une myriade d'acteurs-ices que je souhaite remercier ici. Les ateliers d'optique, de mécanique et d'électronique du Laboratoire qui permettent de réaliser des expériences sur mesure. Les équipes administratives, le personnel d'entretien des bâtiments, et chaque personne incarnant un rouage du fonctionnement global ont toute ma gratitude.

Plus particulièrement, je souhaite remercier tous les membres du groupe laser pour les conseils, les remarques, les leçons, et les encouragements. L'expertise partagée avec bienveillance et patience donne cet environnement propice à l'épanouissement scientifique et personnel. Fred, merci pour tout le temps que tu as pris à me conseiller, à revoir et améliorer mon travail. Merci aussi et surtout pour ta gentillesse, ton humour, et ta sympathie qui rayonnent sur le groupe tout entier. Catherine, à l'instar de Fred, je reste admiratif de ton expérience de lasériste et suis reconnaissant de toute l'aide précieuse que tu m'as apporté. Plus important encore, merci pour la jovialité, la course, la musique et tous ces à-côtés partagés qui permettent de se sentir bien. Merci Hussein pour ta transmission du sujet, tu m'as appris avec beaucoup de minutie tous les éléments clefs de ma thèse. Maxime, je te remercie pas du tout, à cause de toi j'ai souffert des marathons, j'ai eu des conversations cauchemardesques, je me suis endetté pour faire fonctionner mon laser. Malgré tout j'espère que nous nous recroiserons, et que tu trouveras un poste à ta hauteur, parce que tu es une perle rare pour tout projet.

Félix et Lisa, bonne route, vous qui continuez un peu plus loin le chemin de la recherche avec les concentrateurs luminescents. Je vous souhaite de belles découvertes, et au bout de vos efforts, des résultats dont vous serez fiers.

François enfin, merci pour tout. Je trouve que nous nous sommes bien trouvés, et nous avons su au fur et à mesure de la thèse, mieux nous connaître et s'adapter l'un à l'autre. Tu m'as laissé une grande liberté et autonomie dans mon travail, tout en apportant chaque semaine une aide appréciée : idées expérimentales, rappels d'échéances, conseils stratégiques, explications physiques possibles, rappels de cours quand c'était utile... Tu vois la thèse comme formation et cette vision se ressent très positivement 3 ans plus tard. Merci pour ce dialogue, ton temps, ton savoir, ta passion, et ton humanité. Je te souhaite le meilleur pour la suite de la recherche et de la vie.

La majeure contribution à ce doctorat est la mienne, mais ma force et ma motivation trouvent naturellement leurs sources à travers mes proches. Les amis et la famille fournissent l'amour, la confiance, le courage et l'envie de relever des défis, combustibles fondamentaux pour avancer. Dans mes amis, parmi tant d'autres je veux remercier tous ceux qui ont, même ponctuellement, participé à me construire : Pierre-Elie, Victor, Alexis, Marie-Charlotte, Jade, Tuigana, Kenzi, Eloïse, Benouze,

Jofesse, Cassandra, Ju, Alexis, Tomo, Maxime, Nicolito, Johann, Mathilde, Chloé, Dr Lulu... Merci les potes, vous comptez beaucoup. Pour ces dernières années, je dois remercier particulièrement Dihya, la Did'z, pour qui elle est, pour les années partagées, son regard sensible, beau et doux sur le monde. J'espère que ta vie sera pleine de joie, de musique, de soleil, de rivières et de mousses.

La famille enfin, Grand-Papa, Grand-Maman, Mouche et Bicou, mes grands-parents adorés. Tonton et Sylvie, Isa et William, Christine et Sam, mes oncles et tantes en or. Sydney, Lucas, Arthur, Mathias, Lucien mes cousins chéris. Ulysse mon frère, maman et papa. Je vous aime fort, merci d'être là.

Et mes belles-familles ou proches qui s'y confondent : Laurent, Charles, Muriel, Milan et Sienne, Anne, Michel, Eric et Willy.

Pour finir, Morgane, merci de partager et d'égayer chaque jour mon quotidien. Puisseons-nous être heureux longtemps.

Table des matières

Introduction générale	11
1 Introduction	13
1.1 L'imagerie acousto-optique, contexte, définition, fonctionnement, état de l'art, et perspectives	14
1.1.1 L'imagerie médicale	14
1.1.2 L'imagerie médicale par la lumière	14
1.1.3 L'imagerie acousto-optique (IAO)	16
1.1.4 Le besoin laser de l'IAO	18
1.2 État de l'art sur les sources lasers à cette longueur d'onde.	18
1.2.1 Les fibres dopées à l'Erbium	18
1.2.2 Les diodes lasers	19
1.2.3 Les cristaux dopés aux ions de transition métallique	21
1.2.4 Premier bilan des sources lasers potentielles pour l'IAO	21
1.3 État de l'art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF, et l'alexandrite	22
1.3.1 Le Ti:saphir $Ti^{3+} : Al_2O_3$	24
1.3.2 Le Cr:LiSAF $Cr^{3+} : LiSrAlF_6$	29
1.3.3 L'alexandrite $Cr^{3+} : BeAl_2O_4$	33
1.3.4 Conclusion de l'état de l'art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l'alexandrite	40
1.4 Architecture	41
1.4.1 Le MOPA	41
1.4.2 Oscillateur	41
1.4.3 Amplificateur multipassage géométrique ou régénératif?	41
1.4.4 Choix d'une pompe pour l'amplificateur	41
2 Montée en puissance des concentrateurs pompés par LED	45
2.1 Augmentation de la puissance d'une LED unitaire	46
2.2 Augmentation du nombre total de LEDs	47
2.2.1 Refroidissement des LEDs	50
2.2.2 Mise en service des LEDs et résolutions des courts circuits	51
2.2.3 Les alimentations électriques SLICE	53
2.2.4 Les alimentations électriques Northrop Grumman	55
2.2.5 Caractérisation temporelle des LEDs avec les alimentations Northrop Grumman	56
2.2.6 Caractérisation de la puissance optique des LEDs en fonction du courant	57
2.2.7 Caractérisation courant-tension des LEDs	59
2.3 Augmentation du rendement du concentrateur luminescent	60

2.3.1	Introduction au concentrateur luminescent, cas du parallépipède rectangle	60
2.3.2	Augmenter la puissance collectée grâce à un miroir sur la face opposée	63
2.3.3	Augmenter la puissance collectée grâce à l'indice du milieu de sortie	63
2.3.4	Concentrateur "en arête" : collecter 4 cônes grâce à une face de sortie à 45°	65
2.4	Étude approfondie du concentrateur en arête dans la perspective de la montée en puissance	67
2.4.1	Calcul de la distance moyenne de propagation dans un concentrateur en arête	67
2.4.2	Calcul de la puissance de sortie	72
2.4.3	Prise en compte de l'absorption par l'état excité (ESA) dans la modélisation du concentrateur en arête de Ce:YAG	76
2.4.4	Étude thermique du concentrateur luminescent en arête	85
3	Réalisation d'une nouvelle source laser pour l'imagerie acousto-optique	91
3.1	Première tentative : amplificateur Ti:saphir pompé par LEDs	92
3.2	Amplificateur au Cr:LiSAF pompé par LEDs	95
3.2.1	L'amplificateur	95
3.2.2	Première injection : un oscillateur relaxé au Cr:LiSAF.	96
3.2.3	Seconde injection : une diode laser Toptica à 830 nm.	100
3.2.4	Modélisation de la saturation dans le Cr:LiSAF	102
3.2.5	Augmentation de la cadence jusqu'à 100 Hz	108
3.2.6	Conclusion du Cr:LiSAF pompé par LED pour l'imagerie acousto-optique.	109
3.3	Amplificateur à l'alexandrite pompé par LEDs	109
3.3.1	Le montage expérimental	109
3.3.2	Caractérisation de la puissance de pompe absorbée par l'alexandrite.	111
3.3.3	Description de la mise en œuvre expérimentale	114
3.3.4	L'amplificateur multipassages géométrique	115
3.3.5	Résultat expérimentaux : caractérisation laser avec des impulsions de 5 μ s	117
3.3.6	Fonctionnement laser avec des durées d'impulsions de 100 μ s	121
3.3.7	Conclusion sur l'amplificateur à alexandrite pompé par LEDs	123
	Conclusion générale	125
	Perspectives	127
A	Technique par forme de raie spectrale	129
B	Verrouillage des modes en phase par SESAM	131
C	Vérification expérimentale de I_3, l'intensité (dans le concentrateur en arête) des photons appartenant aux 4 cônes de sortie.	133

D	Équation de Frantz-Nodvick	135
E	Adapter à l'alexandrite un contrôleur de température pour diode laser	137
F	Oscillateur alexandrite déclenché pour applications ns.	139
G	Figures	141
H	Contributions dans les travaux présentés	145
I	Liste des publications et conférences de l'auteur	147

Introduction générale

L'imagerie optique dans les milieux diffusants représente aujourd'hui un défi majeur pour de nombreux domaines scientifiques et médicaux. Les tissus biologiques, par leur forte diffusion, altèrent profondément la propagation de la lumière et limitent la profondeur d'exploration ainsi que la résolution des techniques d'imagerie conventionnelles. Parmi les approches émergentes, l'imagerie acousto-optique (IAO) propose une méthode originale reposant sur la modulation locale du champ optique par une onde ultrasonore, permettant de lever partiellement ce verrou physique. Toutefois, l'exploitation optimale de cette technique requiert une source laser aux caractéristiques très spécifiques : un signal monofréquence ($\Delta\nu < 10$ MHz), une grande accordabilité autour de 750–800 nm, une puissance crête élevée sur des impulsions de l'ordre de 100 μ s et une cadence pouvant atteindre 100 Hz. À ce jour, aucune architecture laser commerciale ne répond simultanément à cet ensemble d'exigences, ce qui motive les travaux présentés dans ce manuscrit.

L'objectif principal de cette thèse est de concevoir, modéliser et réaliser une source laser adaptée aux contraintes de l'IAO, en s'appuyant sur des cristaux dopés aux ions de transition métallique et sur des architectures de pompage innovantes. Le choix d'un pompage par LEDs via concentrateur luminescent constitue un axe central de ce travail, en raison de son faible coût, de sa robustesse, et de sa capacité potentielle à distribuer spatialement l'énergie de manière efficace dans le cristal laser. À travers une étude comparative approfondie, trois matériaux laser ont été évalués : le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l'alexandrite, chacun possédant des avantages spécifiques en termes de largeur spectrale de gain, de capacité de stockage d'énergie et de comportement thermique. La montée en puissance des têtes de pompage par LEDs, l'analyse thermique et optique du concentrateur luminescent, ainsi que l'étude du gain dans les amplificateurs multipassages ont constitué des étapes clés vers la réalisation d'un démonstrateur opérationnel.

Ce manuscrit est structuré en trois grandes parties. Le premier chapitre introduit l'imagerie acousto-optique, détaille les besoins laser associés et présente un état de l'art des sources existantes, mettant en évidence les limitations des architectures actuelles et les perspectives offertes par les cristaux dopés aux ions de transition métallique. Le second chapitre est consacré au développement d'une nouvelle tête de pompage par LEDs via concentrateur luminescent : développements technologiques, caractérisations expérimentales et modélisations optiques y sont abordées. Enfin, le troisième chapitre traite de la mise en œuvre expérimentale des amplificateurs laser basés sur les cristaux Ti:saphir, Cr:LiSAF et alexandrite, et discute les performances obtenues en vue d'une intégration dans un système complet dédié à l'IAO.

L'ensemble de ces travaux contribue à poser les bases d'une nouvelle génération de sources laser compatibles avec les exigences de l'imagerie acousto-optique, tout en ouvrant des perspectives vers d'autres domaines tels que les systèmes LIDAR, la micro-électronique ou l'accélération laser plasma.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	L'imagerie acousto-optique, contexte, définition, fonctionnement, état de l'art, et perspectives	14
1.1.1	L'imagerie médicale	14
1.1.2	L'imagerie médicale par la lumière	14
1.1.3	L'imagerie acousto-optique (IAO)	16
1.1.4	Le besoin laser de l'IAO	18
1.2	État de l'art sur les sources lasers à cette longueur d'onde. . . .	18
1.2.1	Les fibres dopées à l'Erbium	18
1.2.2	Les diodes lasers	19
1.2.3	Les cristaux dopés aux ions de transition métallique . . .	21
1.2.4	Premier bilan des sources lasers potentielles pour l'IAO .	21
1.3	État de l'art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF, et l'alexandrite . . .	22
1.3.1	Le Ti:saphir $Ti^{3+} : Al_2O_3$	24
1.3.2	Le Cr:LiSAF $Cr^{3+} : LiSrAlF_6$	29
1.3.3	L'alexandrite $Cr^{3+} : BeAl_2O_4$	33
1.3.4	Conclusion de l'état de l'art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l'alexandrite	40
1.4	Architecture	41
1.4.1	Le MOPA	41
1.4.2	Oscillateur	41
1.4.3	Amplificateur multipassage géométrique ou régénératif?	41
1.4.4	Choix d'une pompe pour l'amplificateur	41

1.1 L'imagerie acousto-optique, contexte, définition, fonctionnement, état de l'art, et perspectives

1.1.1 L'imagerie médicale

Avoir la capacité de voir à travers la matière présente d'innombrables intérêts évidents : contrôle qualité dans l'industrie, diagnostics en médecine, mesures météorologiques, anticipation dans l'aviation, etc... Il existe selon les matériaux et les domaines plusieurs moyens d'y parvenir, à l'aide de signaux électromagnétiques ou acoustiques. L'une des grandes difficultés réside dans la propriété diffusante de certains milieux. La diffusion introduit un caractère aléatoire, et a pour effet de dégrader un signal au fur et à mesure de sa propagation, en étalant le signal et en perdant son information. C'est à cette difficulté que nous nous intéressons particulièrement, car les tissus biologiques sont des milieux extrêmement diffusants.

Dans les techniques d'imagerie actuellement éprouvées, on peut citer l'échographie, les rayons X, l'IRM, le PET-scan et l'imagerie par la lumière.

L'échographie est simple à mettre en place et fonctionne particulièrement bien avec les changements de milieux. La variation soudaine d'impédance réfléchit les ondes ultrasonores, et une simple mesure de temps de vol permet de reconstituer les propriétés mécaniques du milieu. Elle nécessite juste de connaître la vitesse de propagation de l'onde ultrasonore [1].

Les rayons X (longueur d'onde de 0,1 nm) traversent le corps en étant partiellement absorbés. On effectue facilement une ombroscopie, qui peut être améliorée en image 3D en faisant tourner le dispositif autour du patient. Comme pour l'échographie on peut obtenir une résolution submillimétrique. Mais pour la recherche de tumeurs, et en particulier en présence de calcifications, cette technique souffre de nombreux faux positifs/négatifs (15 %) [2].

L'imagerie par résonance magnétique (IRM, MRI) est non invasive et de résolution submillimétrique. Elle nécessite d'orienter les moments magnétiques de spin des atomes d'hydrogène avec un champ magnétique extrême, pour en restituer ultérieurement un signal. Cette technique est très performante mais nécessite des bobines supraconductrices, onéreuses (quelques millions d'euros) et de maintenance complexe (refroidissement à l'hélium liquide).

L'imagerie par émission de positons (ou PET-scan) consiste à observer le signal gamma émis indirectement par une substance légèrement radioactive injectée dans le patient. Sa résolution est de quelques millimètres. Cependant son coût est aussi très élevé (plusieurs millions d'euros).

Enfin, l'imagerie par la lumière présente un bon compromis coût – résolution et est présentée plus en détail ci-dessous.

1.1.2 L'imagerie médicale par la lumière

L'imagerie par la lumière comprise dans la fenêtre spectrale **entre 700 et 1000 nm** offre des contrastes fonctionnels intéressants pour la médecine. Par exemple la différence d'absorption entre l'hémoglobine et l'oxyhémoglobine permet de voir le taux de saturation d'oxygène dans le sang, ce qui est un paramètre important pour de multiples pathologies. De plus, cette gamme spectrale est relativement peu

absorbée par les tissus biologiques (voir figure 1.2) et permet une pénétration plus importante. L'absorption devient très forte au-dessus de 1000 nm à cause de l'eau, et sous 600 nm à cause de la mélanine [3]. Pour ces deux raisons elle porte le nom de « **fenêtre optique thérapeutique** ».

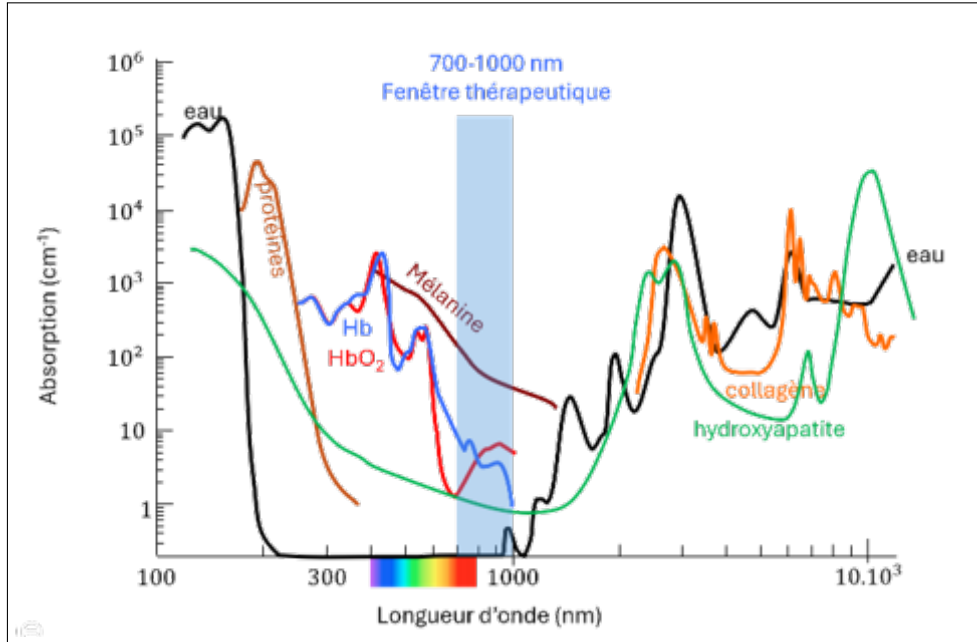


FIGURE 1.1 – Gamme spectrale intéressante pour l'imagerie acousto-optique.

L'inhomogénéité dans les tissus provoque une forte diffusion de la lumière qui perd son information de trajectoire. Le libre parcours moyen est la distance moyenne que parcourt la lumière en ligne droite avant de rencontrer un objet qui dévie sa trajectoire. Le libre parcours moyen l_s est généralement très court, compris entre 50 et 100 μm . Après un grand nombre de petites déviations, la lumière finit par perdre totalement la mémoire de sa trajectoire initiale. Cela arrive après une propagation de l'ordre de 1 mm dans les tissus biologiques, distance appelée longueur de transport l^* . On peut la caractériser par le coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = \frac{1}{l^*} \approx 10 \text{ cm}^{-1}$. C'est en cette forte valeur de diffusion que réside la principale difficulté de l'imagerie médicale par la lumière.

Aujourd'hui, deux techniques se démarquent : la Tomographie Optique Diffuse (TOD) et l'imagerie photo-acoustique. La TOD utilise un laser comme source de photons, et des capteurs positionnés tout autour du tissu à examiner. Chaque capteur reçoit un signal, et l'ensemble permet une reconstruction des propriétés optiques du milieu à l'aide de modèles numériques complexes (type Monte Carlo). Mais cette technique est limitée par sa faible résolution de quelques millimètres seulement. L'imagerie photo-acoustique repose sur l'émission d'ondes ultrasonores par relaxation thermique d'objets absorbants soumis à une puissante impulsion laser. Les ondes ultrasonores sont ensuite détectées par échographie et permettent de reconstituer le milieu. Elle offre une meilleure résolution que la TOD, mais reste limitée en profondeur et nécessite des systèmes laser spécifiques et complexes. Dans ces deux cas la diffusion rend l'imagerie directe inefficace au-delà du millimètre de profondeur.

Une autre technique existe : l'imagerie acousto-optique décrite dans la suite.

1.1.3 L'imagerie acousto-optique (IAO)

Contrairement aux ondes lumineuses, les ondes ultrasonores sont balistiques dans ces milieux, c'est-à-dire qu'elles se propagent en ligne droite et conservent leur information de trajectoire et donc de position.

L'imagerie acousto-optique (IAO) est une approche hybride d'imagerie médicale combinant lumière et ultrasons pour explorer les milieux hautement diffusants, comme les tissus biologiques. Dans ces milieux, la lumière subit une forte diffusion qui dégrade de plus en plus la résolution avec la profondeur de pénétration. L'imagerie acousto-optique (IAO), aussi appelée Tomographie Optique Ultrasonore (UOT), surmonte ces limitations en utilisant les ultrasons comme sonde balistique pour marquer la lumière, permettant une localisation précise des signaux optiques à l'intérieur du milieu.

L'effet acousto-optique découvert en 1932 [4, 5] se manifeste par une diffraction de la lumière lorsqu'elle se propage dans un champ de pression acoustique. En effet, l'indice de réfraction optique d'un milieu est proportionnel au premier ordre à sa masse volumique et donc à la pression engendrée par l'onde acoustique. Typiquement avec des ondes ultrasonores, on peut créer un réseau mobile d'indice qui se propage à la vitesse des ultrasons engendrant au maximum une variation de pression de 1 MPa (normes médicales [6]) soit une variation d'indice de $1,35 \cdot 10^{-4}$. Lorsqu'une onde lumineuse plane traverse ce réseau épais, il apparaît deux nouveaux ordres de faibles amplitudes, de part et d'autre du signal principal inchangé. Ces deux nouveaux signaux sont déviés d'un angle θ (de l'ordre de $0,06^\circ$ pour $\lambda_{\text{lum}} \approx 1 \mu\text{m}$ et $\lambda_{\text{acoustique}} \approx 1 \text{ mm}$) par rapport au signal incident, et sont légèrement décalés en fréquence. Leur déviation angulaire ne constitue pas un marquage puisque la diffusion brouille la trajectoire après $l^* \approx 1 \text{ mm}$. En revanche le décalage en fréquence reste tout au long de la traversée du milieu. On dit que ces photons sont "marqués" en fréquence. La mesure du nombre de ces photons marqués, en balayant l'échantillon avec les ultrasons, permet de reconstruire une image des propriétés optiques internes. En fait, la lumière se disperse et remplit le volume, alors que la position des ultrasons peut être connue. Dans le cas le plus simple, les ultrasons sont focalisés à la manière d'un faisceau. La résolution transverse de l'IAO provient du diamètre du faisceau ultra-sonore, et dépend de l'ouverture numérique (ON) de la sonde. En ordre de grandeur la résolution transverse vaut $\frac{\lambda_{\text{acoustique}}}{ON^2}$. La résolution axiale est déterminée par la durée de l'impulsion ultrasonore, (typiquement 1 μs soit 1,5 mm dans l'eau). Pour augmenter le signal détecté sur la durée d'acquisition, on peut envoyer un train d'impulsions ultrasonores et jouer sur l'effet stroboscopique [7]

Il existe deux grandes méthodes de détection des photons marqués. La détection interférométrique (par holographie numérique) utilise un faisceau de référence légèrement incliné et modifié en fréquence pour interférer avec les photons marqués. L'image d'interférence est captée par une caméra CMOS, et une transformée de Fourier spatiale permet d'isoler les signaux pertinents. Cette méthode demande un traitement numérique conséquent et un bon échantillonnage du speckle. L'autre méthode repose sur l'holographie photoréfractive, dans laquelle un cristal photoréfractif enregistre l'interférence et permet une lecture rapide et analogique du signal, réduisant les exigences de calcul.

De même qu'il existe plusieurs techniques d'analyse des photons marqués, l'IAO jouit d'une diversité de mise en forme pour les ondes acoustiques. Les ondes ultrasonores focalisées ont servi pour les toutes premières expériences d'IAO [7, 8] ainsi que

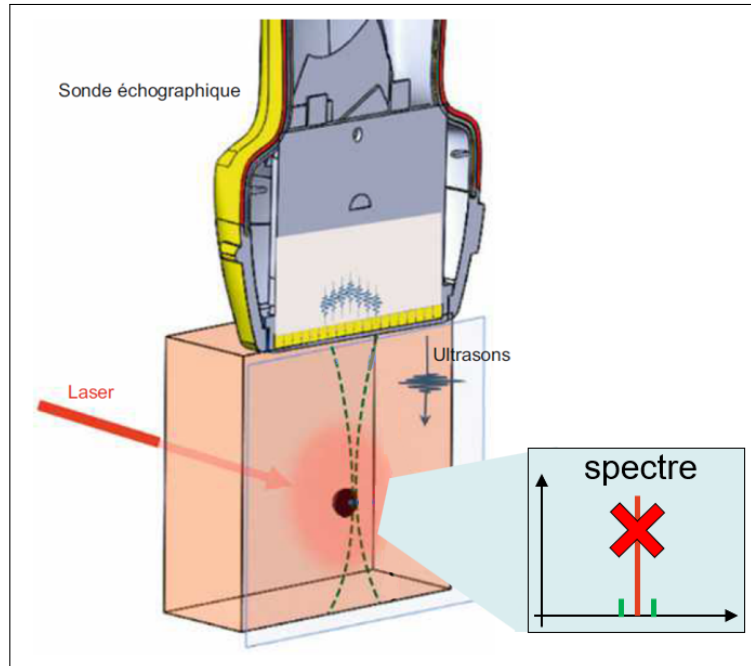


FIGURE 1.2 – La sonde échographique émet des impulsions ultrasonores dans le milieu, et l'on collecte la quantité de photons "marqués" par les ultrasons en fonction de leur position. Cette quantité est réduite lorsque les ultrasons croisent un objet absorbant dans la tache de lumière. Le balayage du milieu avec la zone de focalisation des ultrasons donne la cartographie 3D de ses propriétés optiques.

Figure issue de [2] avec l'accord des auteurs.

pour les premières images *in vivo* [9]. Mais il existe également une technique d'IAO avec des ondes planes ou structurées [10], permettant d'adapter la résolution, la sensibilité ou encore d'améliorer le rapport signal/bruit (SNR pour Signal over Noise Ratio) selon les besoins. Ces ondes structurées requièrent toutefois un traitement de données beaucoup plus conséquent. Ces techniques permettent d'optimiser la détection des photons marqués dans des situations variées, notamment en présence de mouvements (imagerie *in vivo*).

1.1.4 Le besoin laser de l'IAO

L'IAO nécessite une source laser très spécifique. Elle doit être monofréquence avec une largeur spectrale inférieure à 2 MHz pour pouvoir discerner les « photons marqués » décalés en fréquence lors du passage dans l'onde ultrasonore. La longueur d'onde du laser doit se situer dans la fenêtre optique thérapeutique (700-1000 nm), qui offre une transmission significative et de nombreuses possibilités, telles que les mesures de la saturation en oxygène du sang. Son accordabilité serait un réel avantage pour l'identification des espèces, et la détection précise des structures internes. En raison de la forte absorption et de la forte diffusion des milieux biologiques, un faible nombre de photons parvient à traverser le milieu. La proportion de photons marqués étant elle aussi très faible, le nombre de photons d'intérêts à la sortie est critique. C'est pourquoi l'IAO requiert une source laser puissante. Aujourd'hui, l'IAO utilise des lasers à semi-conducteurs avec des amplificateurs évasés ("tapered" en anglais) [11] comme sources d'éclairage. La puissance crête du laser est généralement de 1 W, ce qui limite la profondeur de pénétration dans les milieux biologiques à moins de 1 cm. Pour augmenter la profondeur de pénétration, il faut augmenter la puissance de sortie. Une puissance crête de 100 W pourrait permettre d'augmenter la profondeur de pénétration d'un ordre de grandeur. Toutefois, pour des raisons de sécurité biologique, la densité moyenne de puissance doit être maintenue en dessous de 300 mW.cm^{-2} . Le laser doit donc être pulsé à une puissance moyenne modérée, typiquement 1 W pour éclairer une surface circulaire d'un rayon d'environ 1 cm. Dans le cas des tissus vivants, les parties mobiles induisent des instabilités (décorrélation du speckle) qui réduisent le rapport signal/bruit (SNR). Afin de figer les particules dans leur mouvement, on souhaite que les impulsions laser aient une durée inférieure au temps caractéristique de mouvement, typiquement 100 μs [12]. D'un autre côté, pour acquérir un signal fort et réduire le SNR, on souhaite avoir des durées d'impulsions aussi longues que le temps d'acquisition des caméras le permettent. Finalement, la durée optimale dans ce compromis est de 100 μs . En outre, le taux de répétition doit être suffisamment élevé (typiquement 100 Hz) pour fonctionner en temps réel.

Par conséquent, **la source laser idéale pour une application d'IAO serait un laser en fonctionnement "quasi-continu", c'est à dire émettant des impulsions monofréquence de 100 μs dans le proche infrarouge avec une puissance crête de 100 W et une fréquence de répétition de 100 Hz.**

1.2 État de l'art sur les sources lasers à cette longueur d'onde.

Les sources laser fonctionnant en régime quasi continu (QCW) et monochromatiques dans le proche infrarouge (700-1000 nm) ne sont pas si nombreuses. Celles qui émettent une puissance crête d'au moins 1 W peuvent être classées en trois catégories :

1.2.1 Les fibres dopées à l'Erbium

Les fibres dopées à l'Erbium émettent autour de 1550 nm et peuvent donc, après doublement de fréquence, fournir un signal laser dans la fenêtre thérapeutique. De

plus, les lasers à fibre atteignent déjà une puissance intéressante : une puissance de 20 W en régime continu à 780 nm a été démontrée [13]. Une tentative de laser EYDF (Erbium-Ytterbium Doped Fiber) accordable a permis de générer un signal de largeur spectrale $< 0,25$ nm entre 1533 et 1600 nm, avec une puissance maximale de 6,7 W à 1550 nm [14]. Pour cela, une EYDF de 3,3 m pompée à 915 nm est soudée à une fibre monomode standard (SMF). En espace libre après la SMF, un réseau de diffraction en réflexion placé sur une platine rotative permet la sélection de longueur d'onde. Cette expérience ne propose pas de doublement de fréquence, mais on voit que l'accordabilité n'aurait été que de $(1600 - 1533)/2 = 33,5$ nm contre les 300 nm recherchés. Les fibres semblent donc avoir un spectre de gain intrinsèquement trop étroit pour répondre aux besoins de l'IAO.

De plus, l'accordabilité des fibres amplificatrices est compliquée car leur longueur et leur puissance de pompe sont optimisées pour une longueur d'onde donnée [15]. En effet, le gain linéique à la longueur d'onde λ_s s'exprime

$$g(\lambda_s) = \sigma_e(\lambda_s)N_2 - \sigma_a(\lambda_s)N_1$$

avec

$\sigma_e(\lambda_s)$ la section efficace d'émission à la longueur d'onde signal.

$\sigma_a(\lambda_s)$ la section efficace d'absorption à la longueur d'onde signal (responsable de la réabsorption).

N_1 et N_2 respectivement les populations des niveaux bas et haut Er^{3+} .

La puissance de pompe est absorbée le long de la fibre¹ donc à un instant t figé, N_2 décroît avec la longueur de fibre et N_1 augmente. Il existe donc une longueur de fibre optimale pour maximiser le gain à la longueur d'onde λ_s . Dans le cas de l'Erbium, la fibre devra être plus courte à 1531 nm qu'à 1544 nm [15].

1.2.2 Les diodes lasers

La seconde catégorie regroupe les lasers à semi-conducteurs accordables en cavité externe, combinés avec un amplificateur évasé dit "tapered". La puissance atteint quelques Watts en régime continu, mais elle est limitée par le seuil de dommage des matériaux impliqués [16]. Récemment, la combinaison cohérente de deux amplificateurs "tapered" a permis d'atteindre le record de 8 W crête [17]. Étant la source laser la plus aboutie actuellement pour l'IAO, nous allons ici la décrire plus en détail (voir figure 1.3). Le système repose sur une architecture de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). L'oscillateur est une diode laser DBR (Distributed Bragg Reflector) à 828 nm (donc dans la fenêtre thérapeutique entre 700 et 1000 nm) émettant 100 mW en continu et de finesse spectrale de 0,5 MHz. Un coupleur de fibre 50 :50 permet de partager ce signal jusqu'à deux TPA (Tapered Power Amplifiers) dont le gain est centré à 830 nm. Chaque amplificateur reçoit 26 mW, assez pour saturer le gain et supprimer l'émission spontanée amplifiée. Le régime pulsé va permettre d'alimenter les TPA au-delà du courant maximum en régime continu.

1. Sur la majeure partie de la longueur de la fibre l'absorption de la pompe en régime de saturation et donc présente un comportement linéaire, avant de suivre une décroissance exponentielle vers l'extrémité.

Ainsi, ils fonctionnent à 7 A pendant 100 μ s à 100 Hz, juste en dessous du courant d’emballement thermique².

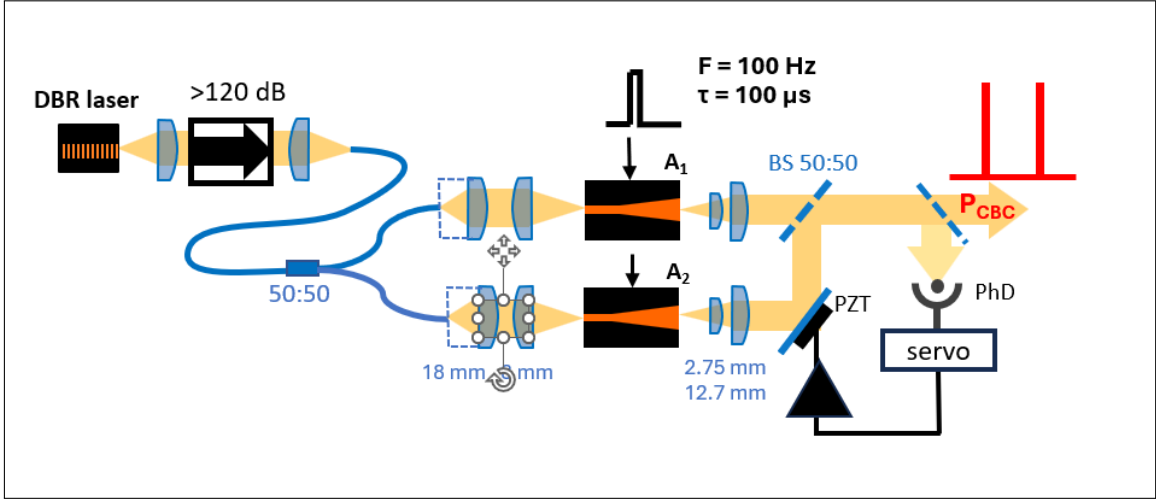


FIGURE 1.3 – Dans le sens de la lumière de gauche à droite : Diode laser DBR, isolateur optique > 120 dB, fibre 50-50, lentilles, amplificateurs tapered, lentilles, miroir monté sur un transducteur piezo-électrique, séparateur de faisceau (BS) 50-50, lame de verre pour la rétroaction. Figure issue de [18].

Chaque TPA émet 5,5 W crête après un temps de montée de 30 μ s. Les deux signaux sont recombinaison de manière cohérente dans une architecture semblable à un interféromètre Mach-Zehnder en espace libre. L’échauffement dans les amplificateurs au cours des 100 μ s induit une dérive de phase qui pourrait dégrader la recombinaison cohérente, mais une boucle de rétroaction agissant sur un miroir (via un transducteur piézoélectrique) permet de maintenir une efficacité de recombinaison à 84 %. Au final, une durée utile d’impulsion de 80 μ s à 8,2 W et 100 Hz est testée sur des gels diffusants de 2 cm d’épaisseur. Le premier gel à un coefficient de diffusion réduit $\mu'_s = 5 \text{ cm}^{-1}$ et le second simule un tissu biologique avec $\mu'_s = 10 \text{ cm}^{-1}$. Dans chaque échantillon sont placés 2 cylindres de 4 mm de long sur 2 mm de diamètre, séparés de 4 mm et placés à 15 mm sous la sonde ultrasonore. Seuls 2,2 W utiles parviennent en entrée d’échantillon, et permettent de restituer l’image de cylindres opaques avec un contraste de 0,48 et un rapport signal à bruit (SNR) de 41,8 dans le premier cas. Dans le second échantillon, le SNR atteint $19,2 \pm 2,3$, ce qui est 12 fois supérieur à l’état de l’art antérieur (2021) [19]. Dans cet article à la pointe de l’IAO en termes de source laser, la longueur d’onde est fixée à 828 nm, et de manière générale, les systèmes laser à semi-conducteur souffrent d’une accordabilité limitée par la bande d’émission du semi-conducteur à $\sim 30 \text{ nm}$. Nous allons donc maintenant nous intéresser à une autre famille de matériaux lasers connue pour son accordabilité spectrale très large : les cristaux dopés aux ions de transition métallique.

2. Le courant d’emballement thermique ou ”rollover” dans les lasers à semi-conducteurs est le courant à partir duquel la puissance électrique convertie en chaleur est trop importante et cause un effet d’emballement. La montée en température diminue le gain, la puissance optique se converti également en chaleur jusqu’à une potentielle destruction du système.

1.2.3 Les cristaux dopés aux ions de transition métallique

Les lasers Ti:saphir ($Ti^{3+} : Al_2O_3$) présentent la plus large accordabilité dans le proche infrarouge (typiquement entre 750 nm et 950 nm). Un oscillateur Ti:saphir monofréquence a été démontré au niveau du watt en régime continu (CW), sur une plage d'accordabilité de près de 150 nm [20]. Un oscillateur Ti:saphir monofréquence quasi-continu (QCW) émettant des impulsions de 150 μs à 200 μs à 20 Hz accordable de 725 nm à 960 nm a également été démontré [21]. Il atteint une puissance de 1 W crête en étant pompé par un laser Yb:YAG doublé en fréquence. Toutes ses caractéristiques semblent compatibles avec les spécifications de l'IAO, à l'exception de la puissance limitée par la puissance de pompage disponible. Un laser en anneau à alexandrite ($Cr^{3+} : BeAl_2O_4$) est une autre option : une puissance de sortie de 1 W a été obtenue en CW [22] avec une large plage d'accordabilité entre 727 nm et 792 nm.

1.2.4 Premier bilan des sources lasers potentielles pour l'IAO

En récapitulant, les lasers à fibre dopés Erbium et les diodes lasers souffrent d'une plage d'accordabilité trop faible pour répondre aux besoins de l'imagerie acousto-optique. C'est une limite intrinsèque au gain du matériau, qui ne peut pas être facilement repoussée. On pourrait penser à l'auto-modulation de phase (SPM) qui permet d'étaler un spectre, mais les effets non linéaires ne sont perceptibles que pour des puissances crêtes extrêmement élevées, hors des ordres de grandeurs qui nous concernent.

En ce qui concerne la puissance des diodes lasers, il semble qu'aujourd'hui les progrès ralentissent et la meilleure solution consiste à additionner plusieurs diodes les unes avec les autres, par exemple en combinaison cohérente [17]. Mais le coût augmente plus vite que la puissance car l'efficacité de recombinaison décroît avec le nombre, et les boucles de rétroaction se multiplient. La montée en puissance ("power-scaling") est parfaitement réalisable mais laborieuse.

A l'inverse, la largeur de spectre dans le proche infrarouge des cristaux dopés aux ions de transition métallique est un atout. Comme il apparaît plus facilement réalisable d'augmenter la puissance des lasers à base de cristaux plutôt que d'augmenter le spectre des lasers à fibre ou à semi-conducteur, nous choisissons pour la suite de notre projet les cristaux dopés aux ions de transition métallique.

1.3 État de l'art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF, et l'alexandrite

En raison de leur large spectre d'émission dans la fenêtre thérapeutique, nous allons nous intéresser particulièrement à ces trois cristaux : le Ti:saphir, le Cr:LiSAF, et l'alexandrite. Le tableau 1.1 résume leurs principales caractéristiques pertinentes pour une utilisation laser. En vert (respectivement en rouge) les avantages (respectivement les défauts) d'un cristal par rapport aux deux autres.

On remarque que le Cr:LiSAF se démarque par son produit $\sigma_e \cdot \tau$ environ deux fois plus élevé ($321, 10^{-20} \mu\text{s} \cdot \text{cm}^2$) que ceux de l'alexandrite et du Ti:saphir, promettant un gain plus important. Toutefois, sa fragilité et sa faible conductivité thermique ajouteront probablement des difficultés techniques et expérimentales.

L'alexandrite a un temps de vie particulièrement élevé ($\tau = 262 \mu\text{s}$) ce qui est un avantage pour le stockage d'énergie, mais un produit $\sigma_e \cdot \tau$ faible à cause de sa section efficace d'émission particulièrement faible ($\sigma_e = 0,7 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$). De plus, sa fluence de saturation (définie comme $\frac{h\nu}{\sigma_e}$) particulièrement élevée excède son seuil de dommage, condamnant le rendement d'extraction à des valeurs plus faibles que pour les deux autres cristaux en régime impulsionnel.

Enfin, le Ti:saphir se démarque par sa largeur de bande de gain d'environ 260 nm et sa fluence de saturation très faible. En revanche, son temps de vie de $\tau = 3,2 \mu\text{s}$ annonce un stockage d'énergie compliqué.

Dans l'état de l'art, on constate que ces cristaux sont utilisés pour générer ou amplifier des impulsions à spectre large, femtoseconde. Bien que ce ne soit pas équivalent, nous considérons dans la suite que la propension d'un cristal à réaliser des impulsions fs (sans élargissement de spectre par effet non linéaire) est également une aptitude pour réaliser un laser accordable. Nous allons maintenant passer à la loupe un à un ces trois cristaux.

TABLE 1.1 – Caractéristiques du Cr:LiSAF, de l'alexandrite et du Ti:saphir d'après [23] et [24]. En vert (respectivement en rouge) les avantages (respectivement les défauts) d'un cristal sur les autres.

	Cr:LiSAF	Alexandrite	Ti:saphir
Formule chimique	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$	$\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$	$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$
Conductivité thermique (W/K.m)	1,8 _{//a} , 3 _{//c}	28	30, 3 _{//a} , 32, 5 _{//c}
Coefficient d'expansion thermique ($10^{-6}/\text{K}$)	25 _{//a} , -10 _{//c}	6 _{//a,b} , 7 _{//c}	5
dn/dT ($10^{-6}/\text{K}$)	-2, 5 _{//a} , -4 _{//c}	9, 4 _{//a} , 8, 3 _{//b} , 14, 9 _{//c}	13
Défaut quantique (%) (Pompe à λ_{abs} max.)	24	11 (681 nm), 17 (640 nm)	35
Dureté de Mohs	3	8,5	9
λ_{abs} centrale (nm)	650	550 _{//a} , 595 _{//b} , 570 _{//c}	480
Largeur de la bande d'absorption (nm)	100	90 _{//a} , 80 _{//b} , 70 _{//c}	125
σ_{abs} max. (10^{-20} cm^2)	2, 5 _{//a} , 4, 5 _{//c}	3, 9 _{//a} , 19 _{//b} , 9 _{//c}	2, 6 _{//a} , 6, 4 _{//c}
λ_e centrale (nm)	855	750	790
Largeur de bande de gain à mi hauteur (nm)	170	55	260
σ_e (10^{-20} cm^2)	4,8	0,55 @25 °C 1, 3 _{//b} @100 °C	15 _{//a} , 41 _{//c}
Temps de fluorescence τ (μs)	67	236 @25 °C 125 @100 °C	3,2 @25 °C
$\sigma_e \cdot \tau$ ($10^{-20} \mu\text{s} \cdot \text{cm}^2$)	321	130 @25 °C 163 @100 °C	131
Fluence de saturation (J/cm^2)	4,8	48 @25 °C 20 @100 °C	0,6

1.3.1 Le Ti:saphir $Ti^{3+} : Al_2O_3$

Le saphir dopé au titane ($Ti : Al_2O_3$) est un système qui se distingue par une large accordabilité couvrant de 660 à 986 nm. Le Ti^{3+} possède un seul électron 3d dont les niveaux sont scindés par le champ cristallin trigonal de l'alumine en états $^2T_2$ et ^2E , avec des transitions observées entre 500 et 600 nm pour l'absorption et autour de 750 nm pour la fluorescence [25]. La durée de vie de fluorescence est mesurée à 3,87 μs à basse température et 3,15 μs à 300 K, avec un effet de "quenching thermique" important à haute température.

La désexcitation non radiative thermique (ou "quenching thermique") :

Le quenching thermique désigne le phénomène de désexcitation non radiative qui augmente avec la température selon un temps de vie caractéristique $\tau_{NR}(T)$ décrit par le modèle de Mott :

$$\tau_{NR}(T) = \tau_{NR}^0 \times e^{\frac{\Delta E}{kT}}$$

Il réduit la durée de vie du niveau excité lorsque la température augmente, d'après

$$\frac{1}{\tau(T)} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}(T)}$$

Un échauffement diminue l'efficacité du cristal, qui génère donc plus de chaleur, et un effet d'avalanche peut survenir et mener à la destruction du cristal.

Les mesures de gain, réalisées par différentes méthodes (pompe-sonde, formes de raie³ et mesures de seuil laser CW), convergent vers une section efficace de gain élevée d'environ $(3-4) \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, remarquable pour un milieu laser accordable. Il a été pompé par différentes méthodes :

3. La mesure de temps de vie radiatif τ_{rad} par la forme de raie spectrale est expliquée dans le prochain encadré. L'annexe A complète l'encadré avec plus de détails.

Mesure du temps de vie radiatif τ_{rad} par forme de raie spectrale :

La *méthode par forme de raie spectrale* (ou *fluorescence line-shape method*, parfois appelée *fluorescence spectrum method*) est une approche indirecte permettant de déduire le temps de vie radiatif d'un état excité, sans avoir à mesurer directement une décroissance temporelle. On part du spectre de fluorescence mesuré en régime stationnaire, c'est-à-dire l'intensité émise en fonction de la longueur d'onde. Sous l'approximation de Condon — qui suppose que l'élément de matrice dipolaire est indépendant de l'état vibrationnel — l'aire sous la courbe d'émission normalisée est reliée au temps de vie radiatif. La relation, dérivée de la théorie de McCumber (1964), s'écrit sous la forme générale :

$$\frac{1}{\tau_{\text{rad}}} \propto \int g(\lambda) \lambda^4 d\lambda, \quad (1.1)$$

où $g(\lambda)$ est la forme de raie (normalisé) et τ_{rad} le temps de vie radiatif pur.

L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'obtenir directement τ_{rad} , indépendamment des processus non radiatifs. En comparant ce temps de vie radiatif au temps de vie mesuré par décroissance temporelle (incluant les pertes non radiatives), on peut déduire le rendement quantique de fluorescence :

$$\eta = \frac{\tau_{\text{mes}}}{\tau_{\text{rad}}}, \quad (1.2)$$

où τ_{mes} est le temps de vie mesuré expérimentalement.

Exemple. Dans l'article [25], cette méthode est utilisée (via le formalisme de McCumber détaillé dans l'annexe de l'article [25]) afin d'estimer la section efficace d'émission à partir du spectre de fluorescence et du temps de vie mesuré. Les équations plus précises sont rapportées en annexe.

1. **Les laser Nd:YAG doublés en fréquence** génèrent un signal à 532 nm adapté au pompage du Ti:saphir. Bien qu'indirecte et avec une faible efficacité, c'est la source de pompe la plus répandue actuellement en raison de son excellent positionnement dans le spectre d'absorption du Ti:saphir. Pour de la spectroscopie d'ionisation résonnante, un laser Ti:saphir accordable de 750 à 850 nm a été réalisé [26]. Un cristal de 6,35 mm de diamètre sur 20 mm de long, refroidi à l'eau, et dont les faces sont taillées à l'angle de Brewster⁴ est pompé longitudinalement par la seconde harmonique (532 nm) d'un Nd:YAG. Il est pompé à haute cadence (5 kHz) pendant 450 ns. Une cellule de Pockels intra cavité permet un fonctionnement déclenché ("Q-switch") du laser. Sans déclenchement ("Q-switching"), la libération spontanée de l'énergie stockée en régime relaxé conduit à une ou plusieurs impulsions successives espacées de 500 ns ("spiking"). Le Q-switching de population permet, en retardant le moment où la cavité passe à haut facteur de qualité, de stocker l'inversion puis de déclencher une seule impulsion courte (25 ns) et intense, éliminant ainsi les multiples pics ("spiking"). La conversion énergétique expérimentale atteint 12 %, avec des résultats en bon accord avec la modélisation. Finalement, l'accordabilité sur une plage de 100 nm dans la fenêtre thérapeutique est limitée

4. Voir encadré sur l'angle de Brewster.

par les miroirs de la cavité mais pourrait être élargie dans la bande de gain de Ti:saphir (660 - 1180 nm).

L'angle de Brewster :

A la traversée d'une interface entre un milieu 1 et un milieu 2, les coefficients de réflexion de Fresnel pour chaque polarisation s'expriment :

$$R_{TE}(\theta_1) = \left(\frac{n_1 \cos(\theta_1) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta_1) + n_2 \cos(\theta_2)} \right)^2 \quad (1.3)$$

$$R_{TM}(\theta_1) = \left(\frac{n_2 \cos(\theta_1) - n_1 \cos(\theta_2)}{n_2 \cos(\theta_1) + n_1 \cos(\theta_2)} \right)^2 \quad (1.4)$$

L'angle de Brewster θ_B est l'angle d'incidence pour lequel le coefficient de réflexion TM s'annule. Il permet donc de n'avoir aucune perte par réflexion (même en l'absence de traitement antireflet) si le faisceau est polarisé en transverse magnétique. Il est donné par la formule suivante :

$$\theta_B = \arctan \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

2. **Le pompage par lampes flash** à température ambiante a déjà été démontré [27]. Malgré de nettes améliorations, l'efficacité reste très faible (1,8 %) [28] comparée aux alternatives de pompe. L'amélioration repose sur l'utilisation de filtres UV (lampe au cérium, eau, pyrex) afin de supprimer la partie inutile du spectre de pompe. Ainsi, une énergie laser maximale de 2,2 J par impulsion pour un pompage de 120 J, avec une durée d'impulsion d'environ 3 μ s.
3. **Les diodes laser vertes** permettent de pomper directement le Ti:saphir, en réduisant les intermédiaires que l'on trouve dans le pompage par Nd:YAG doublé en fréquence. Par ailleurs, l'efficacité de pompe est meilleure dans le vert que dans le bleu grâce à l'absorption 1,6 fois plus forte qu'à 450 nm (bleu). Cette méthode a permis d'atteindre une puissance de 650 mW en continu avec 3 W de pompe à 520 nm pour une efficacité de 22 % [29]. La même expérience propose ensuite un fonctionnement du laser en verrouillage de phase par effet Kerr générant ainsi des impulsions de 58 fs à 418 MHz pour une puissance moyenne de 450 mW. Dans cette deuxième configuration, l'efficacité optique atteint 15 %.
Toujours avec une source de pompe dans le vert, mais à 518 nm (diode InGaN de 1 W CW), des impulsions de 62 fs à 92,2 MHz pour une puissance moyenne de 23,5 mW ont été obtenues [30]. Le seuil de pompe absorbée en continu est notablement bas (184 mW).
4. **Les diodes lasers bleues** ont servis de pompe pour des lasers au Ti:saphir à partir de 2009 [31]. En effet, avec une puissance de pompe de 1 W (diode GaN commerciale à 452 nm), une puissance laser de 19 mW est obtenue en continu avec une efficacité de 5 %. Quelques années après, deux diodes bleues à 445 nm fournissent 2,2 W de pompe au total à un cristal de Ti:saphir qui en absorbe environ 60 % et permet de générer des impulsions de 15 fs pour une puissance moyenne de 34 mW (soit une efficacité optique de 2,8 %) [32]. La montée en

puissance récente des diodes laser bleues a permis d'atteindre 100 W de pompe dès 2017 [33] permettant ainsi la réalisation d'un laser Ti:saphir délivrant une puissance de 11 W en continu.

Utilisant deux diodes Nichia (450 nm) de 2,9 W chacune et un cristal Ti:saphir de 4 mm dopé à 0,25 %, l'équipe de A. Rohrbacher démontre un oscillateur mode-locké par SESAM⁵, capable de générer des impulsions de 82 fs avec une énergie record de 5 nJ (61 kW de puissance crête) [34]. Le système atteint 460 mW de puissance moyenne à 92 MHz, tandis qu'une seconde configuration produit des impulsions plus courtes (65 fs) à 350 mW et 3,8 nJ.

5. Le pompage par LEDs bleues via concentrateur luminescent au

Ce:LuAG repose sur les progrès des LEDs bleues au niveau de leur puissance, leur coût, leur robustesse dans le temps ainsi que dans l'implémentation en matrices toujours plus compactes. Le Ce:LuAG joue le rôle de concentrateur luminescent : il absorbe la lumière des LEDs, et la ré-émet par fluorescence. La fluorescence émise de manière isotrope dans le Ce:LuAG est guidée dans le cristal par réflexions totales internes vers les faces de sortie. Selon la géométrie du cristal, il peut concentrer la lumière vers le Ti:saphir afin de remplir le rôle de pompe optique. L'effet concentrateur et son étude seront détaillés dans le chapitre 2. Ce système combinant LED bleues et Ce:LuAG constitue aujourd'hui une source stable, robuste, peu coûteuse et puissante dans le vert, adapté au spectre d'absorption du Ti:saphir. Cette source de pompe a été testée expérimentalement sur un cristal de Ti:saphir (dimension $1 \times 1 \times 14$ mm³, dopage à 0,25 at.%) directement collé à la sortie d'un concentrateur luminescent en Ce:LuAG avec une colle optique d'indice adapté (Fig. 1.5). Le concentrateur composite de 200 mm de long est formé en assemblant (à l'aide de la même colle d'indice) deux modules de 100 mm, chacun éclairé par 1120 LED bleues (soit 2240 LED au total). Les LED émettent des impulsions de 15 μ s à 10 Hz à 450 nm grâce à un courant pulsé de 7 A. Leur lumière est absorbée par les ions Ce^{3+} du concentrateur, qui fluorescent autour de 530 nm, spectre adapté à la bande d'absorption du Ti:saphir (voir Fig. 1.4). L'irradiance crête sur la facette de sortie du concentrateur atteint 9,9 kW/cm² grâce à l'indice optique de la colle. Afin d'optimiser l'absorption, deux miroirs métalliques (réflectivité 80 %) sont placés derrière le cristal laser et sur la facette inutilisée du concentrateur, permettant le recyclage de la puissance de pompe non absorbée et portant l'absorption effective du cristal à environ 69 % (soit 14,4 mJ absorbés sur 20,9 mJ délivrés). Le cristal est orienté pour recevoir le pompage parallèle à l'axe c, maximisant ainsi l'absorption. La cavité laser employée pour la mesure du gain présente une longueur de 120 mm et un coupleur de sortie à 2 % de transmission, les pertes passives en aller-retour étant évaluées à 9,4 % via la méthode de Findlay-Clay. Le gain en petit signal est mesuré au seuil d'oscillation grâce à un contrôle des pertes intracavité à l'aide d'une fenêtre en N-BK7 orientée autour de l'angle de Brewster. Dans ces conditions expérimentales, un gain en double passage de 1,066 est mesuré [35], en accord avec les simulations basées sur la distribution de la densité de pompe calculée par lanciers de rayons

5. Un SESAM (pour Semiconductor Saturable Absorber Mirror) est un miroir recouvert d'une couche d'absorbante saturable. Bien que la modulation de pertes engendrée soit trop faible pour initier le régime déclenché, elle suffit à favoriser le verrouillage de modes en phase, comme le montre l'annexe B

(méthode Monte Carlo) et les propriétés spectroscopiques du cristal.

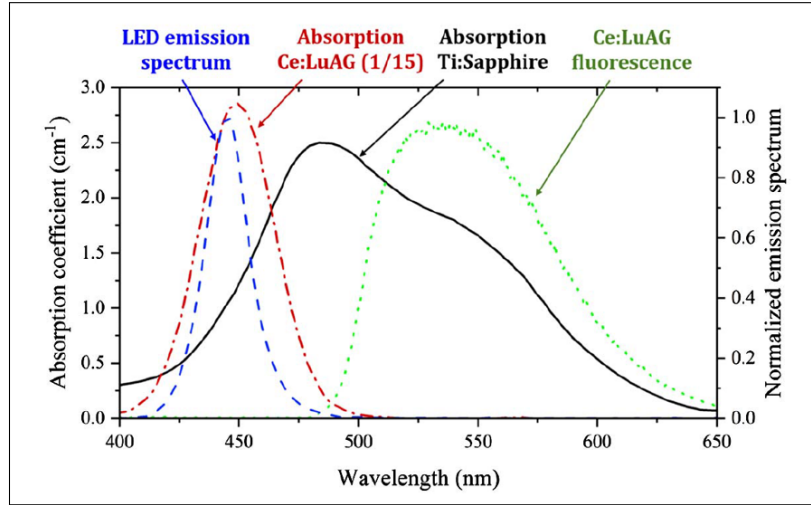


FIGURE 1.4 – Spectre d’émission des LED (bleu), spectre d’absorption (rouge) et de fluorescence (vert) du Ce:LuAG, et spectre d’absorption du Ti:saphir (noir) à température ambiante. Issu de [35].

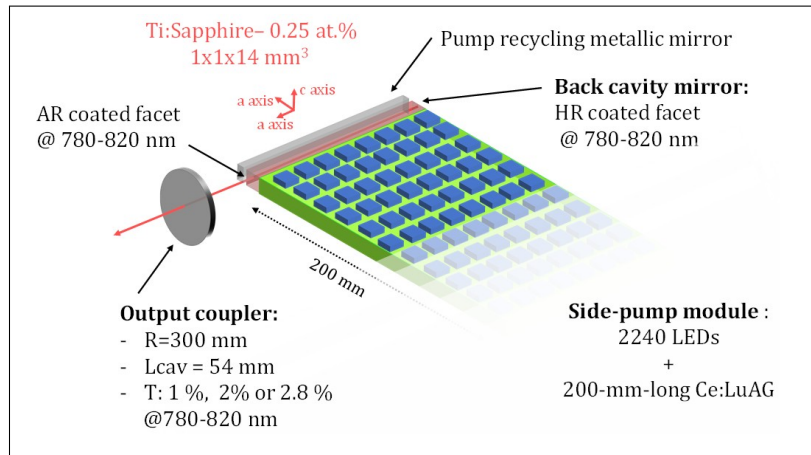


FIGURE 1.5 – Pompage du Ti:saphir par concentrateur luminescent par [35] dans un oscillateur en cavité linéaire.

Bilan du Ti:saphir : L’état de l’art confirme expérimentalement l’accordabilité extraordinaire du Ti:saphir (720 - 1000 nm) dans la gamme infrarouge qui intéresse l’imagerie acousto-optique. Le pompage par lampe flash a démontré la capacité du cristal à stocker jusqu’à 300 mJ d’énergie, confirmant son potentiel pour générer des signaux de 100 μ s à 100 W (10 mJ seront alors nécessaires). Le pompage par diode laser bleues a permis une montée en puissance dans la dernière décennie (11 W de signal laser en continu), et se présente comme une option possible pour notre cahier des charges. Enfin, le pompage par LEDs via concentrateur luminescent semble prometteur en termes de cadence et de durée d’impulsion, mais génère pour l’instant des gains assez faibles (1,066) dans le Ti:saphir et nécessiterait une montée en puissance pour répondre pleinement aux besoins de l’IAO.

1.3.2 Le Cr:LiSAF Cr^{3+} : $LiSrAlF_6$

Le Cr:LiSAF est un cristal développé à la fin des années 1980 au Lawrence Livermore Laboratory [36]. Sa formule chimique est $LiSrAlF_6$, dopée par des ions Cr^{3+} qui remplacent l'aluminium dans les sites octaédriques. C'est un cristal biréfringent uniaxe, avec des axes neutres π et σ , et son axe optique est perpendiculaire au plan formé par ces axes.

Comparé à d'autres cristaux laser comme l'alexandrite, le Ti:saphir ou l'Yb:YAG, le Cr:LiSAF possède des avantages et des limites. Sa conductivité thermique est faible ($1,8 W.m^{-1}.K^{-1}$ //a, $3 W.m^{-1}.K^{-1}$ //c), rendant le refroidissement plus difficile. Son coefficient d'expansion thermique est élevé et anisotrope ($25 \times 10^{-6} K^{-1}$ //a, $-10 \times 10^{-6} K^{-1}$ //c), mais ses coefficients dn/dT négatifs compensent partiellement l'effet de lentille thermique, qui reste plus faible que pour les autres cristaux à base d'oxyde, comme le Ti:saphir ou le Nd:YAG. Son défaut quantique (24 %) est intermédiaire, meilleur que celui du Ti:saphir (40 %). Sa dureté de Mohs (3–4) est faible, posant des problèmes de fragilité et de dissolution dans l'eau. Optiquement, sa bande de gain de 170 nm est large, avec une section efficace d'émission de $4,8 \times 10^{-20} cm^2$ et un produit $\sigma_e \tau$ de $321 \times 10^{-20} \mu s.cm^2$, supérieur à celui du Ti:saphir, permettant un gain petit signal élevé et un seuil laser bas en pompage continu.

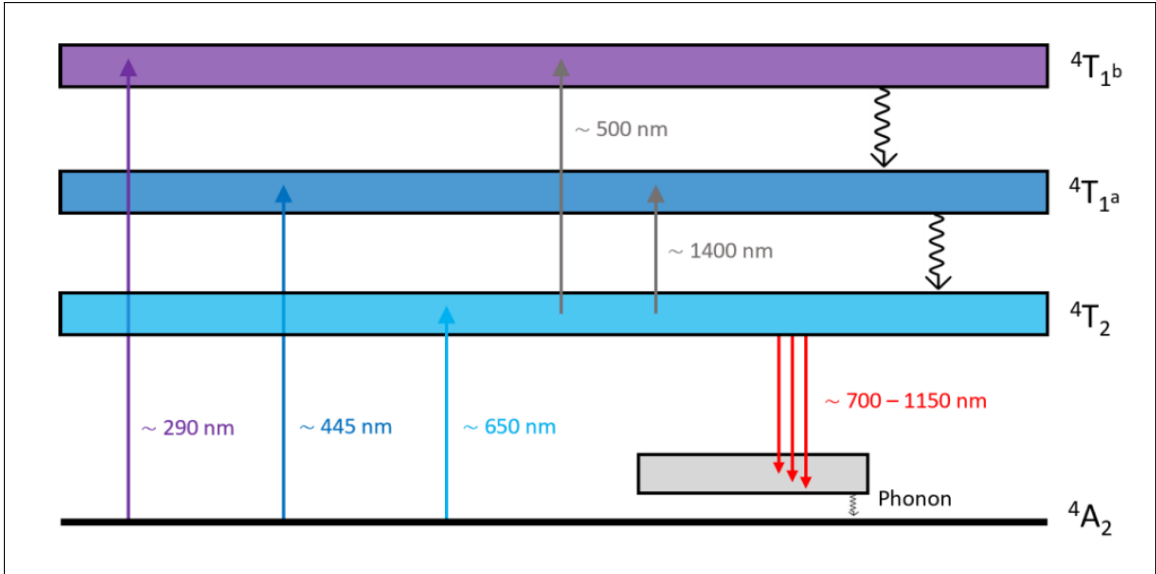


FIGURE 1.6 – Niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF intervenant dans les mécanismes d'absorption et d'émission. Issu de [24].

Les propriétés spectroscopiques du Cr:LiSAF découlent de la configuration électronique $3d^3$ du Cr^{3+} , où le niveau fondamental est $^4A_2$ et les niveaux excités sont $^4T_2$, $^4T_{1a}$ et $^4T_{1b}$. Les énergies des niveaux excités dépendent du champ cristallin [37], et leurs largeurs dépendent de l'interaction des couches électroniques du Cr^{3+} avec les phonons de la matrice cristalline.

Le spectre d'absorption comprend des transitions ultra-violettes ($^4A_2 \rightarrow ^4T_{1b}$), bleues ($^4A_2 \rightarrow ^4T_{1a}$) et rouges ($^4A_2 \rightarrow ^4T_2$), tandis que la fluorescence exploite la transition $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$ avec un spectre large de 700 nm à 1150 nm. Les sections efficaces d'absorption et d'émission varient fortement selon la polarisation (//a ou

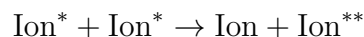
//c). La section efficace d'émission atteint un maximum de $4,8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 846 nm pour la polarisation parallèle à c.

Le Cr:LiSAF peut être assimilé à un système laser à 4 niveaux : en effet, les niveaux $^4T_{1b}$ et $^4T_{1a}$ redescendent non radiativement en quelques picosecondes au niveau excité $^4T_2$ en émettant un phonon dans la matrice cristalline. Le niveau $^4T_2$ quant à lui, possède une grande durée de vie de l'ordre de 67 μs à 0°C et 40 μs à 60°C. La désexcitation du niveau $^4T_2$ vers l'un des états vibrationnels du niveau $^4A_2$ intervient via l'émission d'un photon de fluorescence. A nouveau en quelques picosecondes, l'ion Cr^{3+} émet un phonon pour se retrouver dans l'état vibrationnel le plus bas de son niveau fondamental.

Cependant, des phénomènes physiques limitent ses performances : l'absorption par l'état excité (ESA), l'effet Auger ("upconversion") et la désexcitation non radiative ("quenching" voir encadré 1.3.1).

- L'ESA survient car la différence d'énergie entre $^4T_2$ – $^4A_2$ et $^4T_2$ – $^4T_{1a}$ est comparable, permettant à un ion excité d'absorber un photon de pompe ou laser (indépendamment de leur polarisation [36]) pour passer en $^4T_{1a}$. L'ion retombe ensuite en $^4T_2$ de manière non radiative, l'énergie contribue donc à chauffer le cristal. Avec une section efficace estimée à $1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ entre 800 et 900 nm, l'ESA réduit d'environ 30 % la section efficace effective d'émission.
- L'effet Auger, communément appelé "phénomène d'upconversion", implique deux ions Cr^{3+} excités : l'un se désexcite vers $^4A_2$ et transfère son énergie à l'autre, qui atteint un niveau plus élevé avant de se désexciter non radiativement. Ce phénomène contribue d'une part au chauffage du cristal, et d'autre part diminue la densité d'inversion de population avec un terme quadratique $-\alpha N^2$ dans les équations de population [38], α variant entre $4,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour un dopage de 0,8 % et $8,7 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour un dopage à 5,5 % [39]. C'est à cause du phénomène d'upconversion que les faibles dopages du Cr:LiSAF (diminuant α) sont à privilégier lors de l'élaboration de systèmes lasers [40].
- Le quenching thermique désigne dans le cas du Cr:LiSAF le phénomène de désexcitation non radiative concernant $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$. Il augmente avec la température selon un temps de vie caractéristique $\tau_{NR}(T)$ décrit par le modèle de Mott⁶. Comme pour le Ti:saphir, un effet d'avalanche peut survenir et mener à la destruction du cristal.

L'effet Auger (ou "upconversion") est un processus non-radiatif dans lequel deux ions excités de l'état E_1 interagissent : l'un retombe à l'état fondamental, tandis que l'autre est promu à un état d'énergie encore plus élevé E_2 . Cela entraîne une perte d'efficacité pour le laser qui voit son niveau E_1 dépeuplé et un échauffement du milieu actif lorsque l'ion du niveau E_2 redescend non radiativement. Ce processus peut être représenté par :



6. voir encadré 1.3.1

En pompage continu ou quasi-continu, quatre approches méritent d'être détaillées :

1. **Le pompage par lasers solides** comme le krypton [36, 41–45], l'argon [46–48], le Nd :YLF doublé en fréquence à 659 nm [49], le rubis [50], ainsi que l'alexandrite [51] ont été utilisés dans les années 1990 mais furent supplantés par les diodes rouges de forte puissance.
2. **Le pompage par diodes** a débuté avec deux diodes monomodes de 10 mW en 1991 pour un laser fonctionnant en continu avec une puissance sub mW [52]. Les progrès ont permis d'atteindre des effets lasers de 400 mW en continu avec 6 diodes monomodes (pour un de total 900 mW de pompe absorbée) et jusqu'à 2,4 W CW avec des diodes multimodes refroidies par circulation d'eau (pour 5,4 W de puissance de pompe absorbée) [53]. D'autres architectures incluent le pompage longitudinal par barrettes de diodes (15 W) [54, 55]. Des simulations suggèrent qu'une architecture « thin-disk » pourrait permettre d'atteindre 15 W avec un refroidissement adapté et une puissance de pompe de 100 W [56].
3. **Le pompage par lampes flash** grâce aux larges bandes d'absorption du Cr :LiSAF, a été réalisé pour la première fois en 1991, avec 4 lampes à bore xénon et produisait des impulsion de 2,8 J à 1 Hz pour une efficacité de 3 %. Ce type de pompage a produit jusqu'à 44 W de puissance moyenne en quasi-continu (8,8 J à 5 Hz en configuration zig-zag slab) au maximum [57].
4. **Le pompage par LED via concentrateur luminescent de Ce :YAG** a été réalisé pour la première fois en 2018 par P. Pichon [58]. La démarche expérimentale est identique à celle qui a été décrite précédemment pour le Ti:saphir avec quelques adaptations. En effet, la différence entre les temps de fluorescence des cristaux entraîne une adaptation de la durée du pompage, passant de 15 μ s pour le Ti:saphir à 250 μ s pour le Cr:LiSAF. La différence entre les deux bandes d'absorptions des cristaux amène un changement de concentrateur luminescent : le système de pompage consiste à utiliser un concentrateur luminescent (LC) en Ce :YAG excité par 2240 LED bleues (LUXEON Z, $\lambda = 450$ nm), permettant de convertir leur lumière en émission centrée à 550 nm mieux adaptée à l'absorption du Cr:LiSAF que le Ce:LuAG (voir figure 1.7) et d'augmenter l'irradiance par réflexion interne totale. Cette architecture délivre jusqu'à 7,3 kW cm⁻² et 257 mJ au cristal actif (2,5 × 1 × 14 mm, dopé à 5,5 at.% Cr³⁺), soit une conversion de 14,6 % par rapport à l'énergie optique émise par les LEDs. En oscillateur QCW libre, avec des impulsions de pompe de 250 μ s à 10 Hz, le laser (voir figure 1.8) produit jusqu'à 8,4 mJ à 850 nm (3,7 % de rendement LC→laser, 0,54 % LED→laser), avec un mode TEM₁₁ elliptique dû à la géométrie du cristal ; en mode TEM₀₀, 3,1 mJ sont obtenus. Une accordabilité continue est démontrée entre 810 et 960 nm grâce à un prisme SF10, confirmant l'intérêt de Cr :LiSAF comme milieu accordable. Le gain petit signal est mesuré par la méthode de Findlay–Clay, donnant 1,44 par aller-retour à 850 nm, valeur record pour un laser dopé au chrome pompé par LED, avec des pertes passives intracavité de 1,3 %. Les expériences montrent un “roll-off” du rendement à forte pompe, lié au quenching thermique et à l'effet Auger, confirmé par la réduction de la durée de vie de fluorescence (de 67 μ s à 27 μ s avec l'augmentation de la pompe).

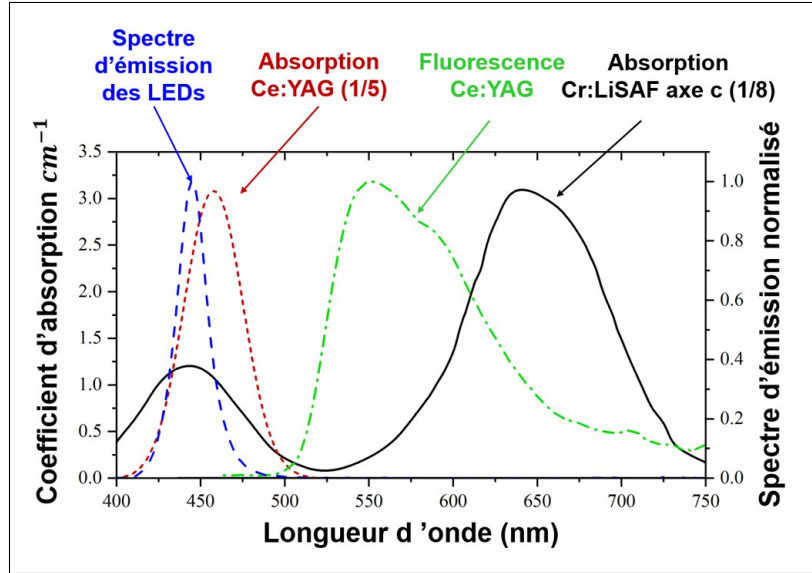


FIGURE 1.7 – Spectre d’émission des LED (bleu), spectre d’absorption (rouge) et de fluorescence (vert) du Ce:YAG, et spectre d’absorption du Cr:LiSAF (noir) à température ambiante. Issu de [58].

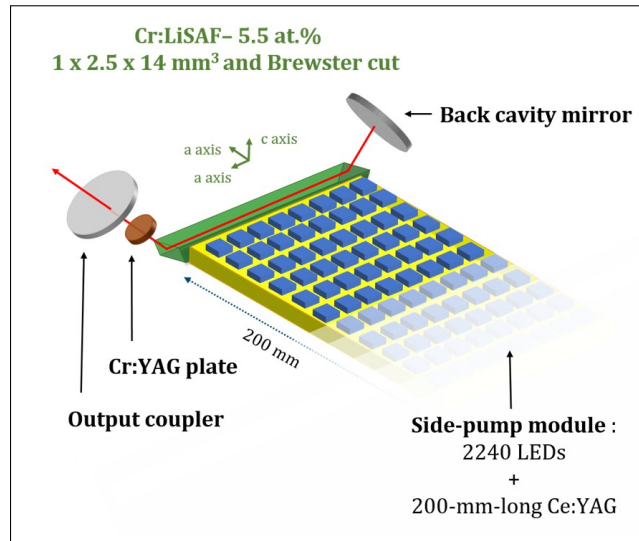


FIGURE 1.8 – Pompage du Cr:LiSAF par concentrateur luminescent par [58] dans un oscillateur à Brewster.

Bilan Cr:LiSAF : Le Cr:LiSAF présente un fort intérêt grâce à sa large bande de gain, vérifiée expérimentalement dans la fenêtre thérapeutique entre 810 et 960 nm, notamment via le pompage par LEDs via concentrateur luminescent. Des impulsions atteignant 2,8 J sous pompage par lampe flash confirment sa capacité de stockage supérieure à celle du Ti:saphir, en accord avec son temps de vie du niveau excité plus élevé. Le pompage par LEDs via concentrateur luminescent de Ce:LuAG d’un oscillateur au Cr:LiSAF a généré des impulsions de 8,4 mJ à 850 nm qui motivent la poursuite des expériences dans le sens d’un système laser pour l’imagerie acousto-optique.

1.3.3 L'alexandrite $Cr^{3+} : BeAl_2O_4$

L'alexandrite ($Cr^{3+} : BeAl_2O_4$) présente des propriétés remarquables qui en font un candidat prometteur pour une nouvelle source laser dédiée à l'imagerie acousto-optique. En effet, ce cristal possède une large bande d'émission centrée autour de 750 nm, permettant une accordabilité entre 700 et 860 nm. Il peut théoriquement permettre la génération d'impulsions de 11,9 fs limitées par transformée de Fourier (TF), et des impulsions de 70 fs ont été démontrées en 2018 [59]. Il présente une bonne conductivité thermique ($\kappa \approx 28 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), une excellente robustesse mécanique ($K_{1c} = 2,6 \text{ MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$), une résistance au choc thermique supérieure à celle du Yb:YAG, et un seuil de transition non-radiative élevé ($T_{1/2} \approx 530 \text{ }^\circ\text{C}$), avec une efficacité quantique radiative proche de l'unité ($0,95 < \eta < 1$ pour $T < 425 \text{ }^\circ\text{C}$) [23].

L'émission laser de l'alexandrite repose principalement sur la transition électronique entre les niveaux $^4T_2$ et $^4A_2$ de l'ion Cr^{3+} dans le cristal $BeAl_2O_4$ (voir figure 1.9). Toutefois, ce niveau $^4T_2$ n'est pas seul en jeu : il est thermiquement couplé au niveau métastable inférieur ^2E , qui présente une très longue durée de vie intrinsèque ($\tau \approx 1,54 \text{ ms}$) [60]. À température ambiante, les deux niveaux ^2E et $^4T_2$ sont peu éloignés ($\Delta E \approx 800 \text{ cm}^{-1}$, soit environ $3kT$), ce qui implique que selon la statistique de Boltzmann, une part significative des ions excités occupe le niveau $^4T_2$. Ce couplage entre les deux niveaux conduit à une augmentation de la durée de vie radiative effective du niveau émetteur, qui atteint environ $260 \mu\text{s}$ à $25 \text{ }^\circ\text{C}$ – bien supérieure à la durée de vie intrinsèque du $^4T_2$ seul ($\sim 6,6 \mu\text{s}$).

Avec l'élévation de température, la population bascule progressivement du niveau ^2E vers le niveau $^4T_2$, renforçant ainsi l'émission large bande ($^4T_2 \rightarrow ^4A_2$) au détriment de l'émission étroite ($^2E \rightarrow ^4A_2$). Ce déplacement provoque une augmentation marquée de la section efficace d'émission : à 750 nm, elle est multipliée par un facteur d'environ 9 entre $25 \text{ }^\circ\text{C}$ et $400 \text{ }^\circ\text{C}$. En parallèle, la durée de vie radiative effective chute fortement, passant de $260 \mu\text{s}$ à seulement $35,6 \mu\text{s}$ (soit une division par 7,3), car le niveau $^4T_2$ plus peuplé a une durée de vie plus courte.

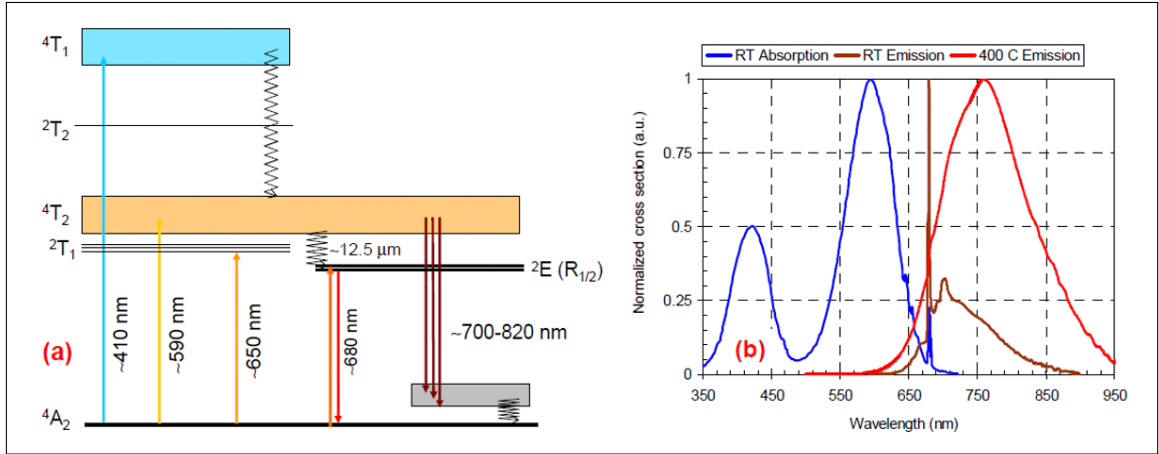


FIGURE 1.9 – (a) Diagramme d’énergie simplifié de l’alexandrite. L’accordabilité provient de l’émission entre les niveaux ${}^4T_2$ et ${}^4A_2$. Le niveau métastable ${}^2E$ se comporte comme un réservoir. Il peut aussi permettre un pic laser très fin autour de 680 nm (via la transition ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$). (b) Sections efficaces d’émission et d’absorption normalisées à 25 °C. Le spectre d’émission normalisée à 400 °C est également fourni. Tous les spectres sont données pour la polarisation E//b. Issu de [60].

Le gain optique, qui dépend du produit de la section efficace d’émission et de la durée de vie fluorescente ($\sigma_{em} \cdot \tau_F$), atteint un maximum aux alentours de 225 °C. À cette température, la croissance de σ_{em} compense encore la baisse de τ_F . Cependant, au-delà, la chute rapide de la durée de vie devient prépondérante, et le gain diminue. Cette dépendance thermique non linéaire est une caractéristique clé du comportement spectral et dynamique de l’alexandrite.

La section efficace d’émission est $\sigma_{em} \approx 0,55 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 25°C, et atteint environ $1,3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 100°C (polarisation E//b). Le produit de gain ($\sigma_{em} \cdot \tau_f$) passe ainsi de $130 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ à $163 \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ entre 25°C et 100°C, démontrant une amélioration du gain avec la température.

Son défaut quantique est faible ($q_d \approx 11 \%$ pour un pompage à 681 nm), proche de celui du Yb :YAG, et bien inférieur à celui du Ti:saphir. De plus, l’alexandrite ne subit pas de processus d’upconversion d’Auger, et présente peu de pertes passives ($< 0,06 \%$ /cm).

Mais l’alexandrite présente aussi certaines limitations : le produit de gain relativement faible à température ambiante que l’on a noté, une absorption par l’état excité (ESA) au niveau des longueurs d’onde de pompe et d’émission, ainsi qu’une capacité de dopage limitée ($\sim 0,2 \%$). Toutefois, son très large spectre d’absorption (voir figure 1.9) offre de nombreuses manières de pomper l’alexandrite, présentées ci-dessous :

1. **Les lampes flash** utilisées pour le pompage de l’alexandrite sont le plus souvent au xénon [61, 62], ou au mercure haute pression [63]. Le pompage par lampe flash constitue historiquement la première méthode employée pour exciter l’alexandrite, dès 1979 [64], et demeure à ce jour la technique générant la puissance crête la plus élevée, permettant typiquement un gain en simple passage compris entre 2 et 6. Le large spectre d’émission de l’alexandrite a été remarqué dès ces premières expériences, conduisant à la réalisation d’un laser accordable entre 744 et 788 nm dès l’année suivante [63]. Les premières ca-

ractérisations spectroscopiques de l'alexandrite ont également été réalisées avec des lampes flash, d'abord par J.C. Walling, puis par l'équipe de S. Guch Jr. et C.E. Jones en 1982 [61]. Ces travaux ont permis de mesurer le gain, l'efficacité et la longueur d'onde maximale d'émission en fonction de la température, entre 34 °C et 310 °C — avec un gain maximal mesuré à 225 °C. Les lampes flash ont ensuite été exploitées pour construire des amplificateurs régénératifs, comme en 1988 [62], avec un gain net par passage de 1,06. Ces dispositifs permettaient l'amplification d'impulsions de 50 ps par un facteur de 10^{10} , atteignant 10 mJ après environ 500 passages.

Un amplificateur régénératif consiste à piéger une impulsion laser dans une cavité dotée d'un milieu amplificateur, d'un séparateur de polarisation (PBS pour *polarization beam splitter*) et d'une cellule de Pockels. La cellule de Pockels permet de faire tourner le plan de polarisation de la lumière et ainsi d'éjecter l'impulsion à l'instant souhaité. Lorsque la cellule de Pockels s'active, la cavité se vide. On comprend donc que la durée maximale de l'impulsion en sortie d'un amplificateur régénératif dépend de sa longueur de cavité L_{cav} . Ce type d'amplificateur permet un très grand nombre d'aller-retours dans le milieu à gain et ainsi d'obtenir des gains de l'ordre de 10^{10} .

Aujourd'hui encore, le pompage flash de l'alexandrite est utilisé dans le domaine médical et esthétique, notamment pour l'épilation laser [65]. Son efficacité repose sur l'absorption marquée de la mélanine, permettant de détruire sélectivement la racine des poils. Depuis 1997, l'alexandrite a ainsi supplanté les lasers à rubis dans cette application, offrant une épilation plus rapide, tout aussi efficace [66], sans effets secondaires permanents [67]. De plus, elle est moins douloureuse que celle obtenue avec des lasers à 800 nm [68].

2. **L'alexandrite utilisée comme source de pompage** pour un amplificateur régénératif à base d'alexandrite a été démontrée en 1996 [69]. L'innovation majeure repose sur l'exploitation de la dépendance en température des propriétés d'absorption et d'émission de l'alexandrite. Dans cette configuration, le laser de pompe (également composé d'alexandrite) est excité par lampe flash à température ambiante, générant un signal de 100 μ s à 10 Hz, délivrant 900 mJ par impulsion à 728 nm ⁷, alors que l'alexandrite de l'amplificateur est chauffé à 300 °C environ, ce qui lui permet d'absorber 93 % de la puissance de pompe et d'amplifier à 800 nm. Le système amplifie des impulsions de 100 fs issues d'un laser Ti :saphir (après étirement à 500 ps par un réseau de 2380 lignes/mm) et atteint 10 mJ en sortie, puis 4 mJ après les pertes optiques, comprimés à 200 fs. Ce choix de pompage par un laser alexandrite plutôt que par diodes permet de bénéficier d'un faisceau très brillant ($\approx 1,5 \times 10^8$ W.cm⁻².sr⁻¹), bien supérieur à celui des diodes classiques, ce qui est crucial pour atteindre les fluences élevées nécessaires à l'amplification efficace d'impulsions femtoseconde.

7. On pourrait penser que cette source répond aux besoins de l'IAO, 100 Hz, 100 μ s, > 100 W, accordable entre 700 nm et 800 nm, mais les flashes ont une durée de vie faible qui les empêche de fonctionner durablement à 100 Hz. Pour ce qui est de la finesse spectrale il suffirait d'injecter un signal maître avec la finesse requise.

3. **Les diodes lasers rouges** ont été les premières sources semi-conductrices utilisées pour le pompage de l'alexandrite dans le domaine visible, avec une première démonstration en 1990 à 680 nm [70]. A l'époque, les auteurs sont bridés par la faible puissance des diodes laser à environ 50 mW mais présentent une montée en puissance des diodes dans les années à venir. À raison car aujourd'hui l'alexandrite pompé par diodes rouges permet de réaliser des systèmes LIDAR très aboutis. Deux des applications de ces systèmes consistent à déterminer la température atmosphérique entre 80 km et 110 km d'altitude ou la vitesse des vents à l'aide d'un LIDAR opérant à 770 nm, en exploitant respectivement l'élargissement Doppler des raies du potassium et l'effet Mie-Doppler. Entre 2017 et 2024, l'équipe allemande dirigée par A. Munk a détaillé l'évolution de ses travaux sur ces LIDAR à alexandrite. Le montage s'appuie sur deux diodes à 636 nm (100 W, 170 μ s, 150 Hz), chacune pompant un cristal d'alexandrite dans une configuration maître-esclave. Une finesse spectrale de 10 MHz est obtenue grâce à la technique dite du *ramp and fire*⁸. La cavité est construite en anneau afin d'éliminer le *spatial hole burning*, ce qui permet une meilleure extraction de l'énergie stockée. Des impulsions de 1,1 mJ en 420 ns en régime monomode longitudinal (SLM pour *single longitudinal mode*) avec un coefficient $M^2 < 1,2$ ont ainsi permis des mesures atmosphériques efficaces jusqu'à 110 km d'altitude [71]. L'efficacité électro-optique atteinte est de 1 %, bien supérieure à celle des lasers pompés par flash ($< 0,03$ %).

Le système est amélioré une première fois en 2021 pour transformer la preuve de concept de 2018 en laser industrialisé et opérationnel, testé en conditions réelles. La puissance de pompe utile est augmentée d'un facteur 1,5 et l'architecture est légèrement modifiée pour améliorer la stabilité. Grâce à la faible section efficace d'émission de l'alexandrite, les impulsions générées en régime déclenché ont une durée de plusieurs centaines de nanosecondes, ce qui permet d'avoir la finesse spectrale de 3,3 MHz malgré la limite imposée par la transformée de Fourier. Dans la cavité en anneau un rotateur de Faraday et 2 polariseurs assurent un sens de rotation unique afin de ne pas diviser l'énergie vers deux sorties différentes. En augmentant la puissance de pompe, des impulsions de 1,75 mJ en 780 ns ont été obtenues à 500 Hz, avec $M^2 < 1,1$ et une stabilité en fréquence quasi parfaite (jitter en fréquence < 1 MHz) [72].

En 2023, l'équipe a franchi un nouveau cap grâce à des diodes rouges délivrant 375 W, permettant d'injecter 40,8 mJ dans le cristal en 107 μ s. Un record a ainsi été établi avec des impulsions de **4,6 mJ en SLM, 980 ns à 500 Hz**, avec un rendement électro-optique de 2,26 % et un facteur de qualité $M^2 < 1,1$ [73].

L'année suivante, toujours dans le cadre d'applications LIDAR, l'équipe réalise du doublement de fréquence pour accéder aux raies du fer à 372 nm et 386 nm [74]. Moins abouti industriellement mais scientifiquement riche, l'Imperial College de Londres mène aussi des travaux sur l'alexandrite pompé (transversalement cette fois) par diodes rouges [75]. Plusieurs géométries sont explorées :

8. Cette méthode consiste à comparer la fréquence d'un premier laser alexandrite déclenché avec la fréquence très fine d'une diode laser DBR fonctionnant en SLM avec une finesse spectrale < 1 MHz. La longueur de la cavité de l'alexandrite augmente progressivement grâce à un système piézoélectrique pour scanner les différentes fréquences (ramp), et lorsque la cavité est résonnante avec le laser injecté, la cellule de Pockels se déclenche libérant l'impulsion laser (fire).

- Une cavité linéaire de 40 mm avec 2 diodes de pompe fournissant 98 mJ au total, génère une énergie de sortie en régime relaxé (*free running*) de 4,8 mJ dans un faisceau multimode (rendement optique 14 %).
- Une cavité linéaire avec recyclage de chacune des deux pompes précédentes par un miroir génère 23,4 mJ à 100 Hz en régime relaxé (1 ms) et multimode. En régime continu le laser produit 6,4 W, mais la lentille thermique est plus forte et diminue le rendement optique (de 40 % à 20 %).
- Une cavité avec un rebond (en réflexion totale interne) sur la face pompée de l'alexandrite augmente le rendement optique à 37 % et permet au laser d'atteindre un fonctionnement continu à 12,2 W multimode.
- Enfin une cavité avec double rebond dans l'alexandrite et un miroir de recyclage pour la pompe permet de faire un laser TEM_{00} à 6,5 W en continu. L'efficacité chute à 32 % notamment à cause des pertes par réflexion sur les faces de l'alexandrite dont le traitement antireflet est optimisé pour une incidence normale.

Le pompage par diode laser rouge **en régime quasi continu** est une utilisation nouvelle de cette source bien connue, qui semble très proche des caractéristiques recherchées pour notre projet. Elle a récemment été implémentée dans un amplificateur régénératif à alexandrite [76]. La source de pompe est une diode laser rouge fibrée à $\lambda_p = 639$ nm, en fonctionnement quasi continu. Elle émet des impulsions de 250 μ s à 1 kHz, avec une puissance crête de 300 W, soit une puissance moyenne de 75 W et une énergie de 75 mJ par impulsion — des performances record pour une diode laser rouge fibrée. Cette source, fournie par *Shandong Huaguang Optoelectronics*, présente un diamètre de fibre de 600 μ m et une ouverture numérique de 0,22. Environ 70 % du flux de pompe est absorbé dans un cristal d'Alexandrite de $4 \times 4 \times 10$ mm³ dopé à 0,2 at.%, refroidi à 20 °C. Le système expérimental associe cette source de pompe à une cavité régénérative de 3,1 m dans laquelle un faisceau signal à $\lambda_s = 773,28$ nm, issu du doublement de fréquence d'un laser à fibre Erbium, est injecté. Après 296 passages dans le cristal, le système délivre des impulsions de 1,1 mJ à 1 kHz, d'une durée de 8,5 ns, avec un facteur de qualité de faisceau $M^2 = 1,09$ (x) et 1,20 (y), une largeur spectrale de 650 MHz et un facteur de gain total de 226 (gain simple passage 1,019). L'efficacité optique atteint 2,8 %, soit plus de deux ordres de grandeur supérieurs aux systèmes à lampe flash. Ce travail démontre qu'une source de pompe à diodes rouges haute puissance, à la fois stable et économe thermiquement, permet de surmonter le faible gain intrinsèque de l'Alexandrite.

4. **Les diodes lasers bleues** peuvent efficacement pomper l'alexandrite grâce à son pic d'absorption entre 390 nm et 450 nm. La démonstration a été faite pour la première fois en 2017 [77]. Le record de puissance est repoussé en 2023 [78] à 1,84 W en continu (CW) dans l'expérience suivante. Le montage utilise une cavité linéaire compacte avec un cristal taillé à l'angle de Brewster⁹ et pompé longitudinalement via une fibre délivrant plus de 10 W à 447 nm. L'absorption de la lumière bleue est excellente (autour de 87 %) grâce à la grande section efficace d'absorption sur les axes a et b du cristal. Le rendement optique atteint 26 %, limité par le défaut quantique élevé ($\eta_D = 41$ %)

9. Le prochain encadré explique l'origine de l'angle de Brewster.

et le recouvrement spatial. Une émission à double longueur d'onde (séparée de 13 nm) est observée sous certaines conditions. La température et la puissance de pompe influencent fortement la longueur d'onde du laser (dérive de $-0,07 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ et de $-0,50 \text{ nm/W}$), avec un échauffement interne en fonction de la puissance de pompe absorbée estimé à $7 \text{ }^\circ\text{C/W}$. L'efficacité reste inférieure au pompage rouge (637 nm), mais les diodes bleues offrent un meilleur rendement à la prise et un meilleur coût/W. Le système démontre la viabilité du pompage bleu pour des lasers compacts et économiques à Alexandrite. Aucune dégradation du cristal due au pompage bleu n'a été observée, contrairement au Ti:saphir. Malgré les limitations pour la montée en puissance, le pompage bleu constitue une option intéressante grâce à la disponibilité de diodes très puissantes, à forte brillance, et à faible coût.

5. **Le pompage solaire** d'un cristal d'alexandrite a été réalisé dans une expérience atypique rapportée dans [79]. Le dispositif expérimental repose sur 12 miroirs paraboliques de 52 m^2 chacun, concentrant la lumière solaire vers un concentrateur parabolique composé (CPC, voir figure 1.10) équipé d'un filtre éliminant les composantes ultraviolettes (UV). Le CPC, fonctionnant comme un entonnoir optique, concentre les rayons collectés d'une grande surface vers une petite surface. En contrepartie il ne collecte que les rayons incidents d'angle $< 12^\circ$ et les redistribue jusqu'à 60° en sortie. Grâce à cette configuration, un facteur de concentration (flux solaire au niveau du sol / puissance solaire surfacique au niveau du barreau) de 6000 est obtenu au niveau du cristal, permettant d'atteindre 150 % du seuil laser en régime continu (CW), avec une puissance de sortie de 12 W.

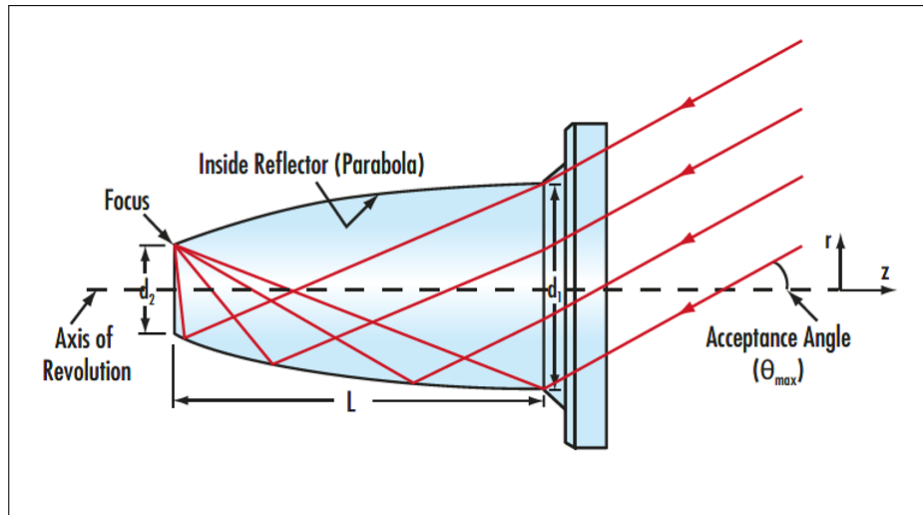


FIGURE 1.10 – Schéma d'un concentrateur parabolique composé (CPC). L'angle maximum de collecte des rayons θ_{max} est l'angle pour lequel tous les rayons convergent sur un point du périmètre de la surface de concentration. Sur la figure les rayons rouges représentent un angle maximum de collecte, de la droite, vers la surface de collecte à gauche. Pour un angle supérieur en entrée, les rayons ne convergent pas dans la surface de collecte.

6. Le pompage par LEDs bleues via concentrateur luminescent.

Pour atteindre le seuil laser de l'alexandrite, le Laboratoire Charles Fabry a mis au point un concentrateur luminescent en Ce:YAG permettant d'augmenter l'irradiance des LEDs d'un facteur 15 [80]. Comme pour le Ti:saphir et le Cr:LiSAF, le système de pompe comprend 2240 LEDs émettant à 450 nm, réparties sur deux faces d'un concentrateur luminescent en Ce:YAG de dimensions 14×200 mm. Ce matériau absorbe la lumière bleue et la réémet par fluorescence en un large pic centré sur 570 nm parfaitement adapté à la bande d'absorption de l'alexandrite (Fig. 1.11). Grâce à un couplage optique par colle d'indice $n = 1,5$, le système délivre une irradiance maximale de $8,5 \text{ kW.cm}^{-2}$ et une énergie de pompe jusqu'à 268 mJ. Le cristal d'alexandrite utilisé est dopé à 0,22 at.% en chrome, de dimensions $1 \times 2,5 \times 14 \text{ mm}^3$, aligné selon l'axe b pour maximiser l'absorption. Une cavité plan-concave de 44 mm est utilisée avec plusieurs coupleurs de sortie de 1,0 %, 2,0 % et 3,3 % à 750 nm. La configuration expérimentale permet d'obtenir une énergie de sortie maximale de 2,9 mJ à 748 nm avec une énergie de pompe de 167 mJ, en régime libre à 10 Hz. Le faisceau est en mode fondamental TEM_{00} avec un diamètre de 125 μm . L'impulsion laser dure 108 μs en régime relaxé, la puissance crête atteint 26 W, l'efficacité optique est de 1,7 % et l'efficacité globale (de la LED au laser) de 0,29 %. Le gain petit signal par passage dans la cavité est mesuré à 1,07 pour 167 mJ de pompe, et atteint 1,13 à 268 mJ de pompe, en bon accord avec des simulations type Monte Carlo. La configuration est ensuite exploitée comme amplificateur multipassage injecté par un laser Ti:saphir continu. Un montage à 8 passages est réalisé par réflexions totales internes et éléments polarisants (voir figure 1.12), dans un cristal plus fin ($1 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$). Un gain maximal de 4 est mesuré à 750 nm, et le gain reste supérieur à 2 entre 710 et 790 nm. Le gain chute au-delà de 800 nm, sauf si la température du cristal est augmentée, comme montré dans des travaux antérieurs.

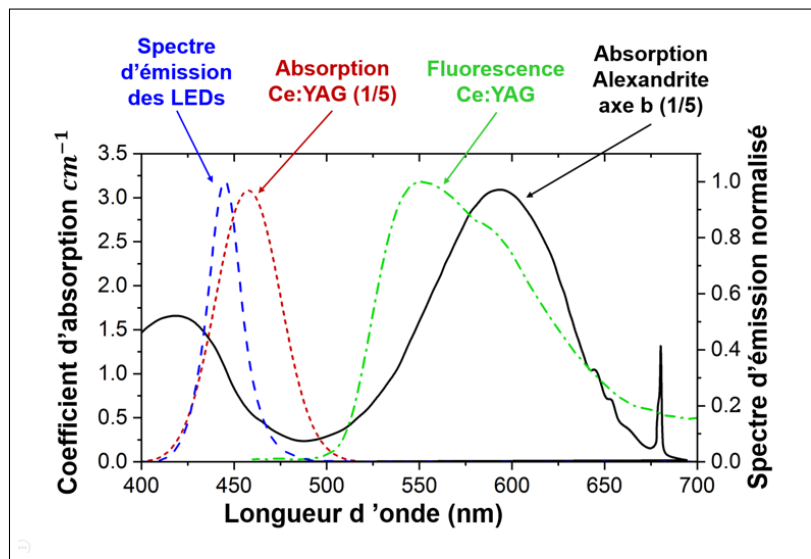


FIGURE 1.11 – Spectre d'émission des LED (bleu), spectre d'absorption (rouge) et de fluorescence (vert) du Ce:YAG, et spectre d'absorption de l'alexandrite (noir) à température ambiante. Issu de [80].

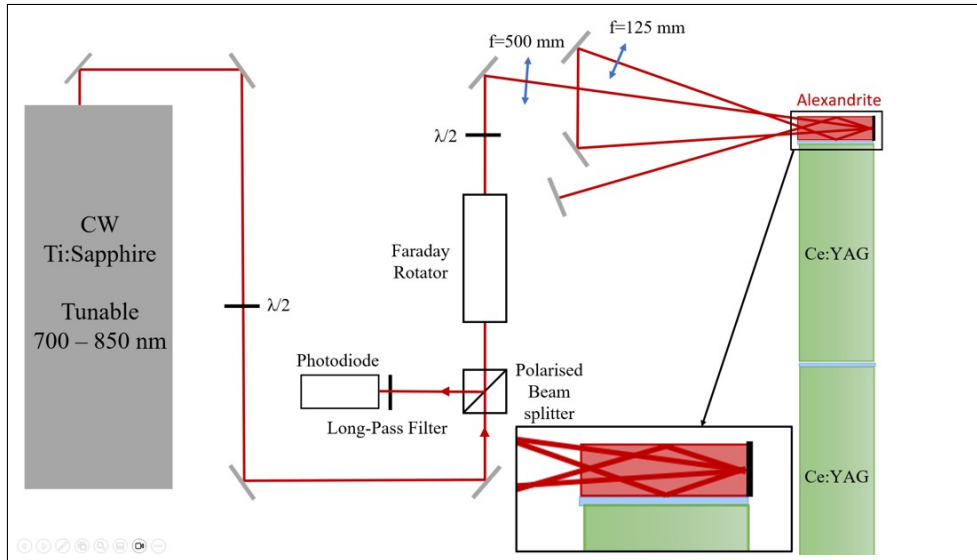


FIGURE 1.12 – Pompage de l’alexandrite par concentrateur luminescent par [80] dans un amplificateur multipassage (8 passages).

Bilan de l’alexandrite : L’alexandrite est un cristal laser d’ors et déjà opérationnel depuis plusieurs décennies dans la médecine et comme LIDAR en météorologie, prouvant son efficacité globale. Les expériences valident son extraordinaire réponse à la température avec un gain qui augmente jusqu’à 225 °C, et une excellente capacité de stockage pouvant produire des impulsions de 0,9 J par pompage à lampes flash. Utilisé comme amplificateur, l’alexandrite est en bonne voie pour pouvoir répondre aux besoins de l’IAO lorsqu’elle est pompée par LEDs via concentrateurs luminescents : le gain reste supérieur à 2 entre 710 et 790 nm.

1.3.4 Conclusion de l’état de l’art sur le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l’alexandrite

Au vue de cette première étude bibliographique, les trois cristaux semblent effectivement prometteurs pour les spécifications de l’imagerie acousto-optique avec chacun des avantages et des inconvénients différents. Le Ti:saphir a un gain faible mais présente de loin la plus grande plage d’accordabilité dans la fenêtre thérapeutique. Le Cr:LiSAF a un gain particulièrement intéressant pour atteindre la puissance de 100 W mais sa fragilité et la dégradation de ses performances avec la température pourraient être un obstacle au régime de 100 Hz. Enfin l’alexandrite a une capacité de stockage d’énergie supérieure et possède la propriété unique de voir son gain augmenter avec la température jusqu’à 225 °C. Nous allons donc tester ces trois cristaux dans le but d’obtenir un signal laser adapté aux besoins de l’imagerie acousto-optique.

Mais avant cela, il est important de définir l’architecture de la source laser.

1.4 Architecture

1.4.1 Le MOPA

La difficulté principale du défi posé par le cahier des charges de l'imagerie acousto-optique porte sur le régime "quasi-continu" très particulier. En effet, le régime continu est bien connu et donne accès à des puissances de l'ordre du W, alors que les régimes impulsionnels permettent de générer des impulsions entre 10 fs et 500 ns avec des puissances crêtes excédant facilement les 10^4 W. L'entre-deux recherché, 100 μ s à 100 W n'existe pas encore. Nous choisissons une architecture de type *Master Oscillator Power Amplifier* (MOPA) afin de séparer les exigences relatives à la source : le contrôle de la fréquence, de la phase et du bruit revient à l'oscillateur alors que la croissance de la puissance s'effectue dans l'amplificateur.

1.4.2 Oscillateur

Le rôle de l'oscillateur est de générer un signal laser rassemblant tous les critères demandés par l'imagerie acousto-optique, sauf la puissance qui sera atteinte par l'étage amplificateur. Selon la nature du cristal utilisé pour l'amplification, nous utiliserons une diode laser monomode différente. Une diode laser Toptica à 830 nm pour le Cr:LiSAF, et une diode laser Sacher à 761 nm pour le Ti:saphir et l'alexandrite. Dans les deux cas, la diode émet en continu (CW) et le signal est mis en forme temporellement par un modulateur acousto-optique. Des créneaux de 100 μ s dont la fréquence est pilotable entre 1 et 100 Hz atteignent l'entrée de l'amplificateur afin de nous concentrer sur le développement des amplificateurs. A l'avenir, il faudrait remplacer la diode laser par un oscillateur autant accordable que l'amplificateur, afin de répondre entièrement au cahier des charges fixé par l'IAO.

1.4.3 Amplificateur multipassage géométrique ou régénératif ?

Les amplificateurs régénératifs permettent un très grand nombre de passages (par exemple 500 [62]) dans le milieu amplificateur et ainsi d'atteindre sa saturation, avec des gains extrêmement élevés (ici jusqu'à 10^{10}). Lorsque la cellule de Pockels s'active, la cavité se vide. On comprend donc que la durée maximale de l'impulsion en sortie d'un amplificateur régénératif dépend de sa longueur de cavité L_{cav} . Pour une durée d'impulsion de 100 μ s, il faudrait une cavité longue de 30 km. C'est pourquoi nous n'avons pas d'autre choix que de nous tourner vers les amplificateurs à multiples passages géométriques. Dans cette configuration, le nombre de passages est plus limité que dans un amplificateur régénératif mais la difficulté concernant la durée d'impulsion est levée.

1.4.4 Choix d'une pompe pour l'amplificateur

Les trois cristaux ont été étudiés dans de multiples conditions de pompage. Il faut désormais retenir une technique de pompe qui permettra d'atteindre les objectifs de la source laser destinée à l'imagerie acousto-optique. Pour rappel, on cherche à atteindre une **source laser émettant une puissance crête de 100 W durant 100 μ s à la fréquence de 100 Hz**. En estimant que le rendement entre la puissance de pompe et la puissance laser sera d'environ 10 %, on cherche donc une

source de pompe capable de fournir, en ordre de grandeur, 1 kW de puissance crête. Évidemment, sa gamme spectrale doit correspondre aux spectres d'absorption des cristaux.

Les pompes qui se distinguent d'abord par leur puissance élevée sont les lampes flash. Cependant, l'objectif de fonctionnement à 100 Hz exclut leur utilisation, celles-ci étant généralement limitées à quelques dizaines de hertz en raison de leur durée de vie restreinte. En effet, les lampes ne sont conçues que pour environ 10^8 tirs. À une cadence de 100 Hz, un remplacement serait nécessaire toutes les 278 heures de fonctionnement, ce qui rend la maintenance et le coût associé excessivement contraignants. Par ailleurs, le spectre d'émission des lampes flash, plus large que le spectre d'absorption des cristaux laser, entraîne une perte significative de puissance de pompe qui se dissipe en chauffant inutilement le cristal.

Les diodes laser (vertes ou bleues pour le Ti:saphir, rouges AlGaInP ou bleue In-GaN/GaN pour le Cr:LiSAF, rouges pour l'alexandrite) présentent quant à elles une longue durée de vie ainsi qu'une stabilité en puissance tir à tir qui les distinguent des lampes flash. En revanche, elles demeurent fragiles, sensibles aux retours laser, aux décharges électrostatiques, aux variations de température, et ne délivrent individuellement que des puissances de l'ordre de la dizaine de watts crêtes. En assemblant un grand nombre de diodes lasers entre elles, il est possible d'atteindre n'importe quel niveau de puissance continue, notamment le kW recherché, mais le coût augmente alors drastiquement en particulier à cause de la mise en forme spatiale des faisceaux. En effet, la diffraction naturellement élevée des rubans de diodes demande ensuite un traitement particulier de mise en forme (lentilles cylindriques, fibrage ...). En ordre de grandeur, la puissance de pompe issue des diodes laser coûte entre 5 et 10 €/W.

Les diodes laser rouges fonctionnant en régime pulsé quasi continu (*QCW red LD pumping*) et couplées à des fibres optiques atteignent aujourd'hui des puissances crêtes de l'ordre de 300 W pour des impulsions de 250 μ s à des fréquences pouvant atteindre 1 kHz. Leur rendement électro-optique avoisine 40 %, pour un courant de fonctionnement typique de 175 A sous une tension inférieure à 2,5 V. Le rapport cyclique reste limité en raison des contraintes thermiques imposées par les systèmes de refroidissement, qu'ils soient à eau ou à modules Peltier, pour répondre au besoin particulièrement exigeants en termes de dissipation thermique. L'encombrement associé à ces dispositifs rend difficile l'empilement compact de plusieurs modules pour accomplir une montée en puissance. Cette limitation se retrouve notamment chez le groupe *Quantel Laser by Lumibird*, qui annonçait en 2016 le développement d'un module de diodes laser QCW délivrant 2 kW à 640 nm¹⁰, mais ce produit n'est toujours pas commercialisé en 2025. Les performances visées dans le cadre de cette étude, de l'ordre de 1 kW à 100 Hz pendant 300 μ s, demeurent donc à la limite supérieure de ce que ces sources peuvent fournir, avec un potentiel d'amélioration visiblement restreint.

Les LED bleues via concentrateur luminescent constituent une source à semi-conducteur et présentent, à ce titre, un certain nombre d'avantages communs aux diodes laser. Leur durée de vie particulièrement longue permet un fonctionnement à 100 Hz quasiment illimité dans le temps, tandis que leur stabilité tir à tir se révèle également excellente (l'écart à la valeur moyenne a été mesuré à 0,1 % dans l'annexe

10. [Quantel Laser releases high-power 2 kW red 640 nm QCW laser diode stacks](#)

G.4. Contrairement aux diodes laser, ces LED issues de l'industrie de l'éclairage se distinguent par une robustesse remarquable, une insensibilité plus grande que les diodes lasers aux décharges électrostatiques, ainsi qu'aux variations de température comprises entre 10 et 100 °C. Une LED peut être achetée et implémentée pour 0,8 € et délivrer 4,5 W de puissance crête en régime impulsif. Elles offrent donc un rapport coût/puissance de l'ordre de 0,17 €/W, particulièrement bas. Par ailleurs, le spectre d'émission des concentrateurs en Ce:YAG ou en Ce:LuAG présente un recouvrement suffisant avec les spectres d'absorption du Ti:saphir, du Cr:LiSAF et de l'alexandrite. La puissance de pompe actuellement rapportée dans la littérature, de l'ordre de 1,1 kW crête [80], demeure toutefois insuffisante en regard du gain par passage obtenu dans les trois cristaux : 1,03 pour le Ti:saphir [35], 1,20 pour le Cr:LiSAF [58], et 1,19 pour l'alexandrite [80]. En supposant une injection de 1 W et pour atteindre 100 W, en se basant sur le meilleur des cas ($G = 1, 2$), et en supposant que les multiples passages n'introduisent aucune perte supplémentaire, environs 26 passages dans l'amplificateur géométrique seraient nécessaires ce qui semble trop compliqué à réaliser. Ainsi, cette technologie de pompage a le potentiel de satisfaire l'ensemble des spécifications de notre cahier des charges en matière de source de pompe à condition que la montée en puissance devienne une réalité.

Chapitre 2

Montée en puissance des concentrateurs pompés par LED

Sommaire

2.1	Augmentation de la puissance d'une LED unitaire	46
2.2	Augmentation du nombre total de LEDs	47
2.2.1	Refroidissement des LEDs	50
2.2.2	Mise en service des LEDs et résolutions des courts circuits	51
2.2.3	Les alimentations électriques SLICE	53
2.2.4	Les alimentations électriques Northrop Grumman	55
2.2.5	Caractérisation temporelle des LEDs avec les alimenta- tions Northrop Grumman	56
2.2.6	Caractérisation de la puissance optique des LEDs en fonc- tion du courant	57
2.2.7	Caractérisation courant-tension des LEDs	59
2.3	Augmentation du rendement du concentrateur luminescent . . .	60
2.3.1	Introduction au concentrateur luminescent, cas du pa- rallépipède rectangle	60
2.3.2	Augmenter la puissance collectée grâce à un miroir sur la face opposée	63
2.3.3	Augmenter la puissance collectée grâce à l'indice du mi- lieu de sortie	63
2.3.4	Concentrateur "en arête" : collecter 4 cônes grâce à une face de sortie à 45°	65
2.4	Étude approfondie du concentrateur en arête dans la perspective de la montée en puissance	67
2.4.1	Calcul de la distance moyenne de propagation dans un concentrateur en arête	67
2.4.2	Calcul de la puissance de sortie	72
2.4.3	Prise en compte de l'absorption par l'état excité (ESA) dans la modélisation du concentrateur en arête de Ce:YAG	76
2.4.4	Étude thermique du concentrateur luminescent en arête	85

La montée en puissance du pompage par LEDs via concentrateur luminescent s'appuie sur trois leviers. Les deux premiers sont technologiques et résident en l'augmentation de la puissance unitaire des LEDs ainsi que l'accroissement du nombre total de LEDs. Le troisième levier est plus conceptuel : il s'agit d'augmenter le rendement optique du concentrateur luminescent, grâce à une géométrie de concentrateur inédite présentant une face de sortie chanfreinée à 45°. Pour faciliter la suite, nous désignerons le système basé sur 2240 LEDs, qui a été présenté dans l'état de l'art, comme la "tête 2000" (T2000), et notre nouvelle architecture à 3392 LEDs, dont les performances sont résumées dans la table 2.1, comme la "tête 3000" (T3000).

TABLE 2.1 – Comparaison entre l'état de l'art du pompage par LEDs via concentrateur "T2000" et du nouveau système mis au point pour l'imagerie acousto-optique "T3000".

	T2000	T3000
Forme du concentrateur		
Constitution du concentrateur	2 accolés	monolithique
Taille du concentrateur	$200 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$	$100 \times 50 \times 1 \text{ mm}^3$ arête $20 \times 1 \text{ mm}^2$
Nombre de LEDs	2240	3392
LED	LUXEON 2 Royal Blue, 450 nm, 1 mm^2 , 3,15 W sous 5 A durant 260 μs	Rubix, 440 nm, 1 mm^2 , 4,5 W sous 6 A durant 300 μs
Refroidissement LEDs	à eau	à eau
Refroidissement concentrateur	non	à air
Refroidissement cristal laser	module Peltier	non
Degrés de liberté du cristal laser	1 translation	1 translation

2.1 Augmentation de la puissance d'une LED unitaire

Cette amélioration repose sur un progrès technologique : la T3000 bénéficie d'une génération de LEDs plus récente. L'industrie de l'éclairage, fortement investie dans l'amélioration continue de ces dispositifs, avait rendu disponible au moment de la conception de la T3000 un nouveau modèle de LEDs, les *Rubix Royal Blue* (LumiLED), qui a été adopté pour cette architecture (voir tableau 2.1). Leurs caractéristiques principales sont présentées sur la figure G.1 en annexe, d'après les données constructeur. Ce nouveau "pixel" de lumière bleue (440 nm) tolère en régime impulsionnel un courant électrique de 6 A, bien supérieur au courant toléré en régime

continu. On dit que la LED est "sur-pilotée" en courant ("*overdriven*"). Alimentée par 6 A, la LED émet individuellement 4,5 W de puissance crête, pour des durées maximales de 400 μ s. L'ancienne génération de LED ne dépassait pas 3,15 W de puissance individuelle comme le résume le tableau 2.1. La température maximale des nouvelles LEDs est de 135 °C, elles devront donc être refroidies pour pouvoir fonctionner à des rapports cycliques élevés.

2.2 Augmentation du nombre total de LEDs

L'augmentation de la puissance de la nouvelle tête de pompage repose sur l'accroissement du nombre de LEDs. Cette approche constitue en effet la solution la plus directe et la plus évidente à mettre en œuvre, l'objectif étant de recouvrir intégralement la surface utile des grandes faces du concentrateur par des panneaux de LEDs de même géométrie (voir Fig.2.1). L'ensemble des LEDs s'articulent autour du concentrateur luminescent. Pour augmenter le nombre de LEDs, il est possible de jouer sur deux paramètres :

- Augmenter la densité de LEDs. Ce point technologique est un véritable enjeu. Les LEDs sont déposées avec la densité la plus élevée possible sur des circuits imprimés dotés de "rails" conducteurs. Ensuite les circuits imprimés sont passés au four de sorte à ce que les pattes des LEDs fusionnent avec les rails conducteurs (soudure d'ensemble). La densité moyenne de LEDs de la T3000 est restée identique à celle de la T2000, ce paramètre ayant déjà été optimisé pour atteindre 40 %.
- Augmenter la surface de pompe du concentrateur luminescent.

Le concentrateur conserve une forme générale de parallélépipède rectangle, mais une petite arête est tronquée de manière à créer une face de sortie additionnelle, orientée à 45° par rapport aux faces usuelles. La compréhension du concentrateur luminescent, de ses caractéristiques et performances fera l'objet de la dernière partie de ce chapitre. Nous verrons qu'avec des miroirs sur ses faces latérales (de largeur 1 mm), le concentrateur voit son efficacité augmenter.

Afin d'exploiter pleinement les dimensions disponibles des cristaux bruts (typiquement des cylindres de diamètre de 100 mm et de longueur 130 mm), la taille du concentrateur est portée à $100 \times 50 \times 1$ mm³. Les deux grandes faces offrent ainsi une surface utile totale d'environ 98 cm² (soit 100 cm² diminués d'environ 2 cm² liés au chanfrein à 45°), ce qui représente un gain important par rapport aux 56 cm² de la T2000. En outre, cette surface est réalisée dans un unique bloc monolithique de Ce:YAG (ou de Ce:LuAG selon l'ajustement spectral requis), supprimant l'interface collée entre les deux concentrateurs de la T2000. L'abandon de ce collage élimine les pertes associées (Fresnel, absorption), accroît la robustesse mécanique de l'ensemble, réduit la variabilité inter-expériences et diminue la maintenance nécessaire à la mise en œuvre du dispositif.

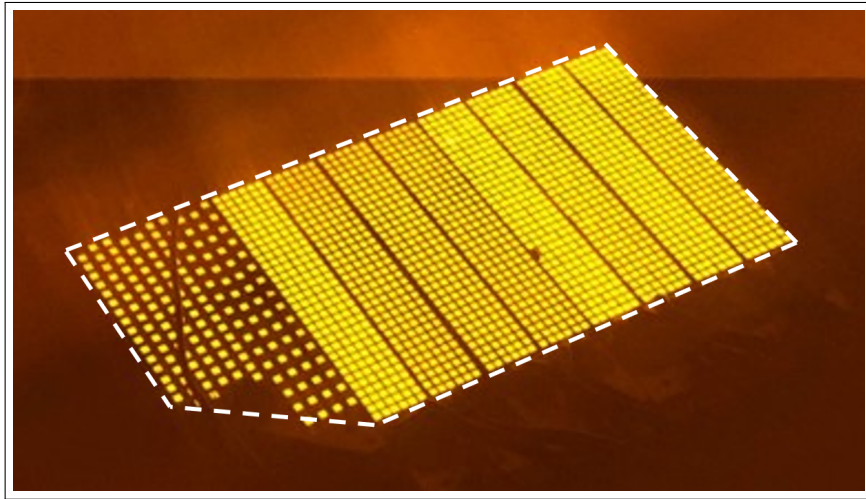


FIGURE 2.1 – Photo d’un panneau de LEDs de la T3000 allumées, vues au travers d’un plexiglas protecteur. La forme du panneau de LEDs est identique à celle d’une grande face du concentrateur, représentée sur l’image en pointillés blancs.

La conception et la réalisation de l’électronique associée à la tête T3000 ont été confiées à notre partenaire industriel SLICE. Leurs travaux ont abouti à la configuration illustrée sur la figure 2.2 : les LEDs sont regroupées en lignes de 32, montées en série. Chaque circuit imprimé en céramique accueille ainsi 2×6 lignes de LEDs. Le choix de la céramique comme matériau pour les circuits imprimés s’explique par sa bonne isolation électrique, combinée à une conductivité thermique satisfaisante. En revanche, sa fragilité intrinsèque, comparable à celle du verre, impose une manipulation particulièrement délicate lors de l’assemblage et de l’intégration.

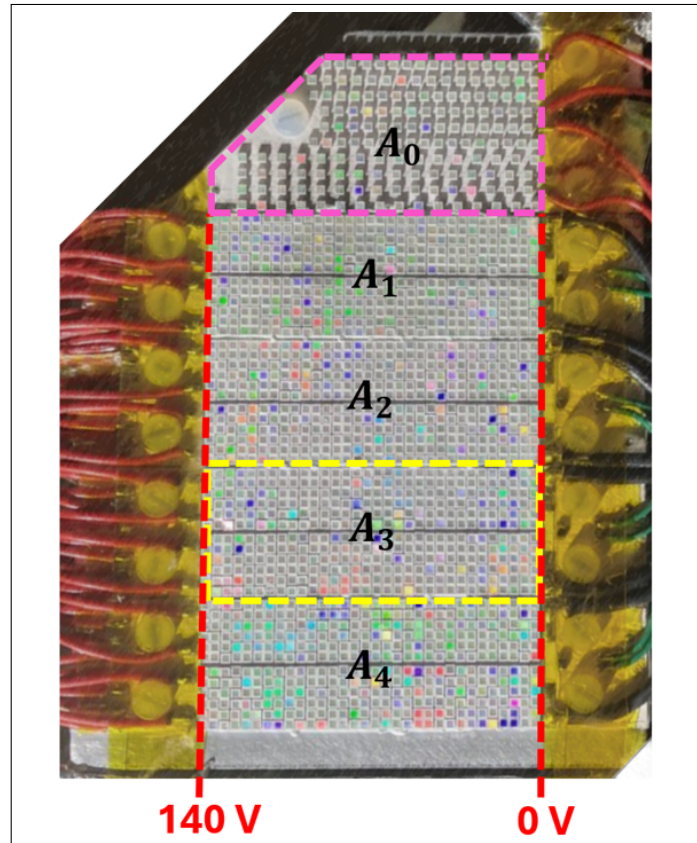


FIGURE 2.2 – Les LEDs sont regroupées en lignes de 32, montées en série. Les circuits imprimés (nommés $A_1 \dots A_4$) accueillent ainsi 2×6 lignes de 32 LEDs. Le gradient de tension est parallèle aux lignes de LEDs. Le circuit imprimé spécifique A_0 s'adapte à la géométrie particulière et ne contient que 5 séries de 32 LEDs.

Sur la surface d'un panneau de LEDs, il est possible d'intégrer au maximum quatre circuits imprimés rectangulaires (désignés par la suite sous l'acronyme PCBs, A_1 à A_4 sur la figure 2.2) dans la zone rectangulaire, ainsi qu'un PCB spécifique (A_0) dans la partie trapézoïdale. Un PCB rectangulaire est alimenté par douze fils rouges véhiculant la tension positive et deux fils noirs correspondant au potentiel nul. La différence de potentiel appliquée aux bornes de chaque série de 32 LEDs est de 140 V pour un courant de 6 A. Cette configuration assure une tension identique pour l'ensemble des LEDs d'une même **colonne** (le long d'un trait rouge sur la figure 2.2).

Le PCB trapézoïdal diffère toutefois de cette configuration standard. En raison de la coupe à 45° , qui correspond à la face de sortie optique du concentrateur couplée au cristal laser, il n'est pas possible de faire arriver les connexions électriques aux deux extrémités du circuit. La tension positive et le potentiel nul doivent donc être appliqués du même côté du PCB. Chaque ligne de 32 LEDs est alors repliée en forme de « U ». Cette architecture entraîne une différence de potentiel importante entre deux LEDs voisines d'une même colonne, en particulier entre la première et la dernière de la ligne, physiquement côte à côte. Afin de limiter les risques de claquage diélectrique et d'arcs électriques dans la céramique, il est nécessaire d'augmenter l'espacement entre ces composants. Le PCB spécifique, en raison de ses contraintes géométriques, ne comporte que cinq lignes de 32 LEDs. Celles-ci fonctionnent sous la même tension (140 V) et sont traversées par le même courant (6 A) que les LEDs

montées sur les PCBs rectangulaires. Ainsi, un panneau de LEDs regroupe au total $12 \times 4 + 5 = 53$ lignes de 32 LEDs, soit 1696 émetteurs.

Un second panneau, identique au premier, est positionné de manière à pomper le concentrateur par sa face opposée, doublant ainsi la puissance lumineuse incidente. Il convient de noter que, bien que symétriques, les deux panneaux de LEDs ne sont pas superposables en raison de la présence du PCB trapézoïdal. En reprenant une analogie issue de la chimie, on peut qualifier ces deux panneaux de *chiraux*. Ainsi nous nommons les panneaux A et B, leur PCB spécifiques A_0 et B_0 , puis dans l'ordre leur PCB rectangulaires A_1, A_2, A_3, A_4 , et B_1, B_2, B_3, B_4 .

Comparée à la T2000, qui intégrait 2240 LEDs, la tête T3000 en comporte désormais 3392.

2.2.1 Refroidissement des LEDs

Le nombre de LEDs ayant significativement augmenté tout en maintenant une densité surfacique de LEDs de 40 %, un refroidissement à eau efficace est nécessaire pour maintenir les LEDs sous les 135 °C recommandés par le constructeur (Lumiled).

Les PCBs sont assemblés sur une plaque d'aluminium pur, sous laquelle circule de l'eau assurant le refroidissement des LEDs. Dans la configuration initiale, cette plaque était collée à un bloc en alliage d'aluminium, sculpté de manière à laisser circuler l'eau de refroidissement. Cependant, des fuites sont rapidement apparues à l'interface entre la plaque et le bloc, zone critique car située à proximité directe de l'électronique. Pour pallier ce problème, nous avons opté pour une solution plus robuste consistant à souder la plaque et le bloc refroidisseur, ce qui a définitivement éliminé les risques de fuite.

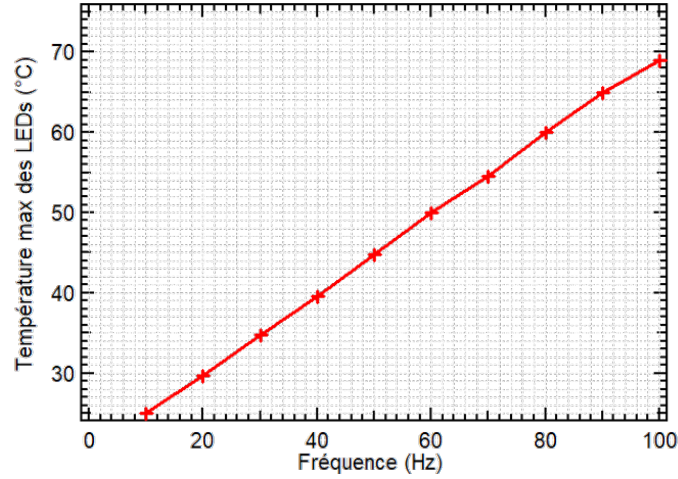
Les deux blocs sont alimentés en série par un unique refroidisseur dont l'eau est maintenue à température ambiante (18 °C). L'objectif est de maintenir l'ensemble des LEDs en dessous de 135 °C en régime nominal, c'est-à-dire lorsqu'elles sont alimentées par un courant continu de 6 A durant des créneaux de 300 μ s à une fréquence de 100 Hz. La limite de 135 °C provient des spécifications constructeur, mais expérimentalement les LEDs Rubix se révèlent nettement plus robustes face à la température.

L'efficacité du refroidissement a été vérifiée expérimentalement à l'aide d'une caméra thermique comme illustré sur la figure 2.3b. Les images obtenues révèlent que la température n'est pas uniforme sur l'ensemble des PCBs. Cette différence s'explique principalement par l'épaisseur variable de la couche de graisse thermique appliquée entre les PCBs en céramique et le bloc en aluminium. Dans le cas présenté, le PCB A_2 , récemment remplacé, possédait une couche de graisse plus épaisse, ce qui explique la température plus faible observée par rapport aux autres cartes.

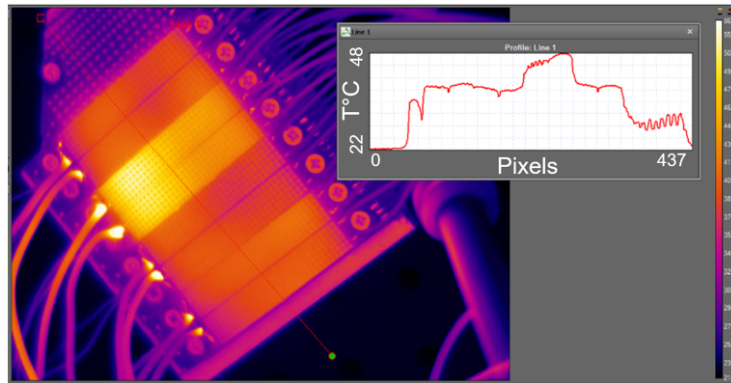
On observe également sur l'image 2.3b que les soudures des fils noirs présentent une élévation thermique notable. Ce phénomène est attendu : chaque fil noir collecte le courant de six fils rouges, soit un total de 36 A, ce qui engendre un échauffement localisé des soudures. Toutefois, celles-ci ont été réalisées par SLICE avec une technologie spécifique, plus robuste que les soudures classiques à l'étain. Elles supportent sans difficulté des températures allant jusqu'à 400 °C et n'ont, à ce jour, posé aucun problème de fiabilité.

À partir des images thermiques, nous avons extrait la température maximale atteinte par les LEDs et tracé son évolution en fonction de la fréquence d'allumage sur la courbe 2.3a. La durée d'allumage est fixée à 300 μ s et le courant à 6 A par LED.

Les résultats montrent que les LEDs peuvent fonctionner à une cadence de 100 Hz sans dépasser 70 °C. Cette caractérisation doit toutefois être répétée à chaque nouvel assemblage d'un panneau, les performances thermiques dépendant directement de l'épaisseur de la couche de graisse thermique appliquée entre les PCBs et le bloc refroidisseur.



(a) Température des LEDs en fonction de la fréquence des LEDs.



(b) Exemple d'une image acquise par la caméra thermique.

FIGURE 2.3 – Caractérisation de la température de fonctionnement des LEDs en fonction de la fréquence de pompe. Le système est opérationnel à 100 Hz. Les LEDs sont alimentées au courant maximal (6 A) durant la durée maximale (300 μ s).

2.2.2 Mise en service des LEDs et résolutions des courts circuits

Du côté des panneaux de LEDs, plusieurs améliorations mécaniques et électroniques ont été apportées en collaboration étroite avec *SLICE*. En effet, les alimentations conçues sur mesure devaient fournir une tension de 250 V pour permettre la circulation d'un courant de 6 A en raison des résistances internes aux alimentations. Cette haute tension a longtemps favorisé les courts-circuits au sein des PCBs où la densité surfacique de LEDs est particulièrement élevée. Tout d'abord, les vis métalliques fixant les PCBs ont été remplacées par des vis en nylon, non conductrices, présentant

une température de fusion supérieure à 200 °C. Leur souplesse permet en outre de réduire le risque de casse des substrats en céramique. Ensuite, un ruban adhésif de type « Kapton », connu pour sa résistance thermo-mécanique et son pouvoir isolant, a été ajouté entre les rangées de fils rouges se chevauchant. Enfin, la graisse thermique utilisée initialement (*Arctic Silver 5*), bien que choisie pour sa conductivité thermique très élevée, a été remplacée par une graisse HTC Electrolube à base de silicone. En effet, la tension de conduction trop faible de la graisse "Silver 5" a provoqué de nombreux courts-circuits entre les pistes des panneaux de LEDs.

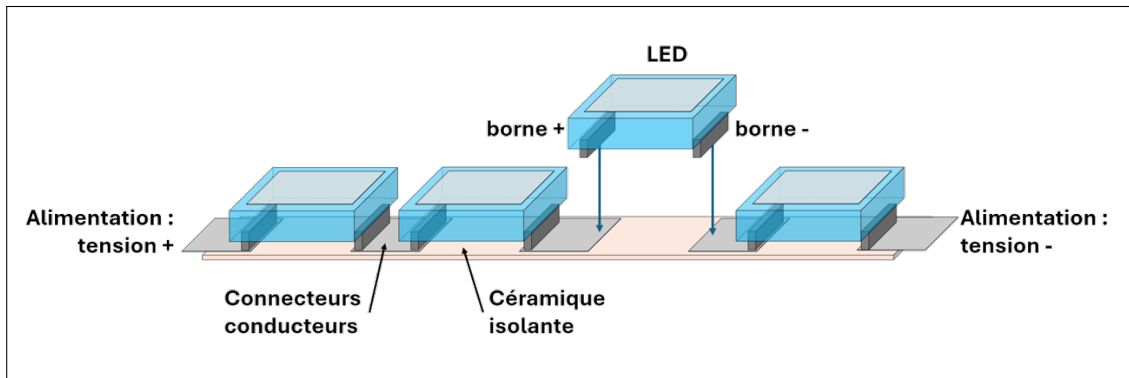


FIGURE 2.4 – Schéma d'une ligne de LEDs assemblées sur le circuit imprimé en céramique. Si une fine couche de graisse thermique électriquement conductrice se dépose sous une LED, elle joint deux connecteurs du circuit imprimé et le courant ne traverse plus la LED ce qui peut mener à l'illustration de la figure 2.5.

Pour bien comprendre comment la graisse thermique peut causer un ou plusieurs courts-circuits, le schéma 2.4 montre l'assemblage des LEDs sur le circuit imprimé. Concrètement, le nettoyage des panneaux de LEDs à l'aide d'un solvant tel que l'acétone dilue la graisse thermique, ce qui la rend plus fluide et favorise son infiltration sous les LEDs, possiblement par capillarité. L'évaporation du solvant laisse alors une fine couche de graisse thermique déposée sur la céramique.

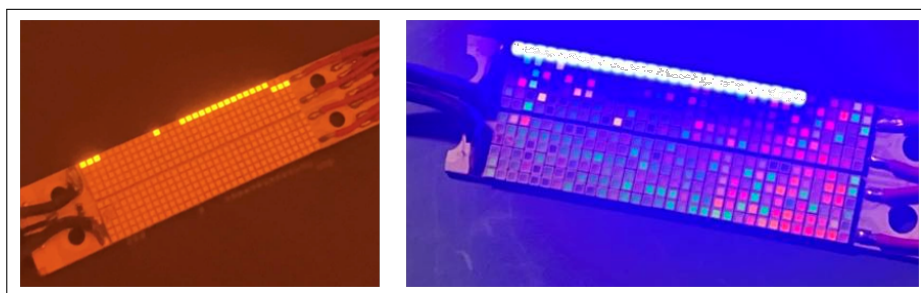


FIGURE 2.5 – Illustration de courts circuits permettant au courant de passer sous certaines LEDs, et de passer d'une ligne de 32 à une autre. L'image de gauche est prise au travers d'un plexiglas protecteur orange.

Le diagnostic de cette défaillance n'a été possible qu'à l'aide d'un montage sur-mesure permettant d'alimenter les lignes de LEDs individuellement et de mesurer précisément la tension à leurs bornes (voir Fig.2.6). Dans ce montage, les voltmètres utilisés présentent une impédance d'entrée de 10 MΩ. On mesure simultanément la tension de sortie de l'alimentation (199,9 V) et la tension aux bornes d'une résistance

de $1\text{ M}\Omega$, placée en série, ce qui permet une mesure précise du courant. En alimentant un fil rouge et un fil noir correspondants, on active ainsi une ligne de 32 LEDs. En régime normal, la tension mesurée aux bornes de la résistance est de $120,5\text{ V}$, ce qui correspond à un courant de $120\text{ }\mu\text{A}$. Cette valeur a été choisie (à travers le choix de la valeur de la résistance de $1\text{ M}\Omega$ en série) car elle est suffisante pour allumer les LEDs en continu et permettre un contrôle visuel, tout en restant non dangereuse, sans risque d'éblouissement ni d'échauffement des LEDs. Par la loi des mailles, la tension aux bornes des LEDs est donc donnée par $199,9 - 120,5 = 79,5\text{ V}$. Cette donnée est utile en tant que contrôle de fonctionnement normal. Chaque ligne de LEDs donne la même mesure. Une mesure différente permet de prévoir une défaillance sur l'assemblage des LEDs et permet donc un contrôle ligne par ligne dès la réception des circuits imprimés réalisés par l'industriel.

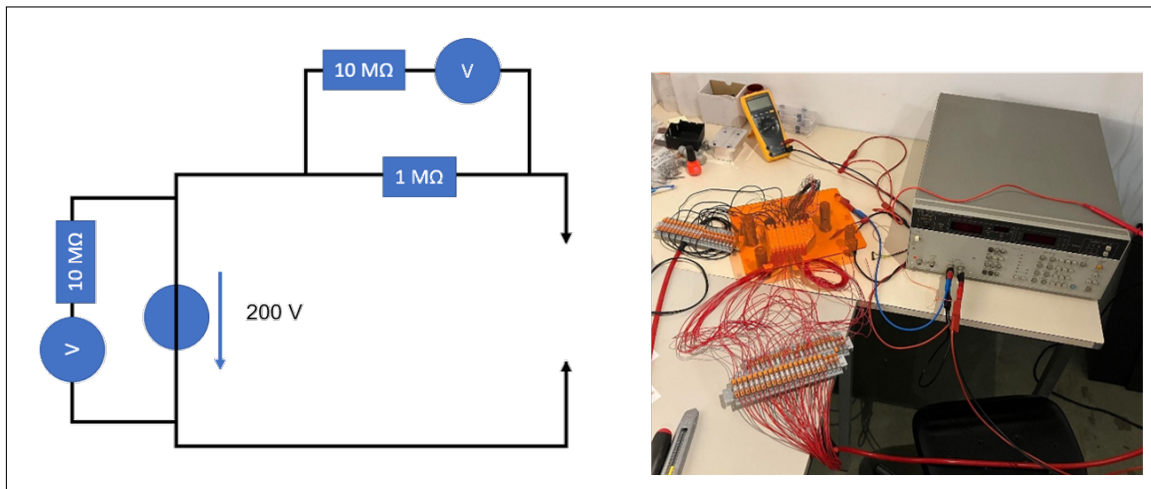


FIGURE 2.6 – Montage électrique permettant d'allumer une à une les lignes de LEDs pour un contrôle visuel, une lecture du courant et de la tension.

Le montage décrit permet également de réaliser un second diagnostic essentiel. En effet, lorsque le circuit est ouvert, une tension d'environ 200 V est présente aux bornes des connecteurs. Il est ainsi possible de soumettre deux fils rouges voisins à cette tension et de vérifier l'absence de courant de fuite, ce qui garantit qu'aucun court-circuit potentiel n'est présent. Ce protocole de test a été appliqué systématiquement à l'ensemble des combinaisons : toutes les paires de fils rouges voisins, toutes les paires de fils noirs voisins, ainsi que toutes les paires croisées fil rouge fil noir.

Dans la pratique, on observe fréquemment un courant de fuite de l'ordre de 20 nA , valeur suffisamment faible pour ne pas être considérée comme un signe de court-circuit. Deux exemples représentatifs de court-circuit effectivement détectés sont présentés en Fig.2.5.

2.2.3 Les alimentations électriques SLICE

La réalisation de la tête T3000 a nécessité le développement d'alimentations électriques sur mesure, capables de fournir un courant continu de 6 A à chacune des 106 lignes de LEDs montées en série. Compte tenu de la tension de polarisation des diodes, il faut appliquer une tension d'environ 140 V pour atteindre ce courant

en régime impulsionnel (100 Hz, impulsions de 300 μ s, soit un rapport cyclique $\mu = 3\%$). La mise au point de ces alimentations, développées avec notre partenaire, s'est révélée particulièrement longue et fastidieuse. Une panne récurrente provoquait en effet le passage inexplicable du régime impulsionnel, normalement commandé par le générateur de basses fréquences (GBF), à un régime continu. Le rapport cyclique basculait alors brutalement de 3 % à 100 %, transformant la puissance crête en puissance moyenne et entraînant des dommages immédiats sur les LEDs (comme l'illustre la figure 2.7).

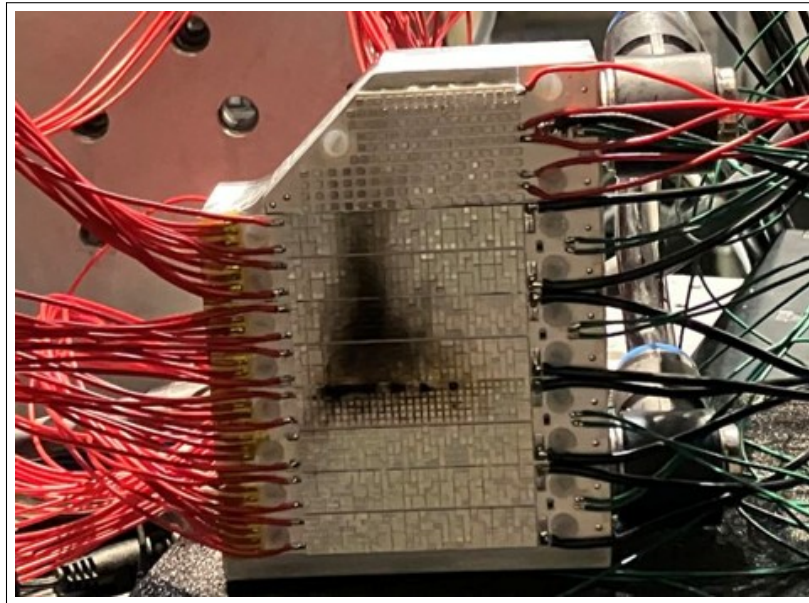


FIGURE 2.7 – Illustration LEDs brûlées après un passage du régime impulsionnel à un régime continu intempestif des alimentations *SLICE*.

Après une longue phase de mise au point, les alimentations ont pu être rendues pleinement opérationnelles grâce à la résolution de trois points critiques :

1. **Résistance interne des alimentations.** Initialement, une résistance interne en série avec les LEDs contraignait la tension d'alimentation à atteindre 250 V pour assurer un courant de 6 A. Une tension aussi élevée accroissait considérablement le risque de courts-circuits et de fuites. En réduisant cette résistance interne à 3 Ω , il est désormais possible de faire circuler 6 A avec une tension de seulement 165 V.
2. **Robustesse des transistors MOS de commutation.** Le fonctionnement impulsionnel repose sur des transistors MOS assurant la commutation du circuit. Lors de la fermeture, le temps de montée du courant est particulièrement rapide ($\sim 5\mu$ s), mais s'accompagne d'un dépassement transitoire qui détruisait les MOS dimensionnés à 6 A. Le remplacement par des MOS plus robustes a permis de supporter ce dépassement. Cette solution a été validée expérimentalement par des tests à 100 Hz, impulsions de 300 μ s, durant deux séquences d'une minute à 165 V (6 A/LED) sans aucune défaillance. Des essais à 1 kHz avec impulsions de 15 μ s ont montré une instabilité de durée (double front de montée, cf. Annexe G.2). En revanche, pour des impulsions de 20 μ s, la durée est stable, avec un temps de montée d'environ 5 μ s (cf. Annexe G.5).

3. **Mise en place d'une sécurité logicielle.** Lorsqu'un MOS se détruit, il devient totalement passant et provoque un régime continu, destructeur pour les LEDs. Une sécurité a donc été intégrée dans le logiciel de pilotage : durant la période d'extinction (T_{off}), un échantillonnage du courant est réalisé 100 μ s après la fin de l'impulsion. Si ce courant n'est pas nul, un relais en amont des MOS ouvre automatiquement le circuit. Une diode verte s'éteint simultanément pour signaler la panne. Des tests au cours desquels nous avons volontairement détruit des MOS ont confirmé le bon fonctionnement de cette protection, et aucune LED n'a été endommagée depuis son implémentation.

Finalement, les alimentations électriques SLICE sont opérationnelles et pilotables pour différents régimes impulsionnels : entre 2 Hz et 1 kHz, entre 20 μ s et 400 μ s, sans toutefois dépasser un rapport cyclique de 3 %. Par rapport à des alimentations de diodes laser quasi-continues, les alimentations SLICE se démarquent par leur temps de montée très rapide de 5 μ s pour atteindre le courant maximal de 6 A/LED. Cette caractéristique est essentielle pour le pompage de cristaux à temps de vie courts et sensibles à la température, comme c'est le cas du Ti:saphir. La tête de pompage complète avec un cristal de Ce:LuAG a fait ses preuves en pompant un cristal de Nd:verre en 2025 [81].

2.2.4 Les alimentations électriques Northrop Grumman

Finalement, la mise en service fonctionnelle des alimentations SLICE a coïncidé avec l'aboutissement d'une solution alternative. En effet, des alimentations de diodes laser NORTHROP GRUMMAN, généreusement prêtées par le CEA, ont été retenues pour la suite de nos expériences.

Chaque panneau de LEDs est alimenté par une alimentation continue TDK-LAMBDA (11 A, 300 V) associée à deux découpeurs (Northrop Grumman laser controller ED2P-ADA-1010). La tête T3000, composée de deux panneaux, nécessite donc au total deux TDK-LAMBDA et quatre découpeurs. L'alimentation continue fournit la tension et la puissance moyenne aux découpeurs, lesquels ont pour rôle de stocker l'énergie dans des capacités électriques puis de la restituer sous forme d'impulsions calibrées.

Les découpeurs sont pilotés en courant et adaptent automatiquement la tension appliquée afin d'atteindre le courant de consigne, sans toutefois pouvoir excéder la tension délivrée par l'alimentation TDK-LAMBDA. Sur un panneau, le premier découpeur alimente les PCBs A_0 , A_1 et A_2 soit 29 lignes de LEDs en parallèle, et doit donc fournir un courant total de 174 A. Le second découpeur alimente les PCBs restants (A_3 et A_4), soit 24 lignes de LEDs, et délivre un courant de 144 A.

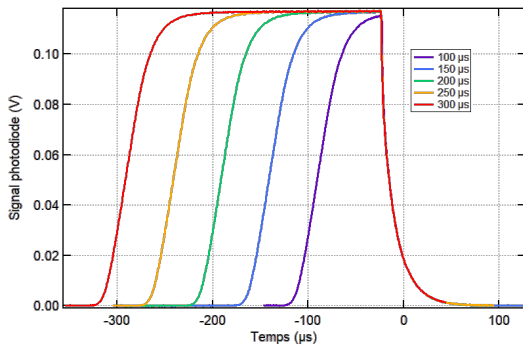
L'avantage de cette architecture est que toutes les lignes de LEDs alimentées par un même découpeur reçoivent simultanément la même tension, ce qui élimine le risque de déséquilibre de tension et donc de court-circuit entre lignes voisines. Idéalement, un découpeur unique par panneau aurait permis une configuration plus simple, mais sa capacité était insuffisante pour alimenter l'ensemble des lignes. L'utilisation de deux découpeurs par panneau représente donc un compromis satisfaisant entre robustesse et faisabilité technique.

Dans toute la suite nous travaillons avec les alimentations Northrop Grumman.

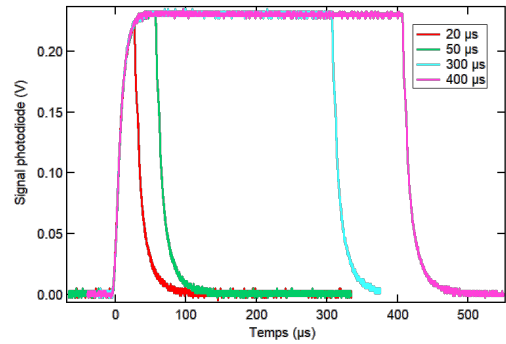
2.2.5 Caractérisation temporelle des LEDs avec les alimentations Northrop Grumman

Nous avons caractérisé la réponse temporelle des LEDs alimentées par les alimentations Northrop Grumman, en faisant varier la durée d'impulsion et la consigne de courant, ainsi que la fréquence de répétition. Les signaux sont acquis sur oscilloscope par une photodiode petite surface à réponse rapide.

Effet de la durée d'impulsion. À 20 Hz et 1 A/LED, pour des durées d'impulsion de 100, 150, 200, 250 et 300 μs , le temps de montée (mesuré à 63 %) reste constant sur la figure 2.8a, $\tau_{\text{rise}} = 46,8 \mu\text{s}$, de même que le temps de descente, $\tau_{\text{fall}} = 3,6 \mu\text{s}$. Comme attendu, la réponse temporelle des LEDs est indépendante de la durée du créneau (voir Fig.2.8).



(a) Courant de 1 A, signal moyenné sur 16 acquisition. Temps de montée 46,8 μs , temps de descente 3,6 μs .



(b) Courant de 6 A, acquisition single shot. Temps de montée 11,4 μs , temps de descente 10,0 μs .

FIGURE 2.8 – Mesures des signaux temporels émis par les LEDs en fonction de la durée d'impulsion.

Dépendance vis-à-vis de la consigne de courant. Le temps de montée à 63 % (critère usuel de type constante de temps) dépend de la consigne de courant : une consigne plus élevée impose à l'électronique d'adapter la tension plus fortement, ce qui réduit le temps de polarisation effectif des diodes. Sur la Fig. 2.8b, on mesure typiquement $\tau_{\text{rise}} = 11,4 \mu\text{s}$ et $\tau_{\text{fall}} = 10,0 \mu\text{s}$ à courant élevé. En pratique, en régime nominal (6 A/LED, 300 μs), les temps de montée/descente sont négligeables vis-à-vis de la fenêtre d'émission utile pour la plupart de nos applications. Pour des bilans énergétiques fins (*e.g.*, couplage LED $\rightarrow$ laser), on pourra toutefois corriger l'aire sous le créneau à l'aide de ces constantes de temps.

Indépendance vis-à-vis de la fréquence. La Fig.2.9 montre que, à courant fixé, la fréquence ne déforme pas le palier lumineux : à 1 A/LED et 100 μs , les formes d'onde à 20 Hz et 100 Hz se superposent. De même, en régime nominal (6 A/LED, 300 μs), les chronogrammes à 50 Hz et 100 Hz se confondent.

Synthèse. Ces mesures confirment (i) l'indépendance des temps de commutation vis-à-vis de la durée d'impulsion, (ii) la réduction du temps de montée lorsque la consigne de courant augmente, et (iii) l'absence d'effet de la fréquence (dans la

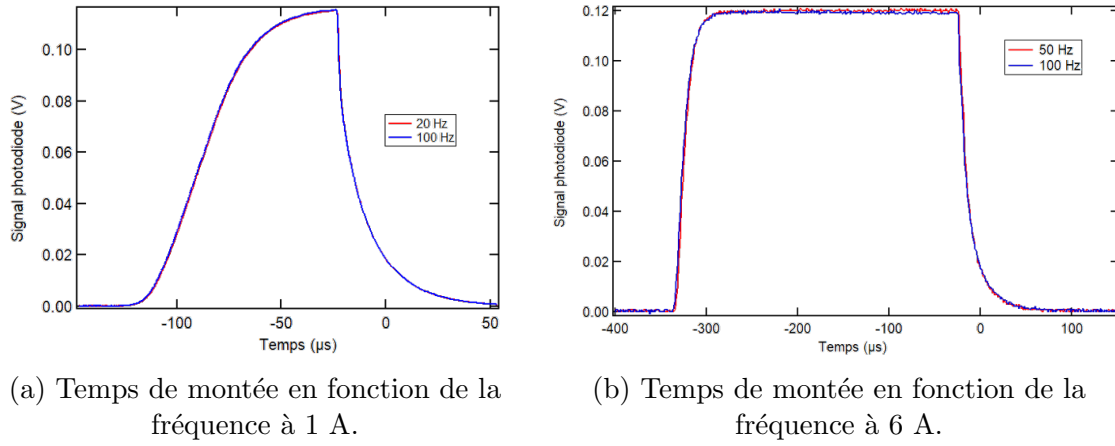


FIGURE 2.9 – Signaux temporels des LEDs en fonction de la fréquence d'alumage.

gamme étudiée) sur la fidélité du créneau. En conséquence, le choix 6 A/LED, 300 μs, 50–100 Hz assure un fonctionnement où les transitoires sont marginaux.

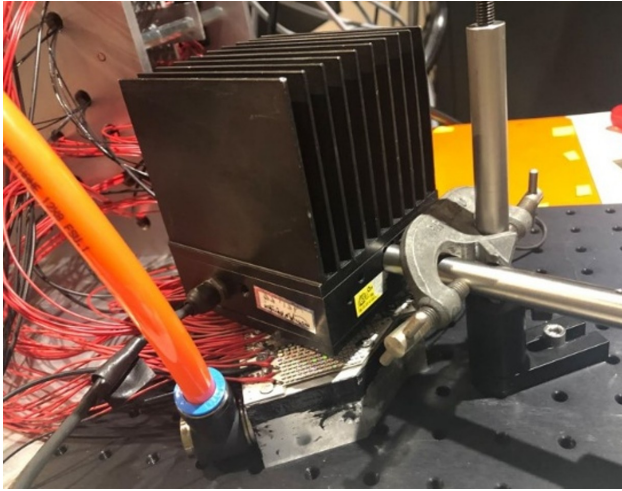
2.2.6 Caractérisation de la puissance optique des LEDs en fonction du courant

Après avoir validé le fonctionnement nominal des panneaux de LEDs ainsi que de leurs alimentations, nous avons entrepris la caractérisation principale nécessaire aux expériences à venir : l'établissement des courbes de puissance optique émise par une LED en fonction du courant qui la traverse.

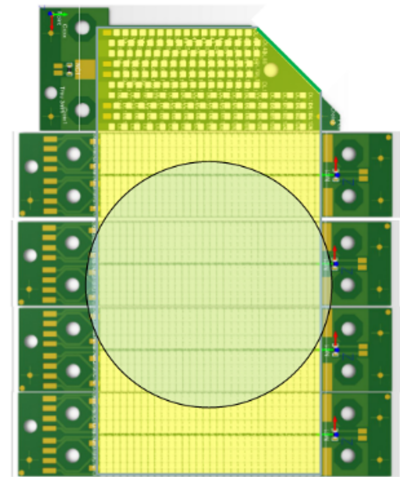
La mesure de la puissance lumineuse a été réalisée à l'aide d'un puissance-mètre positionné directement au-dessus des PCBs (cf. Fig.2.10a). En tant qu'opérateur, nous pilotons le courant appliqué aux LEDs via les alimentations, et relevons la puissance mesurée en sortie. Dans le cas des PCBs rectangulaires, on dénombre $8 \times 6 \times 32$ LEDs, réparties sur une surface active de $50 \times 77 \text{ mm}^2$, soit une densité de 0,4 LED/mm².

La surface commune au détecteur et aux LEDs est de 2299 mm² (voir Fig.2.10b). En appliquant la densité obtenue ci-dessus, on estime que la puissance mesurée correspond à l'émission de 919,5 LEDs placées sous le détecteur. Il est important de noter que le détecteur est sensible à la puissance moyennée sur sa surface et moyennée dans le temps. Les mesures ayant été effectuées à 20 Hz avec des impulsions de 100 μs, nous avons corrigé les données brutes en tenant compte du rapport cyclique, $\mu = 0,2 \%$. Ce rapport cyclique, inférieur à celui du régime nominal, a été choisi pour rester dans la gamme de puissance moyenne optimale pour le détecteur.

Les courbes ainsi obtenues, représentant la puissance optique émise par LED en fonction du courant injecté, sont présentées sur la figure 2.11. Chaque courbe correspond à une série de mesures sur un panneau de LEDs différent. L'un d'eux a été poussé jusqu'à un courant de 7 A/LED. Le décalage entre les deux courbes donne une information sur l'incertitude de mesure.



(a) Le puissance mètre est placé juste au dessus du panneau de LEDs.



(b) L'aire du capteur de puissance est représentée au dessus du panneau de LEDs à l'échelle.

FIGURE 2.10 – Montage expérimental pour la mesure moyenne de la puissance d'une LED.

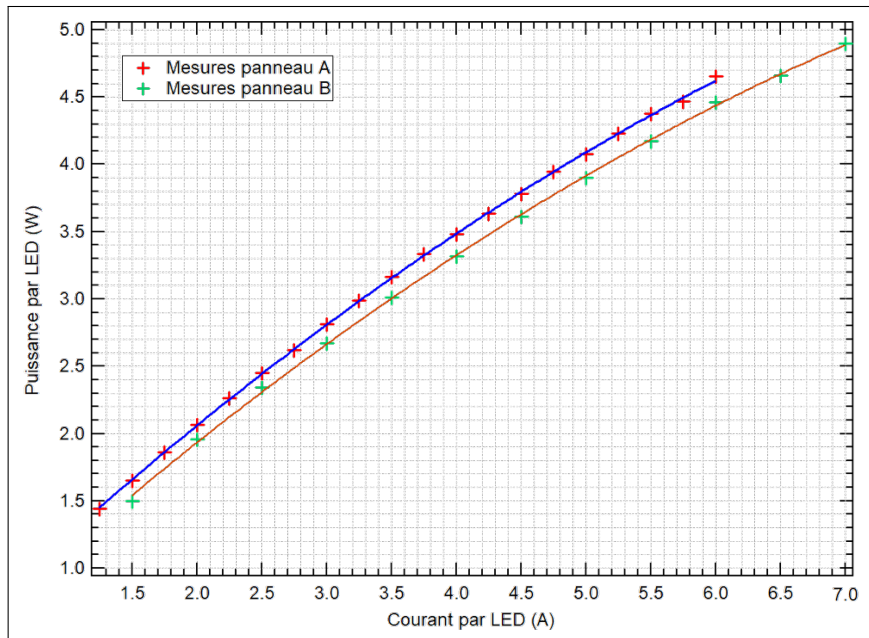


FIGURE 2.11 – Puissance crête d'une LED en fonction du courant. Chaque courbe correspond à une série de mesures sur un panneau de LEDs différent. L'ajustement bleu représente la fonction $P = -0,036I^2 + 0,93I + 0,34$ et l'ajustement brun représente la fonction $P = -0,035I^2 + 0,91I + 0,26$

2.2.7 Caractérisation courant–tension des LEDs

La dernière caractérisation réalisée concerne la courbe courant–tension $I(U)$ des LEDs. Pour cela, nous avons utilisé des alimentations LASELEC, prêtées par le LULI via Loïc Meignen, spécifiquement pour cette campagne de mesures. Ces alimentations fonctionnent sur un principe analogue à celui des alimentations NORTHROP GRUMMAN, mais présentent l’avantage d’afficher simultanément la tension appliquée et le courant délivré. La courbe est présentée sur la figure 2.12.

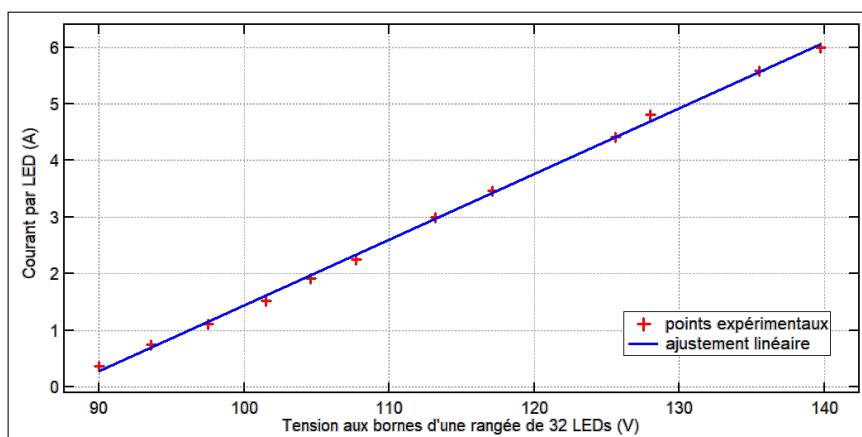


FIGURE 2.12 – Caractéristique courant-tension des panneaux de LEDs Rubix implémentés dans la T3000. Fonctionnement à 10 Hz et 300 μ s. L’ajustement linéaire donne $I = aU + b$ avec $a = 0,116 \pm 0,001$ A/V et $b = -10,2 \pm 0,2$ A

L’ajustement par régression linéaire des données $I(U)$ fournit une tension de polarisation extrapolée (pour $I = 0$) de $U_{\text{pol}} = 88,0 \pm 1,7$ V, l’incertitude ayant été évaluée à l’aide de la formule de propagation des incertitudes¹. Cette valeur diffère de celle obtenue précédemment avec le montage spécifique de la figure 2.6 (79,5 V). Cet écart peut s’expliquer par deux facteurs principaux : premièrement, les mesures ont été réalisées sur des PCBs différents. Deuxièmement, la relation $I(U)$ n’est plus strictement linéaire au voisinage de la tension de polarisation où se trouvait le premier montage, contrairement au second.

En conséquence, nous retenons comme valeur de référence la tension de polarisation expérimentale de 79,5 V, issue du premier protocole de mesure, plus précis et moins sujet aux biais instrumentaux. Néanmoins, la courbe $I(U)$ obtenue avec les alimentations LASELEC demeure pertinente, en particulier pour explorer le comportement des LEDs sous forts courants et valider la linéarité de la zone de fonctionnement.

1. Dans le cas où les différentes variables x_i d’une fonction f sont indépendantes, on peut utiliser la formule de propagation des incertitudes suivante :

$$(\sigma_f)^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2$$

2.3 Augmentation du rendement du concentrateur luminescent

Le troisième et dernier levier pour une montée en puissance des têtes de pompes par LEDs est le concentrateur luminescent. Sur la T2000, il est composé de deux parallélépipèdes² rectangles collés pour n'en former qu'un de $200 \times 14 \times 1 \text{ mm}^3$. Dans cette partie, nous allons d'abord rappeler le fonctionnement théorique des concentrateurs luminescent appliqué à cette forme classique. Puis nous démontrerons qu'une géométrie novatrice avec une face de sortie taillée à 45° permet d'augmenter le rendement optique des concentrateurs. Enfin, nous étudierons par l'expérience et la modélisation le comportement de ces nouveaux concentrateurs utilisés dans la T3000.

2.3.1 Introduction au concentrateur luminescent, cas du parallélépipède rectangle

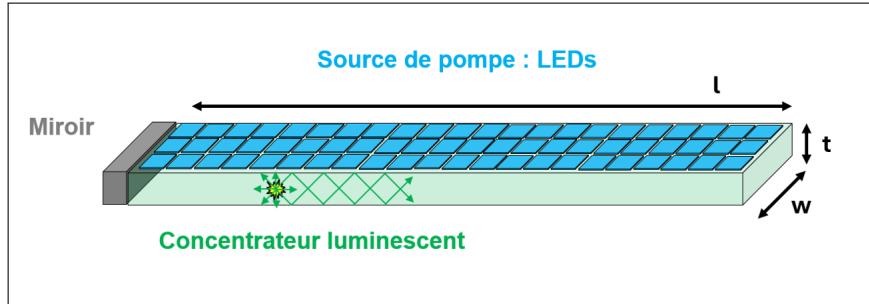


FIGURE 2.13 – Schéma d'un concentrateur "droit" (parallélépipède rectangle). Dans la configuration représentée un miroir est placé à l'opposé de la face de sortie pour collecter 2 cônes.

La définition générale d'un concentrateur luminescent est un système qui permet d'augmenter la puissance surfacique d'une source de pompage. Commençons par étudier le cas simple d'un parallélépipède rectangle de Ce:YAG de dimensions $l \times w \times t$ schématisé sur la figure 2.13. Les grandes faces de surface $w \times l$ jouent le rôle de faces de pompage, utilisées pour collecter la plus grande puissance de pompe possible pour exciter optiquement les luminophores. Ces derniers, constitués d'ions Cr^{3+} , absorbent la lumière de pompage et la réémettent par émission spontanée de manière isotrope.

Nous nous intéressons à la collecte de la lumière émise par la face de droite se surface $w \times t$, que nous désignerons dans la suite comme *face de sortie*. La transmission d'un rayon lumineux à travers cette interface n'est possible que si l'angle d'incidence est inférieur à l'angle limite de réflexion totale interne (RTI) défini par la loi de Snell-Descartes :

$$\theta_{\text{RTI}} = \arcsin\left(\frac{n_{\text{air}}}{n}\right), \quad (2.1)$$

où $n = 1,83$ correspond à l'indice de réfraction du Ce:YAG et $n_{\text{air}} = 1$ à celui de l'air.

2. l'haplogologie de "parallélépipède" est volontairement proposée

Ainsi, pour une émission isotrope dans un milieu d'indice n , seuls les rayons tels que $\theta < \theta_{\text{RTI}}$ peuvent quitter le concentrateur. L'ensemble de ces rayons définit le *cône de sortie* associé à la face de sortie, dont l'angle au sommet est θ_{RTI} . Tous les rayons situés hors de ce cône sont réfléchis par réflexions totales internes sur l'interface, qui agit alors comme un miroir parfait.

Il est équivalent et plus commode, pour la suite de l'analyse, de considérer directement le cône de transmission d'une interface, c'est-à-dire l'ensemble des rayons dont l'angle d'incidence est inférieur à θ_{RTI} . L'angle solide $\Omega(\theta)$ de ce cône de transmission s'exprime :

$$\begin{aligned} d\Omega &= 2\pi \sin(\theta) d\theta \\ \Omega &= \int_0^{\theta_{\text{RTI}}} d\theta \\ \Omega &= 2\pi (1 - \cos \theta_{\text{RTI}}) . \end{aligned} \quad (2.2)$$

Les six cônes de sortie correspondant aux six faces du parallélépipède peuvent être représentés soit en trois dimensions, soit projetés sur un planisphère (voir Fig. 2.14). Sur un planisphère, la projection qui permet de passer d'une réalité 3D à une représentation 2D déforme visuellement les bases des cônes circulaires. On obtient ces planisphères grâce aux formules permettant de transformer les coordonnées sphériques en coordonnées cartésiennes :

$$\begin{cases} x = \cos(\text{latitude}) \cos(\text{longitude}) \\ y = \cos(\text{latitude}) \sin(\text{longitude}) \\ z = \sin(\text{latitude}) \end{cases} \quad (2.3)$$

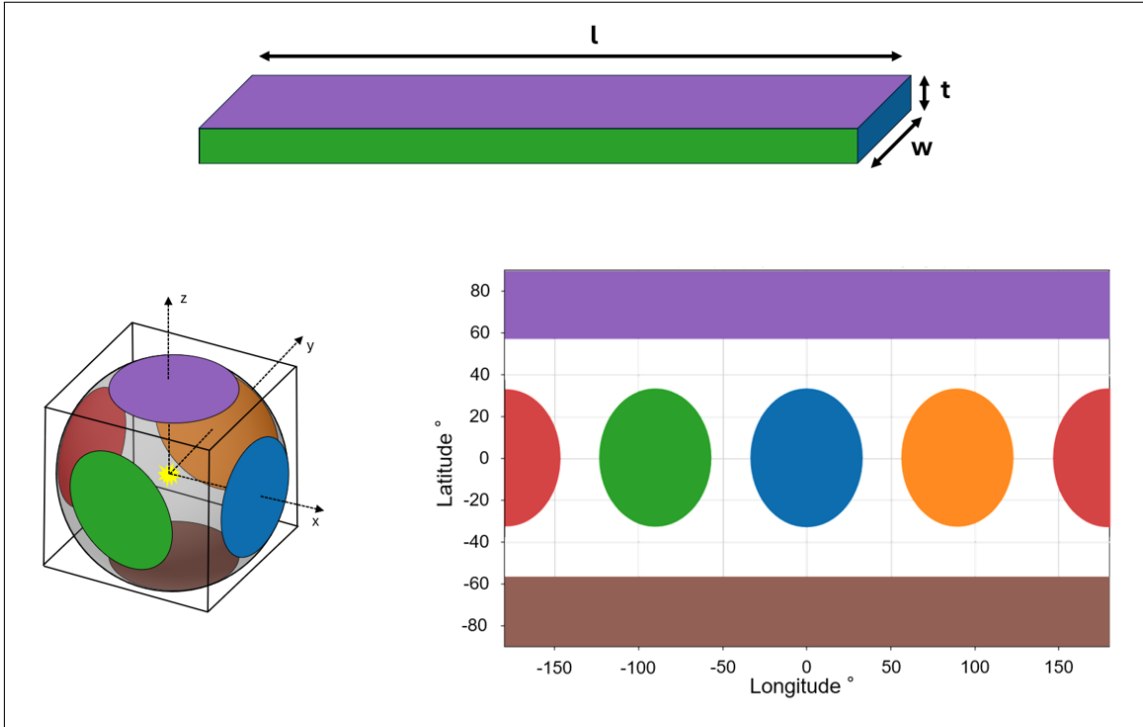


FIGURE 2.14 – Les 6 cônes de sortie du concentrateur sont représentés : à gauche sur une sphère en 3D, à droite en 2D sur un planisphère.

Dans le cas du Ce:YAG dans l'air, les cônes de transmission ne se recouvrent pas comme on le voit clairement sur le planisphère de la figure 2.14. Il en résulte qu'un rayon appartenant au cône de transmission d'une face est réfléchi par réflexions totales internes sur toutes les autres faces du parallélépipède.

Deux conséquences en découlent :

- Un rayon appartenant à l'un des cônes de transmission reste confiné dans ce cône par réflexions successives et finit par quitter la structure par la face concernée.
- A l'inverse, un rayon n'appartenant à aucun cône de transmission demeure piégé dans la structure du concentrateur jusqu'à dissipation totale (pertes linéiques).

On peut ainsi affirmer que la structure conserve les cônes de transmission, ce qui autorise une description purement angulaire pour interpréter le fonctionnement du dispositif.

Comme l'émission spontanée des ions Cr^{3+} du Ce:YAG est isotrope, les différents cônes de transmission contiennent la même puissance. Chaque face du concentrateur émet alors une même puissance donnée par :

$$P_{\text{face}} = P_{\text{totale}} \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (2.4)$$

où Ω désigne l'angle solide d'un cône de transmission et P_{totale} la puissance totale émise par le concentrateur. Mais chaque face n'a pas la même surface. L'émittance E (puissance surfacique) émise par une face de surface S s'écrit alors :

$$E = \frac{P_{\text{totale}}}{S} \frac{\Omega}{4\pi}. \quad (2.5)$$

Ainsi, pour maximiser l'émittance, il convient de choisir la face de sortie présentant la plus petite surface. Dans le cas du parallélépipède étudié, il s'agit de la face de surface $S = w \times t$. À P_{totale} fixée, l'émittance peut donc être ajustée à façon en adaptant la géométrie du concentrateur, puisque celle-ci est inversement proportionnelle à la surface de sortie.

Considérons à présent un concentrateur pompé de manière homogène sur l'une de ses grandes faces par un éclairage E_{pompe} . En supposant que l'intégralité de la puissance incidente de pompe est absorbée, et en notant η_r le ratio nombre de photons émis / nombre de photons absorbés par les ions de Cr^{3+} , on obtient :

$$P_{\text{totale}} = \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda} P_{\text{pompe}}, \quad (2.6)$$

où λ_p désigne la longueur d'onde de pompe, λ la longueur d'onde émise, et P_{pompe} la puissance incidente injectée dans le concentrateur.

Sur la petite face de sortie, l'émittance s'écrit :

$$E_{\text{sortie}} = \frac{P_{\text{totale}}}{w t} \frac{\Omega}{4\pi} = \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda} \frac{P_{\text{pompe}}}{w t} \frac{\Omega}{4\pi}. \quad (2.7)$$

En comparant l'émittance de sortie à l'émittance de pompe, on obtient le rapport :

$$\frac{E_{\text{sortie}}}{E_{\text{pompe}}} = \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{l}{t}. \quad (2.8)$$

Ainsi, en ajustant le rapport géométrique l/t , c'est-à-dire le facteur de forme du concentrateur, il est possible d'obtenir une émittance de sortie supérieure à celle de la pompe. Ce phénomène est à l'origine de l'*effet concentrateur*.

On définit le rendement optique du concentrateur comme le rapport de la puissance de sortie sur la puissance de pompe :

$$\rho = \frac{P_{\text{sortie}}}{P_{\text{pompe}}} \quad (2.9)$$

Le rendement est limité en premier lieu par la faible proportion des rayons qui accèdent à la face de sortie $\frac{\Omega}{4\pi} \approx 8\%$ ³. Les sections suivantes montrent comment augmenter le rendement d'un concentrateur luminescent, en considérant que la puissance de pompe est fixée.

2.3.2 Augmenter la puissance collectée grâce à un miroir sur la face opposée

En ajoutant un miroir sur la face opposée à la face de sortie, il est possible d'imager le cône de cette face pour qu'il se superpose au cône de sortie (voir Fig. 2.15). Pour une sortie dans l'air, la puissance collectée est doublée si l'on néglige les pertes.

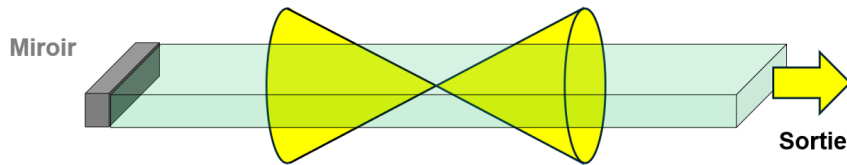


FIGURE 2.15 – Schéma d'un concentrateur avec un miroir sur la face opposée à la face de sortie. 2 cônes sont alors collectés.

2.3.3 Augmenter la puissance collectée grâce à l'indice du milieu de sortie

Nous nous plaçons dans le cas sans miroir.

Le cône de la face choisie comme face de sortie (la face bleue dans notre exemple de la figure 2.14) contient la puissance utile du concentrateur. L'angle d'ouverture du cône (défini entre la hauteur⁴ et une génératrice du cône) augmente d'autant plus que le dioptré de sortie sépare deux milieux d'indice optique proche. Ainsi, si nous collons le milieu laser (Ti :saphir, Cr :LiSAF, alexandrite) avec une colle d'indice $n = 1,5$, l'angle de réflexion totale interne sur cette face devient $\theta_{\text{RTI}} = 48,5^\circ$ au lieu de 33° dans l'air. Ainsi, on obtient le planisphère de la figure 2.16

3. L'application numérique est réalisée dans le cas du Ce:YAG.

4. On appelle hauteur du cône de révolution, le segment perpendiculaire à la base issu du sommet.

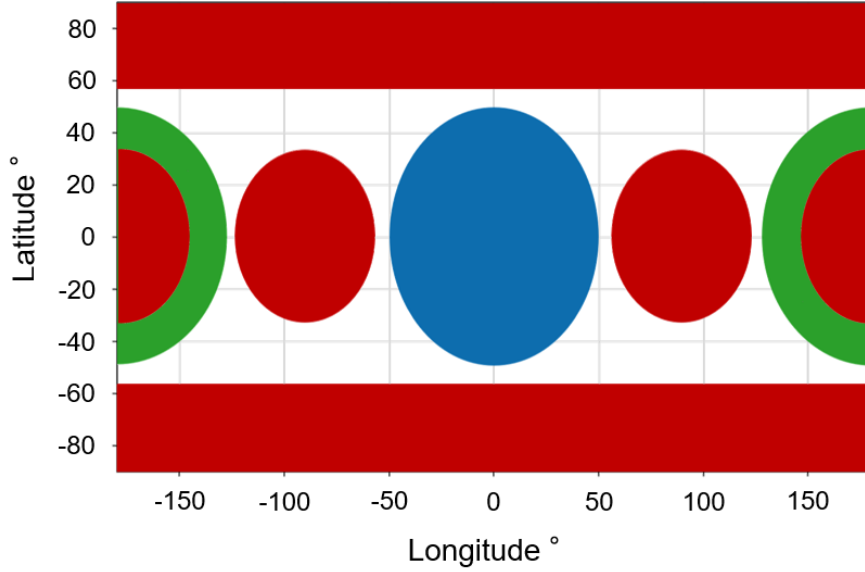


FIGURE 2.16 – Les 6 cônes de sortie du concentrateur sont représentés dans le cas où la face de sortie (en bleue) est au contact d'un milieu d'indice $n = 1,5$. Les autres faces sont dans l'air. Le cercle vert est l'image du cône de sortie sur la face opposée.

En négligeant toutes les sources de pertes, la nouvelle puissance collectée est celle du cône de sortie élargi à $\theta_{\text{RTI}} = 48,5^\circ$, à laquelle s'ajoute la puissance comprise dans la couronne verte de la figure 2.16. En effet, ces rayons entre $\theta = 33^\circ$ et $\theta = 48,5^\circ$ sont en réflexion totale interne sur la face opposée (dans l'air) et s'imaginent dans le cône de sortie élargi. Dans cette configuration :

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{colle}}}{P_{\text{sans colle}}} &= \frac{\Omega(\text{colle}) + \Omega(\text{couronne})}{\Omega(\text{air})} \\ &\approx \frac{2(1 - \cos(48,5)) - (1 - \cos(33))}{1 - \cos(33)} \\ &\approx 3,18 \end{aligned} \quad (2.10)$$

Si l'on ajoute un miroir arrière alors on récupère les rayons de la face opposée d'angle θ compris entre 0° et 33° et dans ce cas

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{colle}} + \text{miroir}}{P_{\text{colle}}} &= \frac{2\Omega(\text{colle})}{\Omega(\text{colle}) + \Omega(\text{couronne})} \\ &\approx 1,31 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dans une configuration où la face de sortie est dans un milieu d'indice $n = 1,5$, l'ajout d'un miroir sur la face opposée n'augmente la puissance collectée que d'un facteur 1,31. Ce résultat est contre-intuitif par rapport à une sortie dans l'air car on aurait pu s'attendre à un facteur 2 en rajoutant un miroir à l'arrière sans penser à la couronne.

Les principes de base du concentrateur luminescent ont été posés dans le cas simpliste d'un parallélépipède rectangle parfait et sans pertes. Nous allons désormais étudier en détail le concentrateur luminescent de la T3000.

2.3.4 Concentrateur "en arête" : collecter 4 cônes grâce à une face de sortie à 45°

Le nouveau concentrateur présente une plus grande surface de pompage afin de collecter une plus grande puissance de pompe, et est monolithique afin de supprimer les pertes qui étaient liées au joint de colle dans le concentrateur assemblé de la T2000. Mais l'idée principale et novatrice du concentrateur luminescent de la T3000 est de collecter 4 cônes grâce à une face de sortie à 45° . La face de sortie est obtenue en chanfreinant une arête de longueur t sur un parallélépipède rectangle, d'où le nom de sortie "en arête".

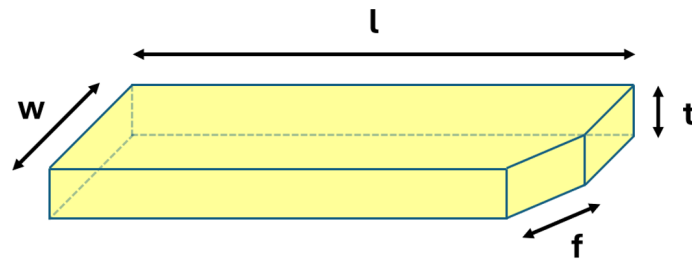


FIGURE 2.17 – Représentation de 3/4 d'un concentrateur luminescent en arête avec ses dimensions l , w , t , et f .

Le schéma du concentrateur en arête est donné sur la figure 2.18. Le cône de sortie (en bleu) est toujours orienté selon la normale à la face de sortie. En se réfléchissant sur les faces latérales du concentrateur, les rayons du cône s'imaginent en 3 autres cônes (en vert) avant de reformer le cône initial. Si les faces latérales sont dépourvues de miroirs, la lumière contenue dans les cônes rouges peut s'y échapper. Cette fois, le planisphère révèle un recouvrement entre les rayons d'intérêt (cercles bleu et verts) et les cônes de fuite des faces latérales. Pour cette raison, un concentrateur luminescent en arête sera toujours encadré de miroirs sur ses faces latérales.

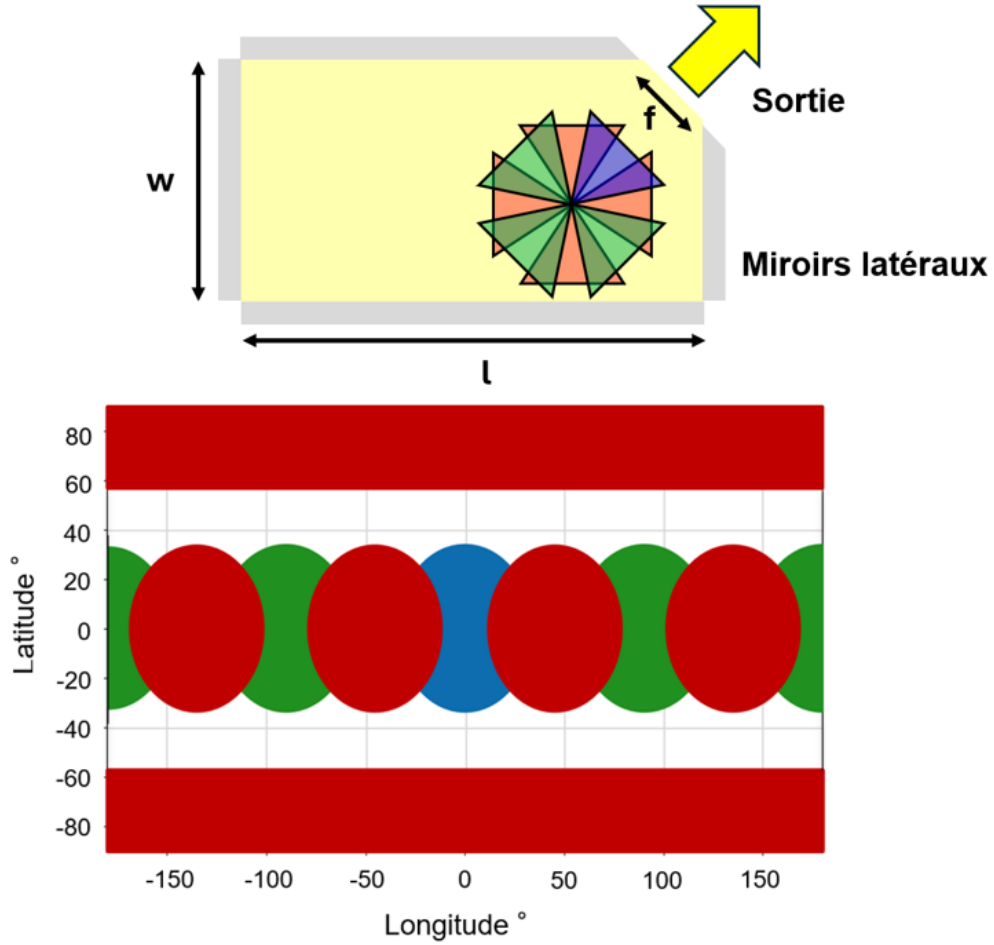


FIGURE 2.18 – En haut : schéma d'un concentrateur en arête. Les trois cônes verts s'imagent sur le cône de sortie bleu. Ces quatre cônes se chevauchent avec les cônes (en rouge) de sortie des faces latérales créant des fuites. Les miroirs latéraux permettent de conserver cette lumière dans le concentrateur (équivalent à supprimer les cônes rouges).

En bas : planisphère correspondant du concentrateur en arête, en conservant le même code couleur.

En théorie, le concentrateur en arête permet d'extraire 4 cônes, soit deux fois plus de lumière que pour un concentrateur droit avec un miroir arrière. Si l'on note ρ le rendement optique d'un concentrateur luminescent, alors en première approche

$$\rho = \frac{P_{\text{sortie concentrateur}}}{P_{\text{LEDs}}} \quad (2.12)$$

$$= 2 \times \rho_{\text{droit avec miroir}} \quad (2.13)$$

Cette première considération a amené à réaliser la T3000 avec cette géométrie de concentrateur novatrice. Le potentiel des concentrateurs en arête nous motive à approfondir leur analyse dans la partie suivante.

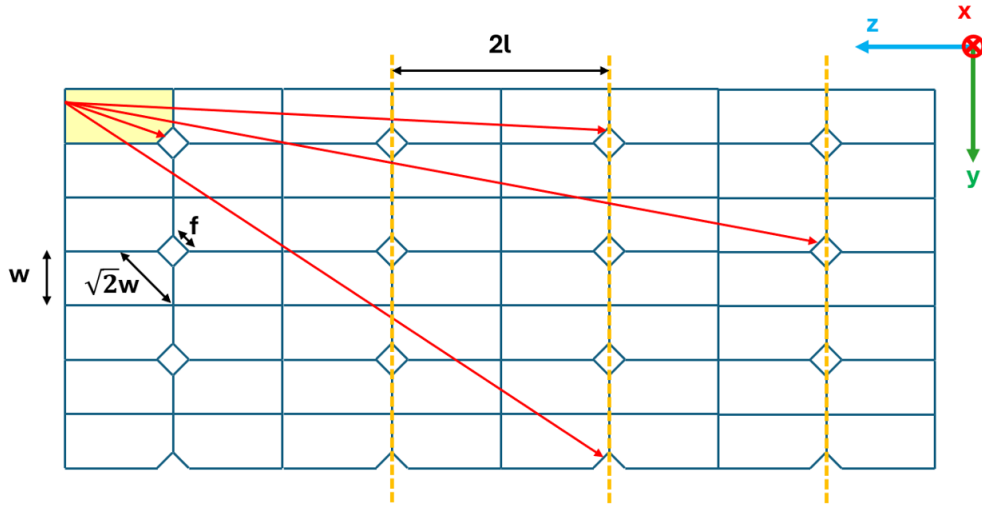


FIGURE 2.19 – Dépliement du concentrateur en arête pour mieux comprendre le trajet des rayons. Le repère (x,y,z) aide le lecteur à faire le lien avec la figure 2.20.

2.4 Étude approfondie du concentrateur en arête dans la perspective de la montée en puissance

2.4.1 Calcul de la distance moyenne de propagation dans un concentrateur en arête

L'objectif désormais est de modéliser le concentrateur en arête afin de prédire la puissance en sortie et le rendement optique. Nous allons devoir introduire les différentes sources de pertes, et notamment les pertes linéiques par réabsorption et diffusion. Nous allons donc dans un premier temps avoir besoin de la distance moyenne de propagation dans le Ce:YAG avant de rencontrer la sortie.

Lorsqu'un rayon rencontre une autre face que celle de sortie, il se réfléchit soit par réflexion totale interne soit sur l'un des miroirs latéraux. Tout se passe comme si le rayon poursuivait sa route en ligne droite dans un concentrateur image du premier à travers la face de réflexion comme sur la figure 2.19.

Approche probabiliste. On cherche à exprimer la distance moyenne que parcourt un rayon lumineux avant d'atteindre la face de sortie, moyennée sur tous les points de départ possibles dans le volume et moyennée sur tous les angles d'émission de ce luminophore. Le problème étant trop complexe à résoudre de manière déterministe, nous adoptons une approche probabiliste. Nous appelons *grille de sortie* la surface infinie générée par le dépliement des faces $w \times t$ dotées d'une sortie. Deux grilles successives sont représentées sur la figure 2.19 en pointillés oranges, et sont séparées par la distance $2l$. Nous appelons *grille de sortie apparente* pour un couple d'angles (θ, φ) , la grille de sortie vue par l'ensemble des rayons parallèles d'angles (θ, φ) . La grille apparente est la projection de la grille de sortie sur le plan orthogonal aux rayons d'angles (θ, φ) . Ces angles sont définis sur la figure 2.20 avec $0 \leq \theta < \theta_{\text{RTI}}$, et $-180^\circ < \varphi \leq 180^\circ$ et permettent de balayer l'ensemble du cône de sortie, dont la hauteur (en pointillés blancs sur la figure 2.20) est normale à la face de sortie " $f \times t$ ".

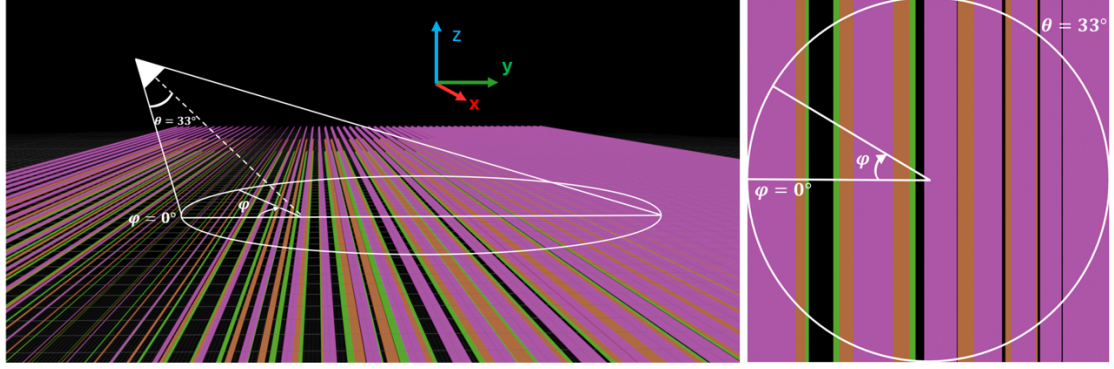


FIGURE 2.20 – A gauche : vue 3D d'un cône de sortie pour $\theta_{\text{RTI}} = 33^\circ$. 3 grilles de sorties successives sont représentées à l'échelle. Les faces de sorties dépliées sont représentées en rose pour la première grille, en orange pour la seconde, et en vert pour la troisième. A droite : même modélisation vue depuis le sommet du cône. Le repère (x,y,z) aide le lecteur à faire le lien avec la figure 2.19

Exprimons dans un premier temps la distance $r(\theta, \varphi)$ qui sépare deux grilles successives pour les rayons d'angles (θ, φ) . En plaçant le sommet du cône sur une grille k , on cherche à exprimer la distance $r(\theta, \varphi)$ qui sépare le sommet du cône à n'importe quel point de l'ellipse formée par l'intersection du cône avec la grille $k + 1$ (voir illustration 2.21). C'est une formule connue de géométrie concernant les coniques (ensemble des courbes issues de l'intersection d'un cône avec un plan). Pour θ et φ définis précédemment, h la distance le long de la hauteur entre le sommet et le plan, et α l'angle entre la hauteur du cône et le plan,

$$r(\theta, \varphi, \alpha) = \frac{h \times \sin(\alpha)}{\sin(\alpha)\cos(\theta) + \cos(\alpha)\sin(\theta)\cos(\varphi)} \quad (2.14)$$

Dans notre cas $h = 2\sqrt{2}l$ et $\alpha = 45^\circ$, donc

$$r(\theta, \varphi) = \frac{2\sqrt{2}l}{\cos(\theta) + \sin(\theta)\cos(\varphi)} \quad (2.15)$$

Nous nous restreindrons aux cas où $\theta_{\text{RTI}} < 45^\circ$ afin que r ne diverge pas. Sinon, la courbe formée par l'intersection du cône et du plan est une parabole (cas $\theta = \alpha$) ou une hyperbole (cas $\theta > \alpha$) et les rayons d'angles $(\theta = 45^\circ, \varphi = 180^\circ)$ ne rencontrent jamais la grille de sortie suivante car ils s'y propagent parallèlement. De même, certains rayons $(\theta > 45^\circ, \varphi)$ se propagent vers la grille $k - 1$. Nous ne traiterons donc pas ces cas plus compliqués et nous resterons dans l'étude des concentrateurs de Ce:YAG dans l'air (où l'angle de réflexion totale interne vaut 33°).

Exprimons maintenant la proportion de surface de sortie sur une grille apparente pour le couple (θ, φ) . Dans le dépliage en 3D il y a invariance le long de l'axe x (voir figures 2.19 et 2.20). Nous pouvons donc travailler dans le plan (y,z). Dans ce plan, les rayons (θ, φ) font un angle $\theta\cos(\varphi)$ avec la hauteur du cône. La hauteur du cône est le rayon pour lequel $\theta = 0^\circ$. Appelons G la sortie de longueur réelle f projetée sur la normale au rayon (θ, φ) (voir figures 2.22 et 2.23). P est le projeté de la distance où le rayon rate la sortie. Ainsi, après un peu de trigonométrie, on obtient les intermédiaire de calculs D et ζ (voir fig.2.23), puis la probabilité de sortir à la grille k pour les rayons (θ, φ) :

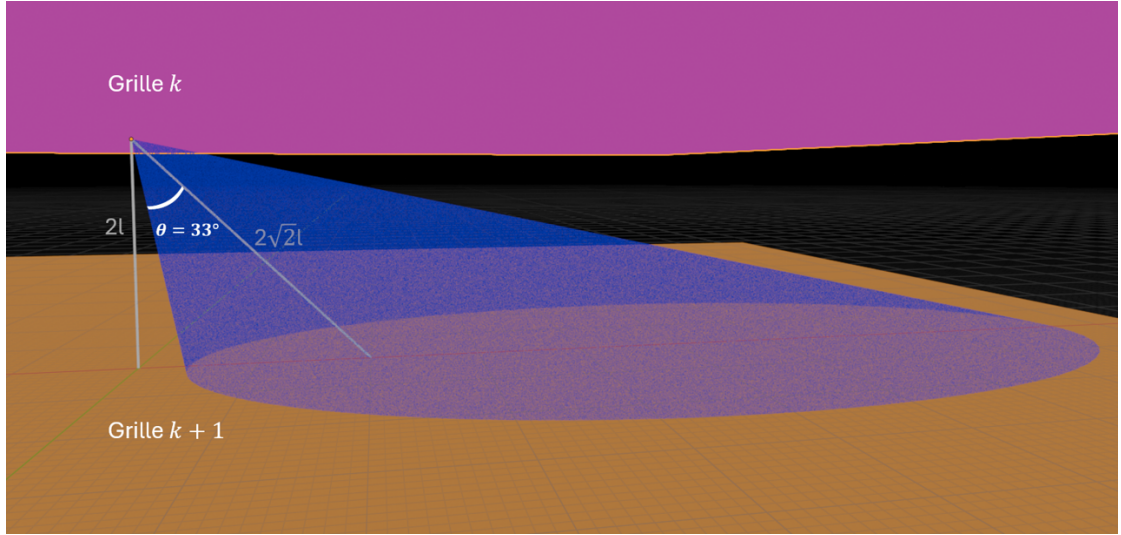


FIGURE 2.21 – Entre deux grilles successives (plans rose et orange) le cône d'angle au sommet $\theta_{\text{RTI}} = 33^\circ$ et incliné de 45° intersecte la grille suivante selon une ellipse. La distance $r(\theta, \varphi)$ sépare le sommet du cône de n'importe quel point (intérieur ou périphérique) de l'ellipse.

$$D = \sqrt{\frac{f^2}{2} + \left(2w - \frac{f}{\sqrt{2}}\right)^2} \quad (2.16)$$

$$\zeta = \frac{\pi}{4} - \tan^{-1} \left(\frac{f}{2\sqrt{2}w - f} \right) \quad (2.17)$$

$$\mathcal{P}(\theta, \varphi) = \frac{G}{G + P} \quad (2.18)$$

$$= \frac{f \cos(\theta \cos(\varphi))}{f \cos(\theta \cos(\varphi)) + \sqrt{\frac{f^2}{2} + \left(2w - \frac{f}{\sqrt{2}}\right)^2} \times \sin \left(\frac{\pi}{4} - \tan^{-1} \left(\frac{f}{2\sqrt{2}w - f} \right) + \theta \cos(\varphi) \right)} \quad (2.19)$$

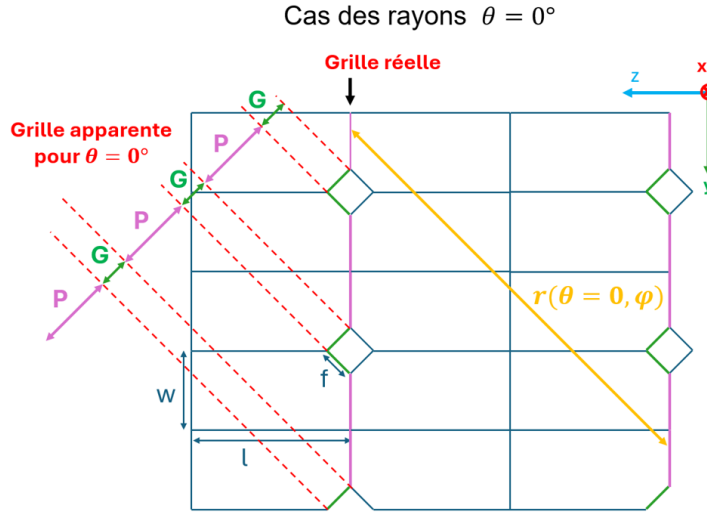


FIGURE 2.22 – Concentrateur déplié pour la projection de la grille de sortie apparente dans le cas des rayons définis par $\theta = 0^\circ$ (ces rayons correspondent à la hauteur du cône et sont définis sans valeur de φ nécessaire). La probabilité de sortie pour ces rayons ($\theta = 0, \varphi$) est $\frac{G}{P+G}$

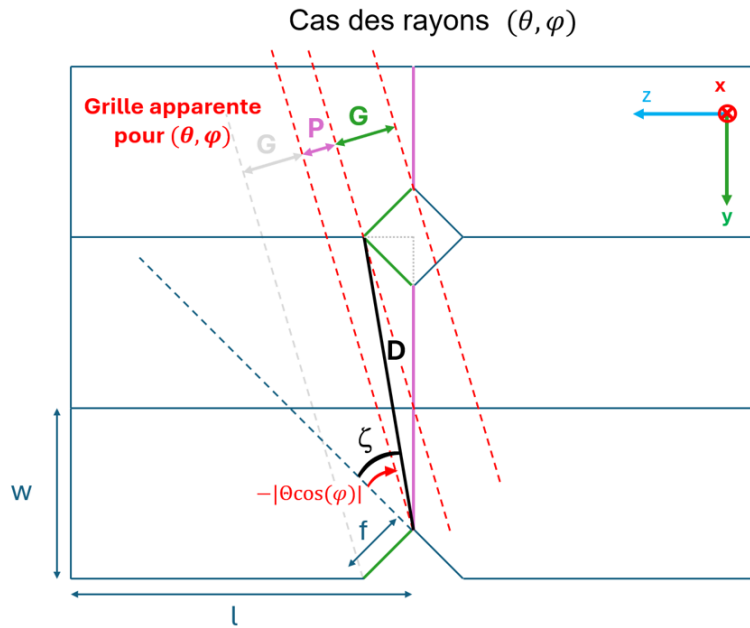


FIGURE 2.23 – Concentrateur déplié pour la projection de la grille de sortie apparente. Les pointillés rouges correspondent aux rayons définis par un couple quelconque (θ, φ) . La probabilité de sortie est $\frac{G}{P+G}$. D et ζ peuvent être des intermédiaires de calcul utiles pour exprimer G et P .

Cette affirmation est conditionnée à deux hypothèses dont il faut être conscient. Toujours pour un couple (θ, φ) fixé :

- **H1** : Chaque luminophore dans le volume du concentrateur a un premier point d'intersection avec une grille de sortie. On fait l'hypothèse que la répartition des points de départs (luminophores) projetés selon (θ, φ) sur la première grille

rencontrée est homogène.

- **H2** : Après avoir traversé une grille, les rayons qui ne sont pas sortis poursuivent leur route vers la grille suivante. On fait l'hypothèse que les rayons arrivant sur la deuxième grille ont à nouveau une répartition homogène.

Sous ces hypothèses, les rayons (θ, φ) ont la probabilité $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ de sortir à une grille. S'ils ne sortent pas, ils parcourent $r(\theta, \varphi)$ et ont à nouveau la probabilité $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ de sortir, etc... On répète une expérience de Bernoulli de probabilité de succès $\mathcal{P}$ avec N le rang du premier succès.

$$\mathbb{P}(N = n) = (1 - \mathcal{P})^{n-1} \mathcal{P}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

On calcule son espérance :

$$\mathbb{E}[N] = \sum_{n=1}^{\infty} n \cdot (1 - \mathcal{P})^{n-1} \mathcal{P}$$

Posons $q = 1 - \mathcal{P}$. Alors

$$\mathbb{E}[N] = \mathcal{P} \sum_{n=1}^{\infty} n q^{n-1}$$

Or, on sait que pour $|q| < 1$:

$$\sum_{n=1}^{\infty} n q^{n-1} = \frac{1}{(1 - q)^2}$$

On obtient donc :

$$\mathbb{E}[N] = \mathcal{P} \cdot \frac{1}{(1 - q)^2}$$

Comme $1 - q = \mathcal{P}$, on a finalement :

$$\mathbb{E}[N] = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}^2} = \frac{1}{\mathcal{P}}$$

Et finalement la distance moyenne $\tilde{d}(\theta, \varphi)$ avant d'atteindre une sortie vaut :

$$\tilde{d}(\theta, \varphi) = \frac{r(\theta, \varphi)}{\mathcal{P}(\theta, \varphi)} \quad (2.20)$$

Il devient donc facile d'exprimer $\langle d \rangle(\theta_{\text{RTI}})$ la distance moyenne de propagation pour un cône de sortie de demi angle au sommet θ_{RTI} , en intégrant sur les angles solides élémentaires du cône de sortie. Jusqu'à présent les pertes par propagation n'ont toujours pas été prises en compte.

$$\langle d \rangle(\theta_{\text{RTI}}) = \int_0^{\theta_{\text{RTI}}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \tilde{d}(\theta, \varphi) \frac{d\Omega}{\Omega(\theta_{\text{RTI}})} \quad \text{avec} \quad d\Omega = \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad \text{et} \quad \Omega = 2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{RTI}})). \quad (2.21)$$

Application numérique : Dans notre cas du Ce :YAG dans l'air $l = 10$ cm, $w = 5$ cm, $f = 2$ cm et $\theta_{RTI} = 33^\circ$:

$$\boxed{\langle d \rangle = 109 \text{ cm}}$$

Il est intéressant à ce stade de comparer notre résultat avec l'approche préexistante développée par Pierre Pichon [82]. Dans son modèle, qui applique la grille de sortie apparente des rayons normaux à la face de sortie ($\theta = 0$) à l'ensemble des rayons indépendamment de leur angle θ réel, la distance moyenne de propagation s'exprime :

$$\langle d \rangle = \left(\frac{2\sqrt{2}w}{f} - 1 \right) \sqrt{2}l = 85 \text{ cm}$$

La précision ajoutée aux calculs actuels, en appliquant à chaque rayon une probabilité $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ avant d'intégrer sur l'ensemble des angles du cône de sortie change le résultat de 22 % :

$$\Delta d = \frac{109 - 85}{109} = 22\%$$

Ce premier résultat nous apprend que les rayons lumineux, ayant une zone de sortie restreinte, doivent parcourir une grande distance dans le concentrateur luminescent avant de pouvoir s'échapper. Les premières considérations qui ont motivées la conception de ce concentrateur en arête avaient négligé les pertes linéiques, et ce premier résultat invite finalement à les intégrer au calcul de la puissance de sortie. Il faut maintenant calculer la puissance de sortie en incluant les pertes par propagation afin d'affiner la première prédiction du rendement optique 2.13.

2.4.2 Calcul de la puissance de sortie

Pour alléger l'écriture, dans toute la suite nous omettrons les variables (θ, φ) dont dépendent les fonctions $T(\theta, \varphi)$, $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$, $N_m(\theta, \varphi)$, $N_{RTI}(\theta, \varphi)$, et $r(\theta, \varphi)$.

Soit P_0 la puissance émise à λ par un ion de Ce^{3+} dans 4π stéradians. Appelons α le coefficient de pertes linéiques. Selon la position du point d'émission et la direction du rayon lumineux, il parcourt une distance initiale comprise entre 0 et $r(\theta, \varphi)$ avant de rencontrer la première grille. En moyennant dans le volume du pavé droit (en négligeant l'angle manquant du parallélépipède rectangle), la propagation initiale avant de rencontrer la première grille est $\frac{r}{2}$.

Notons R_m le coefficient de réflexion des miroirs latéraux et R_{RTI} le coefficient de réflexion totale interne sur les grandes faces $l \times w$ du concentrateur. Le nombre N_m d'impacts sur les miroirs latéraux et N_{RTI} entre 2 grilles successives s'expriment facilement ⁵ grâce à la figure 2.24. Sachant qu'il y a toujours exactement 1 réflexion sur le miroir arrière de longueur w (en vert sur la figure 2.24,

5. Précisons une approximation faite, volontairement en bas de page pour alléger la lecture : Lorsqu'un rayon du cône de sortie se réfléchit sur une face latérale, il peut, selon son angle, être réfléchi par le miroir ou par réflexion totale interne. Sur la figure 2.18, on comprend que les miroirs latéraux ne sont utiles que dans la zone de chevauchement entre les cônes de sortie (verts et bleu) et les cônes des faces latérales (rouges). Nous simplifions l'approche en supposant que les rayons seront toujours réfléchis par le miroir de coefficient R_m . L'ajustement final du modèle sur les mesures expérimentales trouvera donc un coefficient R_m majorant la valeur réelle.

$$N_m(\theta, \varphi) = \left\lfloor \frac{2l \times \tan(45^\circ - \theta \cos(\varphi))}{w} \right\rfloor + 1 \quad (2.22)$$

$$N_{RTI}(\theta, \varphi) = \left\lfloor \frac{2l \times \tan(\theta |\sin(\varphi)|)}{t} \right\rfloor \quad (2.23)$$

Où l'on a utilisé la notation de la partie entière $\lfloor \cdot \rfloor$. Comme son nom l'indique, la réflexion totale interne présente théoriquement un coefficient de réflexion $R_{RTI} = 1$. Mais en pratique, les défauts de propreté sur les grandes faces du concentrateur (poussière, sébum, patins de maintien...) peuvent frustrer la réflexion et diminuer son coefficient de réflexion, c'est pourquoi nous l'intégrons à l'équation.

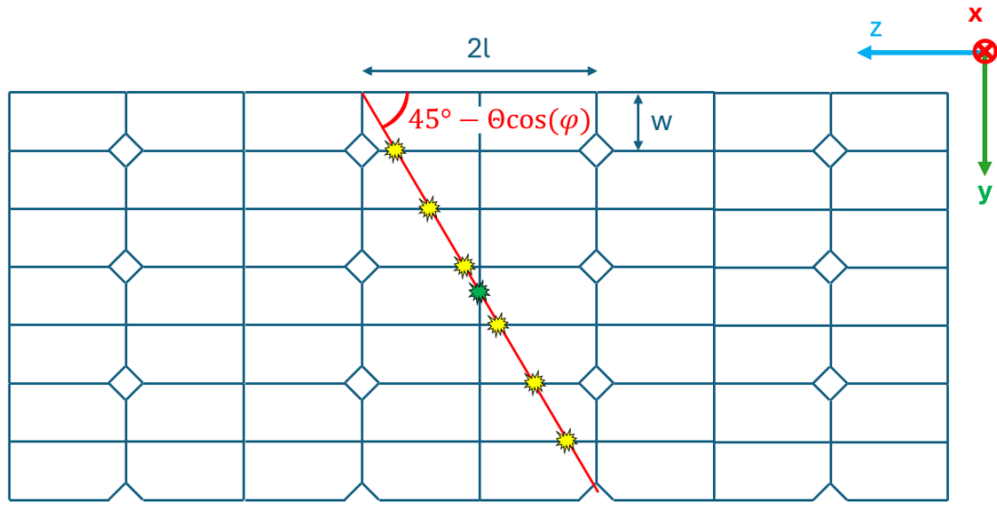


FIGURE 2.24 – Schéma du concentrateurs "déplié" vu par la grande face de dimension $l \times w$. Aide au calcul du nombre d'impacts sur les miroirs latéraux entre 2 grilles successives.

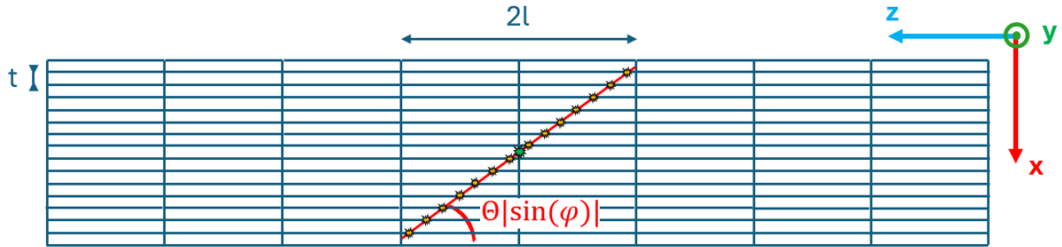


FIGURE 2.25 – Schéma du concentrateurs "déplié" vu par la tranche de dimension $l \times t$. Aide au calcul du nombre d'impacts sur les grandes faces entre 2 grilles successives.

La puissance initiale arrivant sur la première grille provenant de l'angle solide

élémentaire autour de (θ, φ) est

$$dP_1(\theta, \varphi) = P_0 \cdot e^{-\alpha \frac{r}{2}} \cdot R_m^{\frac{N_m}{2}} \cdot R_{RTI}^{\frac{N_{RTI}}{2}} \cdot \frac{d\Omega}{\Omega} \quad (2.24)$$

Où P_0 est la puissance émise par le concentrateur dans les 4 cônes de sortie. La lumière qui atteint une surface de sortie sera transmise à l'extérieur selon le coefficient de Fresnel moyenné équitablement sur les polarisations transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM) car la lumière du concentrateur n'est pas polarisée :

$$T(\theta) = 1 - \frac{R_{TE} + R_{TM}}{2} \quad (2.25)$$

$$= 1 - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{n \cos(\theta) - \cos(\theta_{\text{air}})}{n \cos(\theta) + \cos(\theta_{\text{air}})} \right)^2 + \left(\frac{n \cos(\theta_{\text{air}}) - \cos(\theta)}{n \cos(\theta_{\text{air}}) + \cos(\theta)} \right)^2 \right) \quad (2.26)$$

avec $n = 1,83$ l'indice optique du Ce:YAG et $\theta_{\text{air}} = \sin(\theta) \times \arcsin(n)$ l'angle du rayon dans l'air après réfraction.

On obtient la puissance qui sort sur la première grille pour les rayons (θ, φ) :

$$dP_{\text{sortie-1}} = T \mathcal{P} dP_1 \quad (2.27)$$

Après la première grille, il reste la puissance réfléchiée par la réflexion de Fresnel $(1 - T) \mathcal{P} dP_1$ ainsi que la puissance qui n'était pas sur la surface de sortie au niveau de la première grille $(1 - \mathcal{P}) dP_1$. L'ensemble de cette puissance doit parcourir $r(\theta, \varphi)$ pour atteindre la seconde grille et subir les pertes linéiques ainsi que par réflexion sur les miroirs latéraux. Sur la deuxième grille, la puissance sortante est

$$dP_{\text{sortie-2}} = T \mathcal{P} dP_1 e^{-\alpha r} ((1 - \mathcal{P}) + (1 - T) \mathcal{P}) R_m^{N_m} R_{RTI}^{N_{RTI}} \quad (2.28)$$

$$dP_{\text{sortie-3}} = T \mathcal{P} dP_1 e^{-2\alpha r} ((1 - \mathcal{P}) + (1 - T) \mathcal{P})^2 R_m^{2N_m} R_{RTI}^{2N_{RTI}} \quad (2.29)$$

On remarque une récurrence, et l'on va pouvoir exprimer la puissance élémentaire totale sortante pour les rayons (θ, φ) :

$$dP_{\text{sortie}}(\theta, \varphi) = T \mathcal{P} dP_1 \sum_{k=0}^{+\infty} \left[e^{-\alpha r} ((1 - \mathcal{P}) + (1 - T) \mathcal{P}) \cdot R_m^{N_m} R_{RTI}^{N_{RTI}} \right]^k \quad (2.30)$$

$$= T \mathcal{P} dP_1 \frac{1}{1 - e^{-\alpha r} ((1 - \mathcal{P}) + (1 - T) \mathcal{P}) \cdot R_m^{N_m} R_{RTI}^{N_{RTI}}} \quad (2.31)$$

$$= T \mathcal{P} dP_1 \frac{1}{1 - e^{-\alpha r} (1 - T \mathcal{P}) \cdot R_m^{N_m} R_{RTI}^{N_{RTI}}} \quad (2.32)$$

On peut obtenir la puissance totale émise par un concentrateur en arête en intégrant 2.32 et en injectant 2.24 :

$$P_{\text{tot}} = \int_{\theta=0}^{\theta=\theta_{\text{RTI}}} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \frac{P_0 \mathcal{P} T e^{-\alpha \frac{r}{2}} R_m^{\frac{N_m}{2}} R_{\text{RTI}}^{\frac{N_{\text{RTI}}}{2}}}{1 - e^{-\alpha r} (1 - T \mathcal{P}) R_m^{N_m} R_{\text{RTI}}^{N_{\text{RTI}}}} \times \frac{\sin(\theta) d\theta d\varphi}{2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{RTI}}))} \quad (2.33)$$

Avec $\mathcal{P}(\theta, \varphi)$ exprimée à l'équation 2.23

Il ne manque plus qu'à exprimer $P_0 = P_{\text{flu}} \frac{4\Omega}{4\pi}$ la puissance émise par l'ensemble des luminophores dans les 4 cônes couplés à la sortie, en fonction de la puissance de pompe des LEDs. Nous prendrons en compte la transmission de Fresnel (air $\rightarrow$ Ce:YAG) pour la lumière de pompe issue de l'émission lambertienne des LEDs T_{LED} , la proportion de la puissance de pompe absorbée par le concentrateur $(1 - e^{-\alpha_p b t})$ où $t = 1$ mm est l'épaisseur du concentrateur et $b = \frac{-\ln(\cos(\theta_{\text{RTI}}))}{1 - \cos(\theta_{\text{RTI}})}$ le coefficient de parcours moyen pour le cône de lumière de pompe dans le concentrateur, le ratio du nombre de photons émis par le nombre de photons de pompe absorbés η_r , et le rendement quantique dû à la cascade de longueur d'onde. Ainsi,

$$P_0 = P_{\text{flu}} \cdot \frac{4 \times 2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{RTI}}))}{4\pi} \quad (2.34)$$

$$= P_{\text{LED}} \cdot T_{\text{LED}} \cdot (1 - e^{-\alpha_p b t}) \cdot \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda} \cdot \frac{4 \times 2\pi(1 - \cos(\theta_{\text{RTI}}))}{4\pi} \quad (2.35)$$

Avec

$$T_{\text{LED}} = \frac{\int_0^{\pi/2} I(\theta) T(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} I(\theta) 2\pi \sin(\theta) d\theta} \quad (2.36)$$

Où l'émission des LEDs est lambertienne, donc $I(\theta) = I_0 \cos(\theta)$ et

$$T(\theta) = 1 - \frac{R_{TE} + R_{TM}}{2} \quad (2.37)$$

$$= 1 - \frac{1}{2} \left(\left(\frac{n_1 \cos(\theta) - n_2 \cos(\theta_2)}{n_1 \cos(\theta) + n_2 \cos(\theta_2)} \right)^2 + \left(\frac{n_1 \cos(\theta_2) - n_2 \cos(\theta)}{n_1 \cos(\theta_2) + n_2 \cos(\theta)} \right)^2 \right) \quad (2.38)$$

avec $n_1 = 1$ l'indice de l'air, $n_2 = 1,83$ l'indice du Ce:YAG, θ l'angle d'incidence du rayon dans l'air avec la normale au dioptré, et θ_2 l'angle du rayon dans le Ce:YAG après réfraction selon les lois de Snell-Descartes. Il est important de ne pas confondre le coefficient T_{LED} qui correspond à la transmission de Fresnel de la lumière de pompe avec une émission lambertienne intégrée entre 0° et 90° , et le coefficient $T(\theta, \varphi)$ qui est la transmission de Fresnel pour un rayon de fluorescence du concentrateur lors de la sortie avec une émission isotrope intégrée entre 0° et θ_{RTI} .

Nous allons maintenant exploiter la formule théorique obtenue.

Mesures expérimentales et comparaison avec le modèle Nous mesurons la puissance de sortie du concentrateur dans l'air en fonction de la puissance de pompe, à température fixée (figure 2.26)

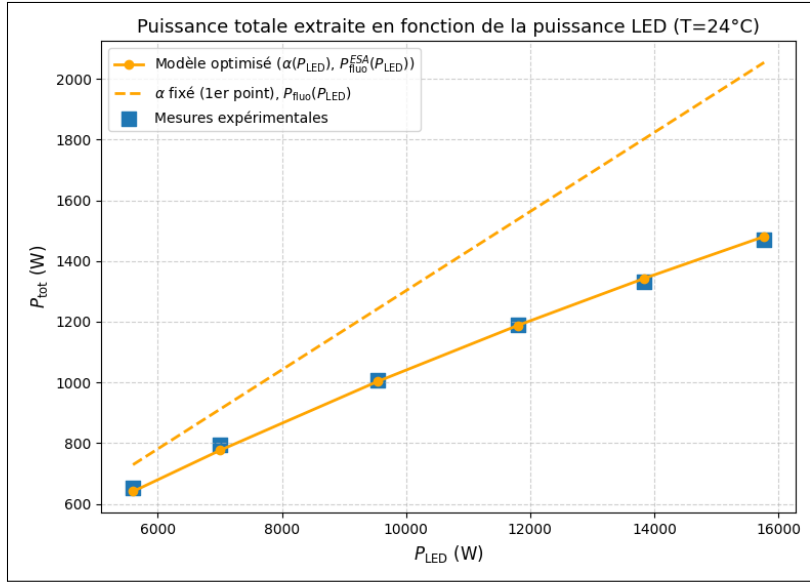


FIGURE 2.26 – Puissance collectée en sortie de concentrateur de Ce:YAG dans l’air en fonction de la puissance émise par les LEDs. La température est maintenue à 24 °C.

Nous observons sur la figure 2.26 une courbure des points expérimentaux que le modèle actuel représenté en pointillés oranges ne décrit pas. Nous allons donc affiner le modèle en proposant d’inclure l’absorption par l’état excité présent dans le Ce:YAG.

2.4.3 Prise en compte de l’absorption par l’état excité (ESA) dans la modélisation du concentrateur en arête de Ce:YAG

La spectroscopie du Ce:YAG et en particulier le fonctionnement détaillé de l’ESA ont été décrits par Lenef en 2020 [83], s’appuyant sur deux travaux précédents parus en 1978 [84], et 1989 [85]. Un résumé de la spectroscopie du Ce:YAG présentée dans cet article est proposé sur la figure 2.27. L’état excité peut absorber des photons de pompe ($\sigma_{ESA}(440 \text{ nm}) = 2, 10^{-22} \text{ m}^2$) comme de fluorescence ($\sigma_{ESA}(570 \text{ nm}) = 4.10^{-22} \text{ m}^2$). L’ESA envoie les électrons dans la bande de conduction, d’où ils peuvent redescendre non radiativement soit vers le niveau excité, soit dans son état fondamental avec une probabilité $k = 0, 5$ d’après [83]. Cette désexcitation a lieu quasi instantanément ($\beta = 1/\tau_{BC}$ considéré très grand devant toutes les autres variables) [83]. Une fraction des électrons de la bande de conduction (BC) peut rester piégée dans de rares sites de Ce^{4+} pendant un temps long de l’ordre de 10 μs . L’émission stimulée est négligeable devant l’ESA dans le Ce:YAG, à tel point que les trois articles cités ne la mentionne pas $W \approx 0$. Nous allons simplifier cette description très complète en commençant par négliger les pièges à électrons devant la population totale d’ions Ce^{3+} ($n_{pi\grave{e}ges} \approx 0, 005 \times n_t$ d’après [83]). Commençons par calculer les intensité qui entrent en jeu.

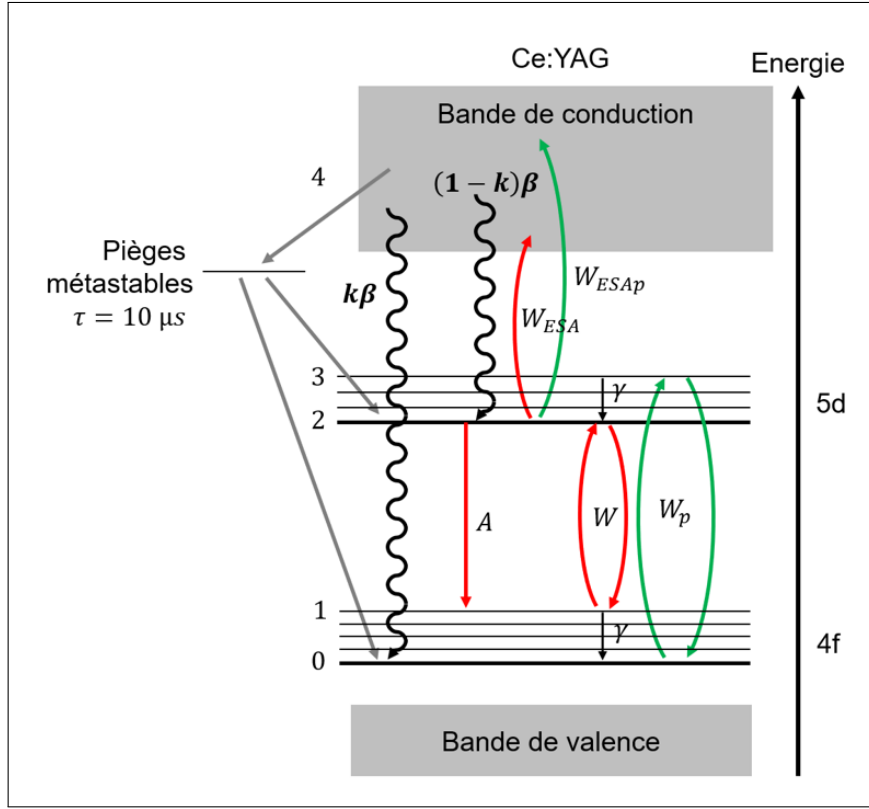


FIGURE 2.27 – Niveaux d'énergie du Ce:YAG schématisés d'après la description de [83].

Calcul de I_p l'intensité de pompe présente en moyenne dans le concentrateur

$$I_p = P_{\text{LED}} \frac{\lambda_p}{hc} \cdot \frac{1}{2wl - \frac{f^2}{2}} T_{\text{LED}} \times \frac{\langle I_p \rangle}{I_p} \quad (2.39)$$

Où $T_{\text{LED}} = 0,862$ est le coefficient de transmission de Fresnel à la rentrée dans le concentrateur d'indice $n = 1,84$ moyenné sur toutes les polarisations et tous les angles (pondérés pas l'éclairement Lambertien des LEDs). Le facteur $\frac{\langle I_p \rangle}{I_p} = 0,865$ est la moyenne spatiale de I_p normalisée dans le concentrateur en tenant compte de l'absorption exponentielle $\alpha_p = 20 \text{ cm}^{-1}$, sachant que le concentrateur est pompé par ses deux grandes faces de surface $wl - \frac{f^2}{4}$. La valeur $\frac{\langle I_p \rangle}{I_p} = 0,865$ est obtenue avec un code python qui calcul l'aire sous la somme des intensités normalisées de la figure 2.28.

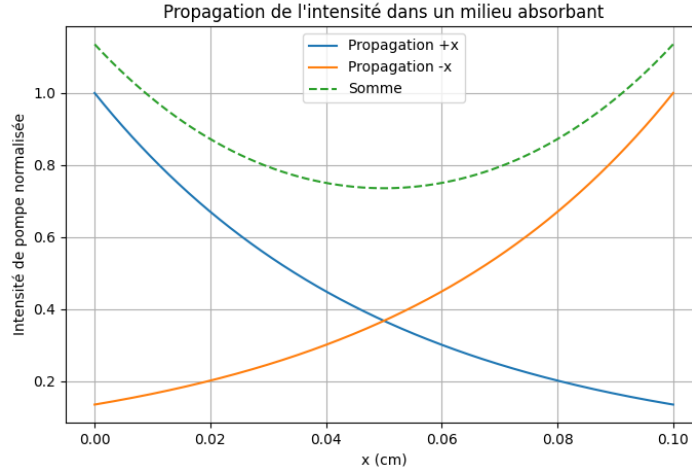


FIGURE 2.28 – Intensité de pompe (440 nm) dans le concentrateur de Ce:YAG avec un coefficient d'absorption $\alpha_p = 20 \text{ cm}^{-1}$. Le concentrateur est pompé des deux cotés et l'intégrale de la somme des intensités normalisées (courbe verte) vaut $\frac{\langle I_p \rangle}{I_p} = 0,865$

Calcul de I l'intensité lumineuse de fluorescence dans le concentrateur

La totalité des photons de fluorescence (570 nm) présents à l'état stationnaire dans le concentrateur se décompose en trois parties :

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (2.40)$$

Avec

I_1 l'intensité des photons piégés dans le concentrateur par réflexion totale interne (en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Ces photons n'appartiennent à aucun cône de sortie.

I_2 l'intensité des photons présents dans les deux cônes des sorties des grandes faces " $l \times w$ " (en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Ces photons se propagent au maximum sur l'épaisseur $t = 1 \text{ mm}$ du concentrateur avant de sortir.

I_3 l'intensité des photons présents dans les 4 cônes de sortie de la face " $t \times f$ ". Ces photons dont le parcours a été détaillé précédemment se propagent longtemps dans le concentrateur et peuvent s'échapper par la face de sortie.

Soit N_1 le nombre de photons piégés dans le concentrateur.

$$N_1 = P_{\text{flu}} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{4\pi - 6\Omega}{4\pi} \cdot \frac{d_{I_1} \times n}{c} \quad (2.41)$$

Avec Ω l'angle solide d'un cône de sortie, d_{I_1} la distance caractéristique de propagation, et P_{flu} la puissance de la fluorescence du concentrateur dans 4π stéradians, centrée sur 570 nm :

$$P_{\text{flu}} = P_{\text{LED}} \cdot T_{\text{LED}} \cdot (1 - e^{-\alpha_p b t}) \cdot \eta_r \cdot \frac{\lambda_p}{\lambda} \quad (2.42)$$

La distance caractéristique de propagation d_{I_1} est fixée par les pertes. Les pertes pour ces photons après une propagation de longueur L proviennent de l'absorption en $e^{-\alpha L}$ et des réflexions totales internes potentiellement imparfaites en $R_{RTI}^{N_{RTI}}$. En

supposant par simplicité que tous les rayons piégés font un angle de 45° avec les faces⁶, nous allons calculer le nombre moyen de réflexions totales internes.

$$\text{Sur l'axe x : } N_{RTIx} = \frac{\cos(45^\circ)L}{t} \quad (2.43)$$

$$\text{Sur l'axe y : } N_{RTIy} = \frac{\cos(45^\circ)L}{w} = \frac{\cos(45^\circ)L}{50 \times t} \quad (2.44)$$

$$\text{Sur l'axe z : } N_{RTIz} = \frac{\cos(45^\circ)L}{l} = \frac{\cos(45^\circ)L}{100 \times t} \quad (2.45)$$

On obtient le nombre moyen de réflexions totales internes en sommant ces trois participations et en remplaçant $\cos(45^\circ) = \frac{\sqrt{2}}{2}$:

$$N_{RTI} = 1,03 \frac{\sqrt{2}L}{2t} \quad (2.46)$$

Pour simplifier nous omettons la valeur entière autour de $\lfloor N_{RTI} \rfloor$, répartissant ainsi le long de la propagation L de manière continue des pertes normalement discrètes. Les pertes linéiques pour les photons piégés sont donc en $e^{-(\alpha - 1,03 \frac{\sqrt{2}}{2t} \ln(R_{RTI}))L}$ et on obtient d_{I_1} la distance de propagation caractéristique utilisée dans l'équation 2.50 :

$$d_{I_1} = \frac{1}{\alpha - 1,03 \frac{\sqrt{2}}{2t} \ln(R_{RTI})} \quad (2.47)$$

L'intensité I_1 peut être exprimée à partir de N_1 en faisant l'hypothèse classique en physique statistique⁷ que les projections des directions de propagation des photons selon $(\pm\vec{x}, \pm\vec{y}, \pm\vec{z})$ sont égales. Dans ce cas,

$$I_1 = \left(\frac{1}{6} \cdot \frac{N_1}{V_{\text{Ce:YAG}}} \cdot \frac{S \times c \times \delta t}{n} \right) \times 6 \quad (2.48)$$

$$= \frac{N_1}{t \left(lw - \frac{f^2}{4} \right)} \cdot \frac{c}{n} \quad \text{en prenant } S = 1 \text{ m}^2 \text{ et } \delta t = 1 \text{ s} \quad (2.49)$$

$$= P_{\text{fluo}} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{4\pi - 6\Omega}{4\pi} \cdot \frac{d_{I_1}}{t \left(lw - \frac{f^2}{4} \right)} \quad (2.50)$$

L'intensité I_2 émise dans les deux cônes de sorties des grandes faces parcourt une distance moyenne $\frac{b \times t}{2}$ où t est l'épaisseur du concentrateur et b le facteur qui prend en compte l'inclinaison moyenne des rayons du cône (défini au dessus de l'équation 2.34). Cette distance de propagation est très faible devant la distance caractéristique des pertes par propagation, aussi nous négligerons ces pertes devant celles de sortie du concentrateur. Les réflexions de Fresnel multiples sont prises en compte $\sum_{k=0}^{\infty} (1 - T)^k = \frac{1}{T}$, ainsi :

$$I_2 = P_{\text{fluo}} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{2\Omega}{4\pi} \cdot \frac{1}{lw - \frac{f^2}{4}} \cdot \frac{1}{T} \quad (2.51)$$

6. Cette approximation se justifie d'après la représentation sur une sphère (figure 2.14) des 6 cônes de sortie (4 cône de sortie utiles et 2 cônes de sortie par les grandes faces).

7. Souvent appelé modèle du $\frac{1}{6}$ ième.

Enfin, l'intensité I_3 présente dans les 4 cônes de sortie va être exprimée avec la même méthode que I_1 . L'expression de d_{I_3} diffère de d_{I_1} car il faut ajouter les "pertes" de photons qui atteignent la face de sortie $(1 - \mathcal{P})^{\lfloor \frac{L}{r} \rfloor}$ avec $\mathcal{P}$ et r les fonctions de (θ, φ) exprimées précédemment en 2.15 et 2.19. De plus, les réflexions ne sont pas uniquement des réflexions totales internes comme pour les rayons piégés de I_2 . En reprenant le travail effectué aux figures 2.24 et 2.25 on obtient les pertes par réflexions $R_m^{\lfloor \frac{N_m L}{r} \rfloor}$ et $R_{RTI}^{\lfloor \frac{N_{RTI} L}{r} \rfloor}$ le long de la propagation L . Avec cette expression nous répartissons les réflexions de manière équidistante, ce qui est vrai sauf pour la réflexion centrale d'après les figures 2.24 et 2.25. Ainsi nous obtenons :

$$d_{I_3} = \iint_{\Omega} \left[\int_{L=0}^{\infty} e^{-\alpha L} (1 - \mathcal{P})^{\lfloor \frac{L}{r} \rfloor} R_m^{\lfloor \frac{N_m L}{r} \rfloor} R_{RTI}^{\lfloor \frac{N_{RTI} L}{r} \rfloor} dL \right] \frac{d\Omega}{\Omega} \quad (2.52)$$

Avec

$$\frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{\sin(\theta) d\theta d\varphi}{2\pi(1 - \cos(\theta_{RTI}))} \quad (2.53)$$

De rapides vérifications peuvent être faites sur la formule de d_{I_3} : dans le cas où les photons ne peuvent pas sortir ($\mathcal{P} = 0$) et où les réflexions sont toutes parfaites ($R_m = 1$ et $R_{RTI} = 1$) on obtient bien $d_{I_3} = \frac{1}{\alpha}$ la distance caractéristique connue d'une absorption exponentielle. De plus, dans le cas où on ne s'intéresse qu'à la probabilité de sortir en négligeant les sources de pertes ($\alpha = 0$, $R_m = 1$ et $R_{RTI} = 1$) on retrouve bien $d_{I_3} = \int_0^{\theta_{RTI}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{r(\theta, \varphi)}{\mathcal{P}(\theta, \varphi)} \times \frac{d\Omega}{\Omega(\theta_{RTI})} = \langle d \rangle$, c'est à dire la distance moyenne exprimée précédemment à l'équation 2.21.

Ainsi, nous pouvons exprimer l'intensité I_3 des photons dans le concentrateur appartenant aux 4 cônes de sortie :

$$N_3 = P_{\text{fluo}} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{4\Omega}{4\pi} \cdot \frac{d_{I_3} n}{c} \quad (2.54)$$

$$I_3 = \frac{N_3}{V_{\text{Ce:YAG}}} \cdot \frac{Sc\delta t}{n} \quad \text{en prenant } S = 1 \text{ m}^2 \text{ et } \delta t = 1 \text{ s} \quad (2.55)$$

$$= P_{\text{fluo}} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{d_{I_3}}{t \left(lw - \frac{f^2}{4} \right)} \quad (2.56)$$

Contrairement à I_1 et I_2 , I_3 est accessible expérimentalement. Nous pouvons donc vérifier à ce stade que l'expression de I_3 donne une valeur en accord avec l'intensité en sortie de concentrateur. C'est ce qui est présenté en annexe C.

Finalement,

$$I = I_1 + I_2 + I_3 \quad (2.57)$$

$$= P_{\text{fluo}} \frac{\lambda}{hc4\pi V} \left(d_{I_1}(4\pi - 6\Omega) + \frac{2\Omega t}{T} + d_{I_3}4\Omega \right) \quad (2.58)$$

Nous venons d'exprimer I_p l'intensité moyenne de pompe dans le concentrateur 2.39 (en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), et I l'intensité de fluorescence dans le concentrateur centrée sur 570 nm 2.58. Elles nous serviront maintenant dans le calcul de n_2 la population d'ions de Ce^{3+} dans le niveau du haut.

Calcul de n_2 la population d'ions excité de Ce^{3+} : Les équations de débit sur le système simplifié de la figure 2.27 sont :

$$\frac{dn_0}{dt} = \gamma n_1 + k\beta n_4 + W_p(n_3 - n_0) \quad (2.59)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = An_2 - \gamma n_1 + W(n_2 - n_1) \quad (2.60)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \gamma n_3 - An_2 - W(n_2 - n_1) - (W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})n_2 + (1 - k)\beta n_4 \quad (2.61)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\gamma n_3 - W_p(n_3 - n_0) \quad (2.62)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = (W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})n_2 - \beta n_4 \quad (2.63)$$

$$2.60 \rightarrow \frac{n_1}{n_2} = \frac{W + A}{W + \gamma} \quad (2.64)$$

$$2.63 \rightarrow \frac{n_4}{n_2} = \frac{W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}}}{\beta} \quad (2.65)$$

$$2.61 \rightarrow \frac{n_3}{n_2} = \frac{A + W \left(1 - \frac{A+W}{\gamma+W}\right) + k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})}{\gamma} \quad (2.66)$$

$$2.62 \rightarrow \frac{n_0}{n_3} = \frac{\gamma + W_p}{W_p} \quad (2.67)$$

$$2.59 \rightarrow \frac{n_0}{n_2} = \frac{(\gamma + W_p)}{W_p} \cdot \frac{A + W \left(1 - \frac{A+W}{\gamma+W}\right) + k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})}{\gamma} \quad (2.68)$$

$$(2.69)$$

Or

$$n_t = n_0 + n_1 + n_2 + n_3 + n_4 \quad (2.70)$$

Donc

$$\frac{n_t}{n_2} = \frac{A + W \left(1 - \frac{A+W}{\gamma+W}\right) + k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})}{\gamma} \left(1 + \frac{(\gamma + W_p)}{W_p}\right) + \frac{W + A}{W + \gamma} + 1 + \frac{W_{\text{ESA}}}{\beta} \quad (2.71)$$

Avec l'approximation $\gamma \gg W, W_{\text{ESA}}, W_{\text{ESAp}}, A$ et W_p ,

$$n_2 = n_t \frac{\beta W_p}{\beta[A + W + W_p + k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})] + W_p k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})} \quad (2.72)$$

De plus, $\beta \gg W, W_{\text{ESA}}, W_{\text{ESAp}}, A$ et W_p d'après [83]. Avec cette nouvelle approximation, n_2 la population de l'état excité devient :

$$n_2 = n_t \frac{W_p}{A + W + W_p + k(W_{\text{ESA}} + W_{\text{ESAp}})} \quad (2.73)$$

Regardons les ordres de grandeurs avec $P_{\text{LED}} \approx 15 \text{ kW}$, $k = 0,5$, $\alpha \approx 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $R_{\text{RTI}} = 1$, $R_{\text{m}} = 0,99$ et $W \approx 0$ d'après [83] :

$$I_1 = 5,8 \cdot 10^{27} \quad \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.74)$$

$$I_2 = 9,81 \cdot 10^{23} \quad \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.75)$$

$$I_3 = 9,82 \cdot 10^{26} \quad \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.76)$$

$$I = 6,78 \cdot 10^{27} \quad \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.77)$$

$$I_p = 2,66 \cdot 10^{24} \quad \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (2.78)$$

$$A = 1/\tau = 1,56 \cdot 10^7 \quad \text{s}^{-1} \quad (2.79)$$

$$W_p = \sigma_p I_p = 1,598 \cdot 10^2 \quad \text{s}^{-1} \quad (2.80)$$

$$kW_{\text{ESA}} = k\sigma_{\text{ESA}} I = 8,47 \cdot 10^5 \quad \text{s}^{-1} \quad (2.81)$$

$$kW_{\text{ESAp}} = k\sigma_{\text{ESAp}} I_p = 2,66 \cdot 10^2 \quad \text{s}^{-1} \quad (2.82)$$

(Remarquons que même en l'absence de cavité laser, $I \gg I_p$ grâce à l'effet concentrateur)

Les applications numériques précédentes nous autorisent à simplifier l'équation selon $A \gg W$, W_p , kW_{ESAp} . Ainsi nous obtenons :

$$n_2 = n_t \frac{\sigma_p I_p}{A + k\sigma_{\text{ESA}} I} \quad (2.83)$$

On observe donc une double influence de l'ESA sur la puissance en sortie de concentrateur :

- Une diminution de la population de l'état excité n_2 , donc une diminution de la fluorescence
- Une augmentation des pertes pour les photons de fluorescence

Dans notre première expression de $P_{\text{flu}} (2.35)$, nous avons implicitement supposé que $P_{\text{flu}} \propto An_2$ avec $n_2 = n_t \frac{W_p}{A}$ donc $P_{\text{flu}} \propto n_t \sigma_p I_p$. Nous allons maintenant réexprimer P_{flu} en tenant compte du dépeuplement de n_2 par l'ESA. Par définition :

$$P_{\text{flu}}^{\text{ESA}} = \eta_r h\nu \int_V An_2 dV \quad \text{avec } V \text{ le volume du concentrateur.} \quad (2.84)$$

Dans le volume, nous émettons l'hypothèse que I est homogène. En revanche, l'intensité de pompe I_p varie selon l'axe $\vec{x}$. En injectant

$$P_{\text{flu}}^{\text{ESA}} = \eta_r \frac{h\nu SA}{A + k\sigma_{\text{ESA}} I} \int_{x=0}^{x=t} n_t \sigma_p I_p dx \quad (2.85)$$

Or, on a $\frac{dI_p}{dx} = -\sigma_p I_p n_t$ ⁸

$$P_{\text{flu}}^{\text{ESA}} = \eta_r \frac{h\nu SA}{A + k\sigma_{\text{ESA}} I} (I_p(0) - I_p(t)) \quad (2.86)$$

Par définition $P_{\text{abs}} = h\nu_p S(I_p(0) - I_p(t))$ donc on obtient :

$$P_{\text{flu}}^{\text{ESA}} = \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda} P_{\text{abs}} \frac{A}{A + k\sigma_{\text{ESA}} I} = P_{\text{flu}} \frac{A}{A + k\sigma_{\text{ESA}} I} \quad (2.87)$$

8. En supposant que l'on pompe par une seule grande face, ce qui revient au même que de pomper à $\frac{I_p}{2}$ par les deux faces puisque nous sommes toujours loin de la saturation d'absorption de pompe.

Prise en compte de l'ESA dans le coefficient de perte α Les pertes totales ont différentes origines, dont l'absorption par l'état excité : $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\text{ESA}}(P_{\text{LED}})$. Nous mettons au point un algorithme qui permet, pour chaque puissance de pompe P_{LED} où un point expérimental a été relevé, d'injecter itérativement 2.87 dans 2.58 puis 2.58 dans 2.87 jusqu'à atteindre la convergence (leur valeur varie de moins de 1 % entre deux itérations successives). Avec ces valeurs, on obtient $\alpha(P_{\text{LED}})$:

$$\alpha(P_{\text{LED}}) = \alpha_0 + \alpha_{\text{ESA}}(P_{\text{LED}}) \quad (2.88)$$

$$= \alpha_0 + \sigma_{\text{ESA}} \cdot n_2(P_{\text{LED}}) \quad (2.89)$$

$$= \alpha_0 + \frac{n_t \sigma_p I_p(P_{\text{LED}})}{A + k \sigma_{\text{ESA}} I(P_{\text{LED}})} \quad (2.90)$$

Et l'on peut calculer $P_{\text{tot}}(P_{\text{LED}})$, la puissance totale en sortie de concentrateur en arête pour la valeur de P_{LED} choisie. Ainsi, avec l'ensemble des paramètres listé ci-dessous, nous obtenons les figures 2.29, et 2.30.

Les paramètres en bleu ont été ajustés pour faire correspondre le modèle aux mesures, les autres sont des constantes physiques supposées connues :

$w = 5$ cm, la largeur du concentrateur.

$l = 10$ cm, la longueur du concentrateur.

$t = 0,1$ cm, l'épaisseur du concentrateur.

$f = 2$ cm, la longueur de la face de sortie taillée à 45° des faces classiques.

$R_m = 0,99$, le coefficient de réflexion sur les miroirs latéraux du concentrateur luminescent.

$R_{\text{RTI}} = 1$, le coefficient de réflexion totale interne sur les grandes faces du concentrateur.

$\alpha_p = 20 \text{ cm}^{-1}$, le coefficient d'absorption de la lumière des LEDs par le Ce:YAG.

$\alpha_0 = 2.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, le coefficient constant de pertes linéiques autres que l'ESA.

$k = 0,5$ le rapport de branchement dans la désexcitation des électrons de la bande de conduction du Ce:YAG d'après [83].

$\sigma_{\text{ESA}} \in \{4, 8, 12\} \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ la section efficace d'absorption par l'état excité à la longueur d'onde λ . Trois valeurs ont été testées pour correspondre aux valeurs que l'on retrouve dans [83] et [86] (figure 2.29), et pour correspondre au mieux à nos données expérimentales (figure 2.30).

$n = 1,83$ l'indice optique du Ce:YAG et $n = 1$ l'indice optique de l'air.

$\lambda_p = 440$ nm, la longueur d'onde moyenne de la lumière de pompe.

$\lambda = 570$ nm, la longueur d'onde moyenne de fluorescence du Ce:YAG à 30 °C.

$\eta_r = 0,95$, le rendement quantique de fluorescence du Ce:YAG.

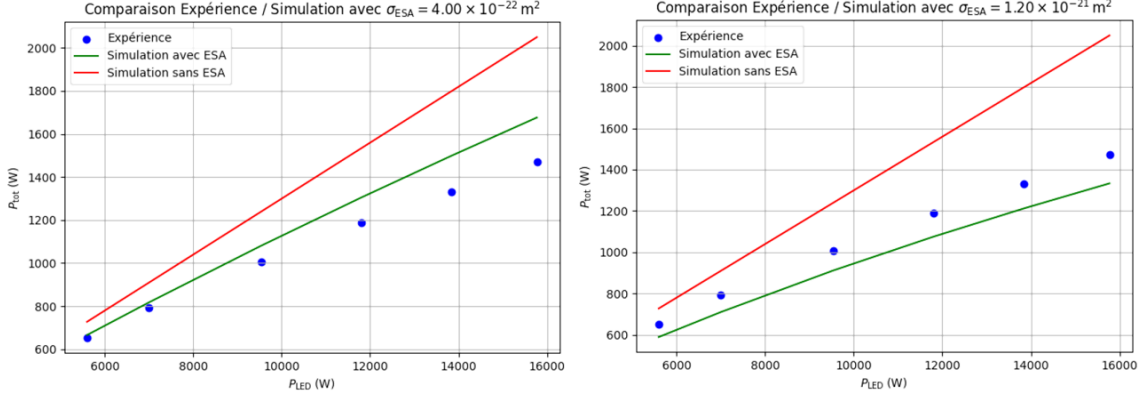


FIGURE 2.29 – Simulations de la puissance collectée en sortie de concentrateur lumineux en arête (P_{tot}) en fonction de la puissance de pompe (P_{LED}).

A gauche, $\sigma_{\text{ESA}} = 4.10^{-22} \text{ m}^2$ comme dans l'article [83], à droite $\sigma_{\text{ESA}} = 12.10^{-22} \text{ m}^2$ comme dans l'article [86].

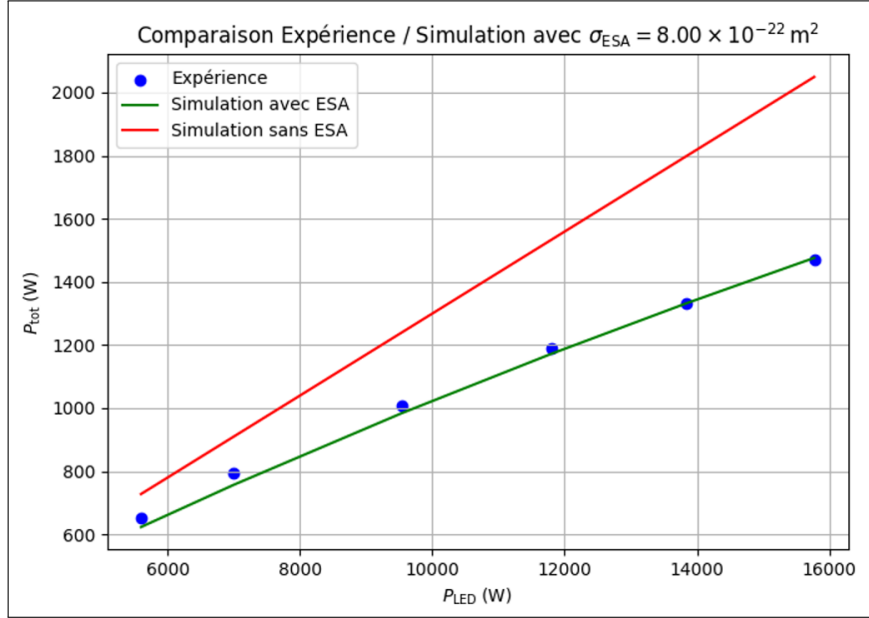


FIGURE 2.30 – Simulation de la puissance collectée en sortie de concentrateur lumineux en arête (P_{tot}) en fonction de la puissance de pompe (P_{LED}).

$\sigma_{\text{ESA}} = 8.10^{-22} \text{ m}^2$ correspond au meilleur ajustement pour nos points expérimentaux.

Nous remarquons que la simulation retrouve $R_{\text{RTI}} = 1$, indiquant que malgré la présence d'impuretés sur les grandes faces du concentrateur lumineux, les réflexions totales internes peuvent être considérées parfaites. Le majorant $R_m = 0,99$ semble cohérent pour les miroirs diélectriques utilisés.

Enfin, on observe que les simulations avec des valeurs de σ_{ESA} provenant d'articles antérieurs sur le Ce:YAG encadrent nos points expérimentaux. La valeur de $\sigma_{\text{ESA}} = 8.10^{-18} \text{ cm}^2$ qui donne le meilleur ajustement sur notre expérience est donc comprise entre les deux valeurs précédemment reportées. L'incertitude autour de cette valeur provient majoritairement du fait qu'elle représente une valeur moyenne autour d'un spectre de fluorescence s'étendant environ de 525 nm à 650 nm (voir figure 1.7).

Le rapport de branchement $k = 0,5$ adopté par les deux articles cités convient également dans notre modèle.

Exploitation du modèle pour estimer le rendement idéal du concentrateur à 15,7 kW de pompe.

Une fois le modèle validé, nous nous en servons pour revenir sur l'expression du rendement optique du concentrateur. Dans le cas réel, le rendement optique vaut

$$\rho_{\text{réel}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{LED}}} = \frac{1471}{15770} = 9,3 \text{ \%} \quad (2.91)$$

Grâce à la simulation on peut estimer ce que serait le rendement d'un concentrateur idéal, tel que celui que nous imaginions dans les premières projections, c'est à dire dans le cas où $R_m = 1$, $R_{RTI} = 1$, $\sigma_{\text{ESA}} = 0$, $\alpha = 0$, et $\eta_r = 0,95$). La simulation nous donne $P_{\text{out idéal}} = 2874 \text{ W}^9$. Donc,

$$\rho_{\text{idéal}} = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{LED}}} = \frac{2874}{15770} = 18,2 \text{ \%} \quad (2.92)$$

Ce premier résultat révèle que l'effet des pertes par propagation et réflexions dans le concentrateur luminescent en arête diminuent le rendement optique de moitié par rapport au cas idéal. En mettant ce résultat en perspective avec la première estimation théorique 2.13 on s'aperçoit que les 4 cônes collectés se paient au prix d'une importante augmentation de la distance de propagation dans le concentrateur, multipliant les réflexions et les pertes par diffusion et absorption.

2.4.4 Étude thermique du concentrateur luminescent en arête

Effet thermique sur la puissance de sortie du concentrateur.

Après avoir étudié l'influence de l'ESA, nous observons maintenant l'influence de la température sur la puissance en sortie du concentrateur luminescent. Pour cela, nous relevons sur la figure 2.31 la puissance en sortie du concentrateur en fonction de la température, à puissance crête de pompe constante ($P_{\text{LED}} = 15770 \text{ W}$). Sur la figure 2.31 le modèle actuel prédit une puissance en sortie de concentrateur constante avec la température (courbe en pointillés), alors que nous constatons une croissance linéaire des pertes α . On associe ce phénomène à de la réabsorption car le recouvrement entre les spectres d'absorption et d'émission augmente avec la température d'après [87]. Nous allons donc simplement modéliser $\alpha_0(T) = 1,7 \cdot 10^{-5} \times T + C$ pour ajuster la courbe aux points expérimentaux, avec C une constante.

9. Attention cela ne correspond pas à la courbe rouge de la figure 2.30 qui prend en compte $\alpha = \alpha_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. Nous évaluons ici le cas où les pertes linéiques auraient été négligeables, c'est à dire $\alpha = 0$.

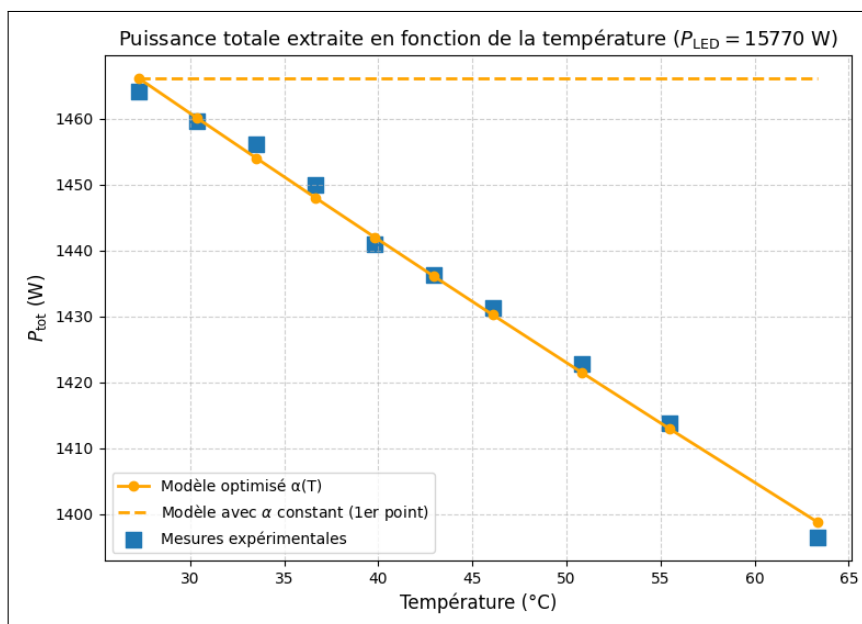


FIGURE 2.31 – Puissance collectée en sortie de concentrateur en fonction de la température. La puissance crête de pompe est fixée à $P_{LED} = 15770$ W.

Effet de la température sur la colle optique en sortie de concentrateur.

Dans l'architecture finale de la T3000, le concentrateur est directement collé au cristal laser (Ti:saphir, Cr:LiSAF ou alexandrite) à l'aide d'une colle optique d'indice $n = 1,5$ afin d'en augmenter la puissance extraite. Cette colle, appliquée à l'état liquide puis rigidifiée par exposition à une lumière UV, constitue le point névralgique du système : elle assure à la fois le maintien mécanique et la continuité optique entre les deux éléments.

Or, cette colle optique se dégrade au-delà de 80 °C et rompt totalement aux alentours de 100 °C, comme l'illustre la courbe de la Fig.2.32. Celle-ci représente l'énergie par impulsion mesurée en sortie d'un concentrateur en Ce:YAG sur lequel est collé un échantillon du même matériau. Jusqu'à 95 °C, la dépendance de l'énergie reste linéaire avec la température, mais un décrochement brutal apparaît vers 100 °C. De plus, les mesures effectuées lors de la redescente en température ne coïncident plus avec celles de la montée, traduisant une dégradation irréversible de la colle. Ce problème n'est pas présent lorsque la colle ne dépasse pas 80 °C. Plus la colle chauffe, plus sa durée de vie diminue rapidement.

Ces résultats mettent en évidence la nécessité de maintenir la colle et par extension le concentrateur à une température inférieure à 80 °C afin de préserver l'intégrité de l'assemblage et la stabilité des performances optiques.

Refroidissement à air du concentrateur et limites thermiques

Le refroidissement à air du concentrateur est assuré par une soufflerie dont le débit est réglable via un potentiomètre. Nous caractérisons ici la température du concentrateur lorsque la ventilation est réglée à sa valeur maximale. Un thermocouple de type K est mis en contact avec le concentrateur et la température est relevée à intervalles de temps réguliers pendant l'illumination par les LEDs. Celles-ci sont

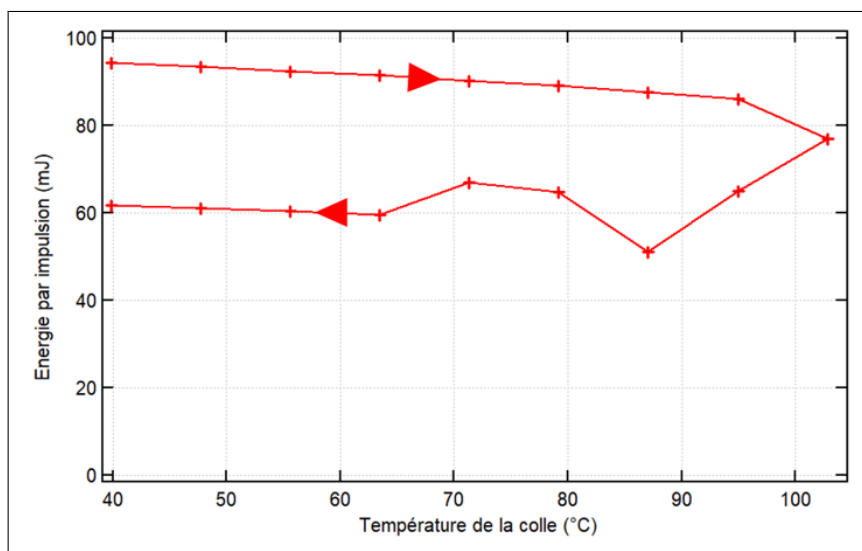


FIGURE 2.32 – Énergie en sortie du concentrateur au travers de colle. La montée à 100 °C puis redescente en température présente un hystérésis qui atteste de la dégradation de la colle optique.

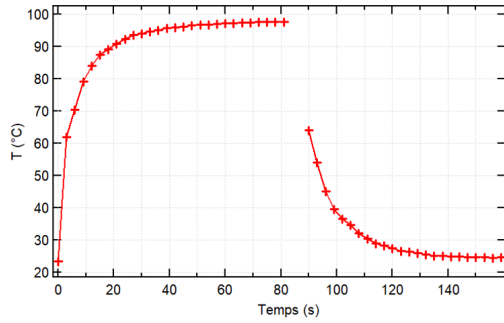
alimentées à 6 A/LED durant 300 μ s. La température d'état stationnaire est ensuite mesurée pour différentes fréquences d'allumage des LEDs. La Fig.2.33a illustre la dynamique transitoire pour 50 Hz ; ce point correspond à l'un des marqueurs de la Fig.2.33b (carte d'état stationnaire).

Les résultats montrent que le refroidissement à air est insuffisant pour maintenir un fonctionnement à 100 Hz (6 A/LED, 300 μ s) sans dépasser 100 °C au niveau du concentrateur, seuil au-delà duquel la colle optique se dégrade puis rompt. Avec la soufflerie à pleine puissance, la Fig.2.33b indique qu'un fonctionnement continu est possible jusqu'à 35 Hz pour une température d'équilibre de 80 °C qu'il ne faut pas dépasser pour éviter de dégrader la colle.

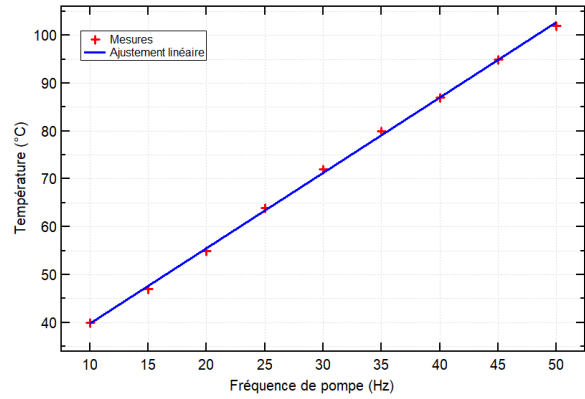
Deux axes d'amélioration sont identifiés afin de satisfaire le cahier des charges de l'imagerie acousto-optique (source laser à 100 Hz) :

1. **Refroidissement du concentrateur par fluide.** Des essais préliminaires de refroidissement à l'huile ont été menés (C. Leblanc, L. Lallemand). Comme tout liquide, l'huile offre une capacité calorifique et un coefficient conducto-convectif nettement supérieurs à ceux de l'air ; elle est par ailleurs électriquement isolante, ce qui lui permet d'être insérée entre le concentrateur et les LEDs sans risque de court-circuits. En revanche, son indice optique plus élevé que celui de l'air réduit l'efficacité de concentration (modification des conditions de réflexion totale interne).
2. **Colle optique haute tenue en température.** Un premier essai, en partenariat avec CRISTAL LASER, a consisté à coller un concentrateur de Ce:YAG à un cristal d'alexandrite avec une colle présentant une résistance accrue à la température. Les premiers tests suggèrent une amélioration notable. En contrepartie, le démontage est impossible sans endommager les cristaux (colage définitif).

Pour la suite, nous viserons à atteindre en priorité les autres objectifs de la source laser requise par l'imagerie acousto-optique en opérant entre 1 et 10 Hz. Outre son insuffisance pour monter à 100 Hz, la ventilation introduit des perturbations



(a) Évolution temporelle de la température du concentrateur à 50 Hz à soufflerie maximale.



(b) Température du concentrateur à l'état stationnaire, en fonction de la fréquence d'allumage des LEDs. L'ajustement vérifie $T = 1,57(\pm 0,02)f + 24(\pm 0,5)$

FIGURE 2.33 – Caractérisation thermique du concentrateur en fonction de la fréquence des LEDs. Les LEDs sont alimentées par un courant de 6 A durant 300 μ s.

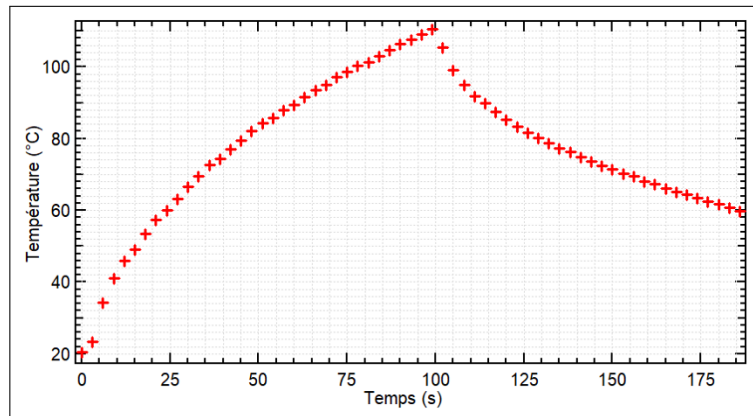
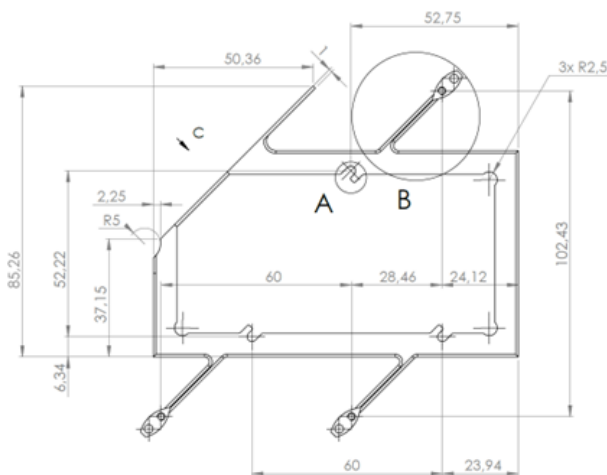


FIGURE 2.34 – Évolution temporelle de la température d'un concentrateur de Ce:YAG soumis à un éclairage de 10 Hz, 300 μ s, 6 A/LED de la T3000 sans refroidissement à air.

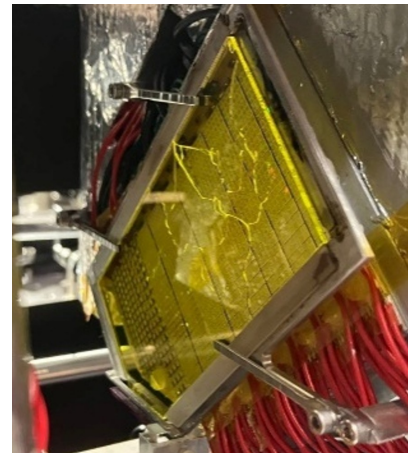
du faisceau (vibrations mécaniques, flux d'air turbulent autour du cristal). Nous travaillerons avec des Ce:YAG-alexandrite collés par défaut *sans* ventilation, avec des durées d'expérience suffisamment courtes pour ne pas dépasser 100 °C au niveau de la colle. Afin de déterminer précisément la durée maximale admissible, la Fig.2.34 présente la dynamique thermique sans ventilation pour un fonctionnement à 10 Hz (6 A/LED, 300 μ s). À cette fréquence, la température de 80 °C est atteinte en 45 s. On travaillera dans la suite à faible cadence, typiquement 2 Hz.

Cadre support du concentrateur et de ses miroirs latéraux adapté à la dilatation thermique

Afin d'assurer le maintien du concentrateur et de ses miroirs latéraux, un cadre spécifique en acier inoxydable a été conçu et réalisé par ALPHANOV, notre partenaire en charge du développement mécanique de la nouvelle tête 3000 "T3000". Cependant, lors de la conception initiale, la dilatation thermique du concentrateur n'avait pas été prise en compte. En fonctionnement, le concentrateur est soumis à une puissance *moyenne* de 458 W (correspondant à un régime de 100 Hz, impulsions de 300 μ s et une puissance de 4,5 W par LED). Une fraction significative de cette puissance est convertie en chaleur, ce qui entraîne une élévation de température et donc une dilatation du cristal. Or, contraint par le cadre en acier rigide, cette dilatation thermique peut engendrer des contraintes mécaniques excessives, conduisant à la rupture du cristal comme l'illustre la figure 2.35b



(a) Plan *Alphanov* du support pour le concentrateur et ses miroirs latéraux



(b) Illustration du cadre, des miroirs latéraux et du concentrateur cassé par la dilatation.

FIGURE 2.35 – Cadre de maintien du concentrateur et des miroirs latéraux. L'ensemble { cadre + miroirs + concentrateur } peut être inséré, retiré ou échangé dans la T3000.

Pour pallier ce problème, une solution de "fusible mécanique" a été intégrée au cadre, afin de le rendre plus flexible face à la dilatation. Concrètement, le cadre en acier inoxydable a été scié puis réassemblé à l'aide d'une colle thermofusible dont la température de transition est fixée à 100 °C. Ainsi, lorsque la température dépasse ce seuil, la colle perd son adhérence et le cadre s'ouvre légèrement, relâchant les

contraintes avant qu'elles ne deviennent dommageables pour le concentrateur. Grâce à cette modification, aucune casse de cristal n'a été observée lors des campagnes expérimentales suivantes.

Chapitre 3

Réalisation d'une nouvelle source laser pour l'imagerie acousto-optique

Sommaire

3.1	Première tentative : amplificateur Ti:saphir pompé par LEDs . . .	92
3.2	Amplificateur au Cr:LiSAF pompé par LEDs	95
3.2.1	L'amplificateur	95
3.2.2	Première injection : un oscillateur relaxé au Cr:LiSAF. . .	96
3.2.3	Seconde injection : une diode laser Toptica à 830 nm. . .	100
3.2.4	Modélisation de la saturation dans le Cr:LiSAF	102
3.2.5	Augmentation de la cadence jusqu'à 100 Hz	108
3.2.6	Conclusion du Cr:LiSAF pompé par LED pour l'imagerie acousto-optique.	109
3.3	Amplificateur à l'alexandrite pompé par LEDs	109
3.3.1	Le montage expérimental	109
3.3.2	Caractérisation de la puissance de pompe absorbée par l'alexandrite.	111
3.3.3	Description de la mise en œuvre expérimentale	114
3.3.4	L'amplificateur multipassages géométrique	115
3.3.5	Résultat expérimentaux : caractérisation laser avec des impulsions de 5 μ s	117
3.3.6	Fonctionnement laser avec des durées d'impulsions de 100 μ s	121
3.3.7	Conclusion sur l'amplificateur à alexandrite pompé par LEDs	123

A la lumière du chapitre 1 qui définit les besoins d’une nouvelle source laser nécessaire à l’amélioration des performances de l’IAO, et de l’état de l’art sur les sources lasers préexistantes qui pourraient y répondre, nous allons désormais tester les trois cristaux dopés aux ions de transition métallique retenus : le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l’alexandrite dans la perspective du projet HULOT. L’objectif étant de réaliser un amplificateur multipassage capable de générer un signal monofréquence, accordable dans la fenêtre thérapeutique, de 100 W durant 100 μ s à 100 Hz.

3.1 Première tentative : amplificateur Ti:saphir pompé par LEDs

En raison de sa bande de gain particulièrement large, le cristal de Ti:saphir a été sélectionné comme premier candidat à l’étude. Cependant, la faible valeur de son produit de gain $\sigma_e \times \tau$ (voir tableau 1.1) laisse présager une possible limitation pour atteindre le gain nécessaire en vue d’une puissance finale de 100 W pour l’imagerie acousto-optique. En effet, une expérience précédente de Ti:saphir pompé par LED via concentrateur luminescent avait abouti à un gain double passage de seulement 1,066 [35] à la longueur d’onde 800 nm. La montée en puissance de la technologie de pompe LED accomplie lors de cette thèse pourrait changer la donne et donner accès à un gain plus élevé dans le Ti:saphir.

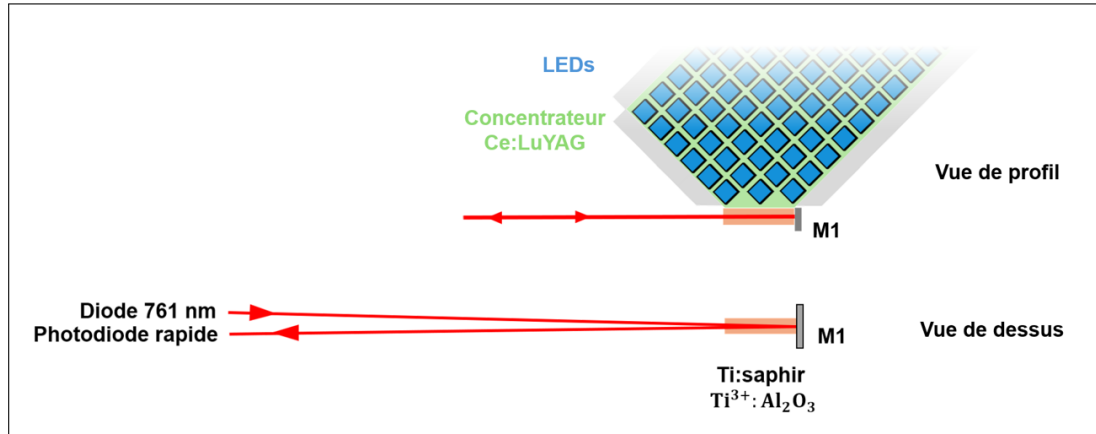


FIGURE 3.1 – Le faisceau laser à 761 nm parcourt un aller-retour dans le cristal de Ti:saphir grâce au miroir M1 positionné juste derrière. L’angle de réflexion sur M1 de 0,5° permet de séparer l’entrée de la sortie (vers la photodiode), tout en considérant le faisceau laser superposé à lui même dans le cristal. Le Ti:saphir est directement collé au concentrateur de Ce:LuAG pompé par LEDs.

L’expérience suivante a été conduite afin d’évaluer expérimentalement le gain dans le Ti:saphir lorsqu’il est pompé par la tête de pompage 3000. Le montage expérimental est schématisé sur la figure 3.1. Un cristal de $20 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$ dopé à 0,15 at.% a été collé avec une colle UV d’indice optique $n = 1,5$ à la sortie d’un concentrateur monolithique ”en arête” de $1 \times 50 \times 100 \text{ mm}^3$ en Ce:LuAG. Les spectres d’absorption et de fluorescence du Ce:LuAG correspondent bien aux spectres d’émission des LED et d’absorption du Ti:saphir (voir Fig. 1.4). Les LEDs de pompe sont alimentées par un courant de 6 A pendant une durée de 20 μ s, soit environ 6 fois le temps de fluorescence du Ti:saphir à température ambiante

($T = 22^\circ\text{C}$). La cadence est de 1 tir toutes les 2 secondes afin de ne pas échauffer le cristal et préserver son gain. Une diode rouge émettant à 761 nm en continu génère des signaux rectangulaires de 70 μs à l'aide d'un modulateur acousto-optique (signal rouge sur la figure 3.2. Ce signal de 70 μs traverse le cristal avant et pendant la durée de pompe, permettant ainsi de sonder le gain petit signal. Le faisceau parcourt un aller-retour dans le cristal, sans faire de rebond à l'intérieur. Le signal obtenu est représenté sur la figure 3.2. Le rapport entre l'intensité maximale (amplifiée) et l'intensité minimale (sans pompe donc non amplifiée) nous permet de mesurer la valeur du gain petit signal double passage à 761 nm. Nous mesurons

$$G_{761} = 1,088$$

D'après la courbe de section efficace d'émission du Ti:saphir [25] (rappelée en annexe G.3), nous pouvons extrapoler le gain maximum du Ti:saphir à 800 nm :

$$G_{800} = 1,096$$

Soit une augmentation significative par rapport aux résultats précédent $G_{800} = 1,066$.

Projection théorique du gain attendu : Essayons de voir si le gain obtenu était prévisible compte tenu des données du gain obtenu en 2018 par Pierre Pichon [35]. Dans son expérience, Pierre pompe un cristal de Ti:saphir dopé à 0,25 at.% (contre 0,15 at. % dans notre expérience) de 14 mm par un concentrateur de Ce:LuAG délivrant une puissance pompe de 1386 W à travers une surface de 14 mm² grâce au couplage d'une colle d'indice optique $n = 1,7$. Dans l'approximation du régime petit signal, le gain s'exprime :

$$G = e^{\sigma_e \times \Delta n \times L} \quad (3.1)$$

Avec σ_e la section efficace d'émission à 800 nm, Δn l'inversion de population et L la longueur de la zone de gain. Dans l'approximation d'un système à 4 niveaux (le calcul sera détaillé dans 3.14) :

$$\Delta n = \frac{n_t W_p}{A + W + W_p} \quad (3.2)$$

Avec $A = 1/\tau$, $W_p = \sigma_p I_p$, $W = \sigma I$, et n_t la densité volumique d'ions Ti^{3+} . Pour le Ti:saphir, $\tau = 3,2 \mu\text{s}$ donc $A \approx 3,10^5 \text{ s}^{-1}$ et avec les données de l'expérience,

$$I_p = \frac{\lambda}{hc} \times \frac{P}{S} \approx 4.10^{22} \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

De plus, $\sigma_p \approx 10^{-20} \text{ cm}^2$ donc $A \gg \sigma_p I_p$. De même, on a $W \ll A$. Nous négligeons donc W_p et W devant A dans 3.2 et nous l'injectons dans 3.1 :

$$G = 1,066 = e^{n_t \sigma_e \sigma_p \tau I_p L} \quad (3.3)$$

Avec ces approximations, on observe que le logarithme népérien du gain est linéaire avec l'intensité de pompe I_p et la longueur de la zone de gain L .

Dans notre expérience, nous mesurons la puissance de pompe transmise au Ti:saphir à 2036 W à l'aide d'une méthode qui sera détaillée dans la section 3.3.2 et également présentée dans l'article [88]. La puissance de pompe transmise au Ti:saphir dans l'expérience de Pierre Pichon était annoncée à 1386 W. La longueur de notre cristal est de 20 mm contre 14 mm en 2018. Dans les deux cas le gain mesuré est celui d'un aller-retour. Le gain théorique attendu à 800 nm basé sur la comparaison des deux expériences est donc

$$G_{\text{attendu}} = e^{\ln(1,066) \times \frac{20}{14} \times \frac{2036}{1386} \times \frac{0,15}{0,25}} = 1,084 \quad (3.4)$$

Or $G_{\text{obtenu}} = 1,096$ donc on a un écart relatif entre la projection et la réalité de

$$\left| \frac{8,4 - 9,6}{8,4} \right| \times 100 = 14\%$$

La mesure concorde bien avec ce que l'on pouvait attendre d'un modèle aussi simple. Nous mesurons un gain légèrement supérieur à la valeur projetée depuis l'article [35]. Une piste d'explication est que la puissance transmise au Ti:saphir dans l'expérience [35] aurait pu être surestimée.

En conclusion, cette brève expérience suffit à mettre en évidence la difficulté d'atteindre un gain de 100 avec un amplificateur multipassage au Ti:saphir : 65 passages seraient nécessaires, en omettant les pertes et le phénomène de saturation. Il paraît donc plus raisonnable de se tourner vers le Cr:LiSAF qui possède le produit de gain $\sigma_e \times \tau$ le plus élevé parmi les trois cristaux retenus (tableau 1.1).

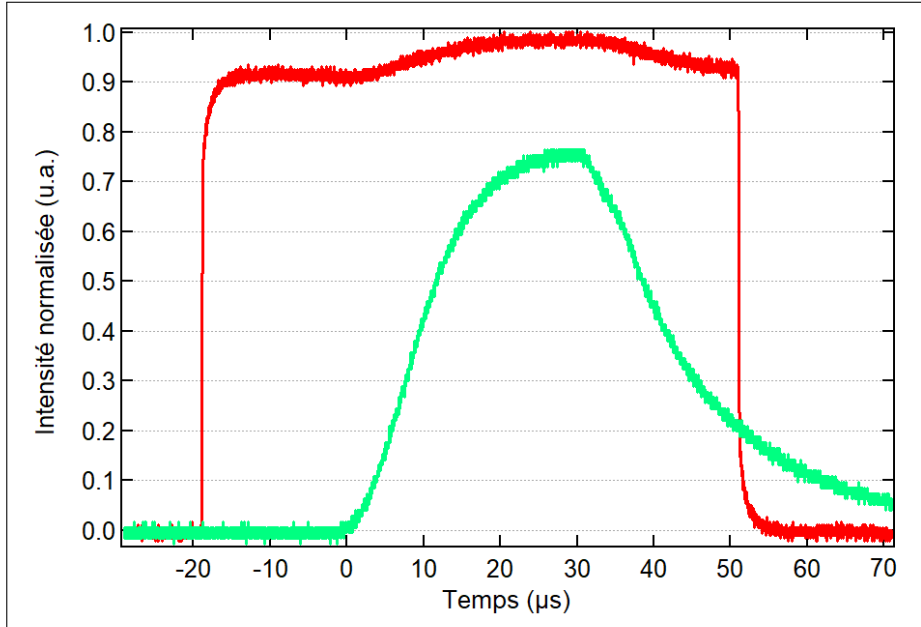


FIGURE 3.2 – En rouge l'intensité normalisée du signal sonde à 761 nm en fonction du temps en sortie du Ti:saphir après 1 aller retour. En vert l'intensité de la fluorescence du cristal de Ti:saphir. La puissance de pompe est constante entre 0 et 30 μs .

3.2 Amplificateur au Cr:LiSAF pompé par LEDs

Nous commençons par étudier un système MOPA à base de Cr:LiSAF, constitué de deux têtes de pompage à LED utilisant des concentrateurs Ce:YAG. La première assure la génération de l'impulsion laser au sein de l'oscillateur, tandis que la seconde fournit l'énergie de pompage à l'amplificateur multipassage. L'oscillateur au Cr:LiSAF nous permettra de bien caractériser l'amplificateur, ainsi que de démontrer une première montée en cadence à 100 Hz. Dans un second temps, l'oscillateur au Cr:LiSAF sera remplacé par une diode laser monofréquence à 830 nm permettant de générer un signal d'injection adapté aux besoins de l'imagerie acousto-optique : un créneau de 100 μ s à 830 nm (bien dans la gamme 600 nm - 1000 nm). Compte tenu du produit de gain nettement supérieur dans le Cr:LiSAF par rapport au Ti:saphir, et de la fragilité thermomécanique du Cr:LiSAF, des têtes de pompage de type T2000, moins puissantes, ont été sélectionnées afin de limiter l'échauffement thermique du cristal.

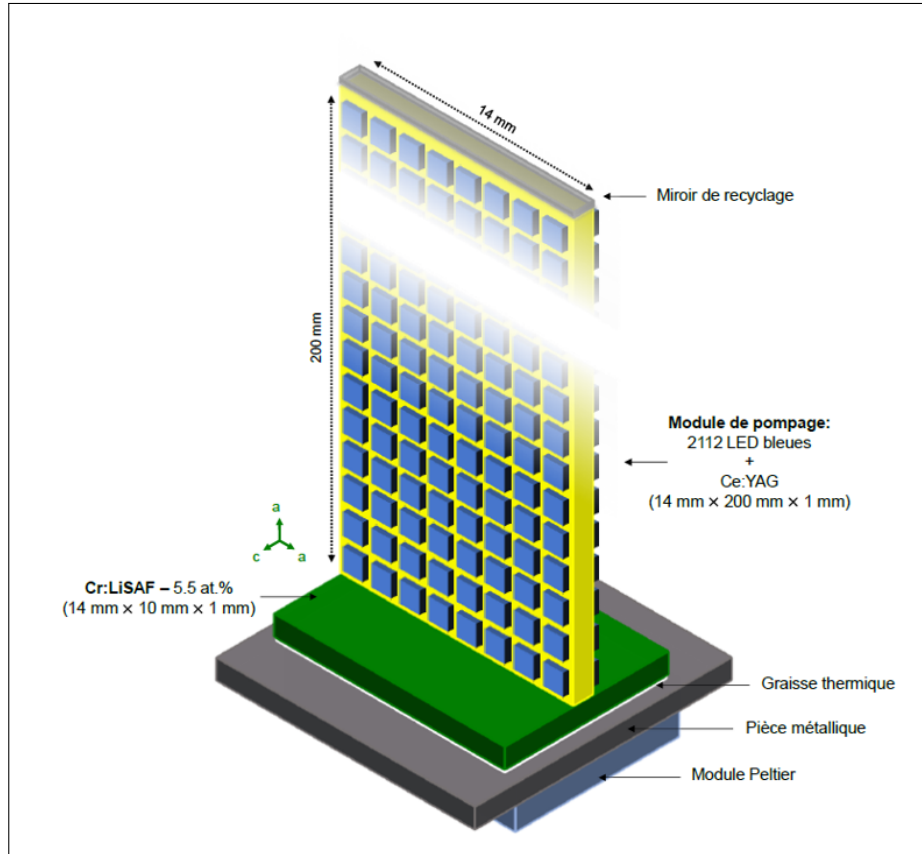


FIGURE 3.3 – Schéma du "pompage en T" entre la tête 2000 et la plaque de Cr:LiSAF. Issu de [24].

3.2.1 L'amplificateur

Les LED de l'amplificateur peuvent être pulsées jusqu'à 200 μ s et fonctionner à des cadences atteignant 200 Hz. La figure 3.3 présente le schéma du pompage en géométrie en "T" appliqué à la plaque de Cr:LiSAF. Le concentrateur Ce:YAG, de dimensions $200 \times 14 \times 1$ mm³, est fixé perpendiculairement au centre de la plaque de Cr:LiSAF ($14 \times 10 \times 1$ mm³) à l'aide d'une colle UV d'indice de réfraction $n = 1,5$

(NOA 61, Norland Products). L'éclairage du concentrateur est assuré par un nombre total de 2112 LED bleues (Luxeon Z) émettant à 450 nm. Cette géométrie en T sur la jonction concentrateur - plaque permet de faire passer plusieurs fois le signal à des angles différents dans la plaque de Cr:LiSAF, ainsi que l'accès à la grande face inférieure du cristal pour un refroidissement efficace.

L'orientation cristalline du Cr:LiSAF (dopé à 5,5 % at.) a été choisie de manière à permettre un pompage simultané selon les axes a et c , afin de tirer parti de l'émission laser particulièrement intense suivant l'axe c . Les deux faces laser de la plaque ($10 \times 1 \text{ mm}^2$) sont traitées antireflet avec une réflectivité $R < 0,5\%$ dans la bande spectrale 800–900 nm. La grande face de la plaque est thermiquement couplée à un module Peltier via une fine plaque d'aluminium assurant la conduction thermique.

Le refroidissement des LEDs est assuré par un circuit à eau circulant dans les blocs métalliques de la tête sur lesquels les cartes de circuits imprimés (PCBs) sont fixées.

3.2.2 Première injection : un oscillateur relaxé au Cr:LiSAF.

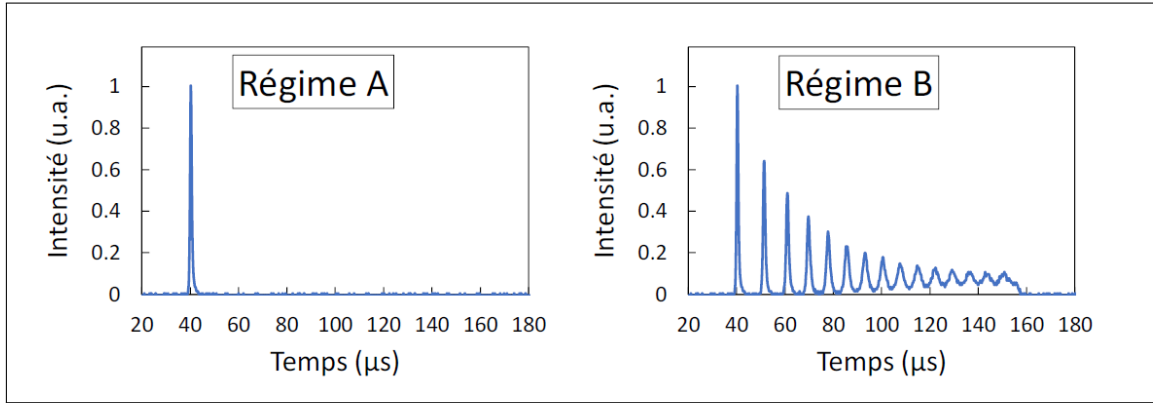


FIGURE 3.4 – Fonctionnements en régime relaxé de l'oscillateur au Cr:LiSAF. Issu de [24].

Un oscillateur en régime relaxé a été réalisé en construisant une cavité optique autour d'un cristal de Cr:LiSAF de dimensions $1 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$. La figure 3.4 illustre deux régimes de fonctionnement de cet oscillateur. Dans le régime A, la tête de pompage est activée durant une courte durée ($45 \mu\text{s}$), de manière à ne sélectionner que la première impulsion du régime relaxé. Ce mode de fonctionnement présente l'avantage de permettre un fonctionnement à haute cadence (jusqu'à 100 Hz), grâce à une durée de pompage réduite minimisant les effets thermiques. L'impulsion générée présente alors une durée d'environ 800 ns, une énergie de $17 \mu\text{J}$ et une longueur d'onde centrale de 825 nm. Ce régime sera privilégié pour la mesure du gain en petit signal de l'amplificateur multipassage, ainsi que pour l'étude du comportement dynamique en montée en cadence.

Le régime B, quant à lui, correspond au fonctionnement relaxé complet, où la durée de pompage dépasse largement le temps de vie du Cr:LiSAF. Il en résulte une émission d'impulsions sur une durée totale d'environ $110 \mu\text{s}$, avec une énergie atteignant $550 \mu\text{J}$ à 825 nm. Ce second régime sera utilisé dans le cadre des expériences

d'amplification à injection maximale pour mettre en valeur la saturation de l'amplificateur.

En sortie de l'oscillateur, le faisceau est dirigé à travers un système afocal permettant d'obtenir un waist de $200\text{ }\mu\text{m}$ au niveau de la plaque de Cr:LiSAF dans l'amplificateur. Ainsi, le volume d'extraction est optimisé en utilisant un faisceau limité par la diffraction dans le cristal. Un module de refroidissement à effet Peltier a été intégré à la base de la tête de pompe, sur lequel la plaque de Cr:LiSAF est montée afin d'assurer une gestion thermique efficace.

Ensuite, le faisceau a été centré au milieu de la zone de gain et la tête de pompe a été réglée pour délivrer le maximum de puissance de pompe, en fixant le courant aux bornes des LED à sa valeur maximale de $3,2\text{ A}$.

Compte tenu du gain modéré par passage (mesuré à $G = 1,15$), il est nécessaire de construire un système amplificateur avec de très faibles pertes pour préserver une valeur du gain « net » raisonnable. Tous les miroirs du système sont de très haute réflectivité ($R > 99,95\%$ entre 760 nm et 840 nm) afin de limiter les pertes. De plus, un grand nombre de traversées du faisceau dans le cristal est requis pour une extraction efficace de l'énergie stockée. L'architecture retenue repose sur une configuration dite « papillon », exploitant le multiplexage angulaire pour multiplier les trajets lumineux dans la zone de gain, tout en restant confiné sous le concentrateur d'une épaisseur de 1 mm .

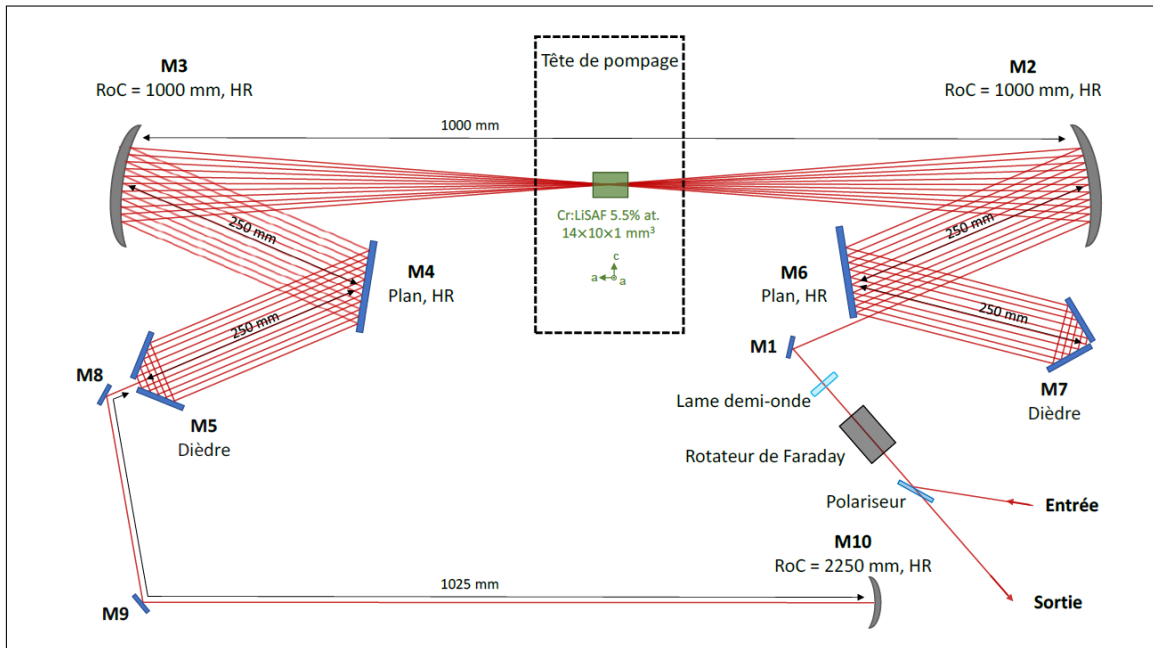


FIGURE 3.5 – Schéma complet du montage MOPA au Cr:LiSAF. L'amplificateur multipassages est en configuration "papillon". Issu de [24].

Deux miroirs concaves identiques, M2 et M3 ($\text{RoC} = 1\text{ m}$), sont placés à leur distance focale $f = 0,5\text{ m}$ de part et d'autre de la plaque de Cr:LiSAF (voir Fig. 3.5). Le multiplexage angulaire est assuré par deux dièdres (M5 et M7), qui introduisent un décalage latéral du faisceau au niveau des miroirs concaves, dans le plan horizontal. Ainsi, après chaque réflexion sur un dièdre, le faisceau traverse la plaque de Cr:LiSAF selon un angle différent.

Pour maintenir un diamètre constant de $400\text{ }\mu\text{m}$ au niveau du Cr:LiSAF pour

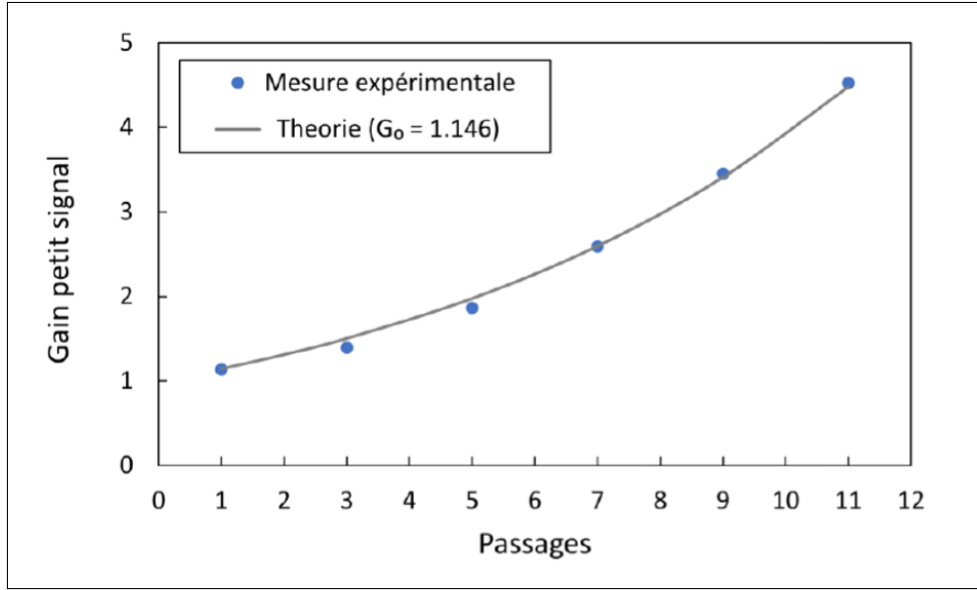


FIGURE 3.6 – Evolution du gain petit signal en fonction du nombre de passages dans la zone de gain. Issu de [24].

tous les passages, la distance entre chaque miroir concave et le dièdre est également fixée à $f = 0,5$ m. L'angle d'incidence sur les miroirs sphériques est limité à 10° afin de réduire l'astigmatisme. Deux miroirs plans de repli, M4 et M6, sont utilisés pour compacter l'encombrement des deux bras de l'amplificateur.

Le nombre maximal de passages est contraint par la taille des miroirs concaves. Pour un rayon de $200 \mu\text{m}$ dans le Cr:LiSAF, le faisceau atteint environ 1,5 mm de diamètre sur les miroirs. Ces derniers ayant un diamètre de 5,08 cm (2 pouces), 11 passages peuvent être réalisés dans l'amplificateur, en laissant l'espace d'un faisceau entre deux trajets adjacents.

À l'issue du 11^e passage, le faisceau est extrait par M5. Pour doubler le nombre de traversées, il est renvoyé dans l'amplificateur via un miroir concave M10 (RoC = 2250 mm), conçu pour préserver la position et la taille du waist au niveau du Cr:LiSAF. Après 22 passages, le faisceau sortant se retrouve spatialement confondu avec le faisceau incident. Un isolateur optique, constitué d'un rotateur de Faraday, d'une lame demi-onde et d'un polariseur, est alors utilisé pour séparer l'entrée et la sortie du système amplificateur.

L'amplificateur multipassage est caractérisé à une cadence de 10 Hz afin d'éviter les problèmes thermiques.

L'impulsion injectée est polarisée horizontalement (parallèlement à l'axe c du Cr:LiSAF) et synchronisée avec la fin du créneau de pompage, moment où l'inversion de population dans le cristal est maximale. Expérimentalement, la valeur maximale du gain mesurée atteint 1,15 pour une durée de pompe de $170 \mu\text{s}$. Cette durée de pompage permet au concentrateur luminescent de délivrer une puissance crête d'environ 740 W vers le Cr:LiSAF, soit une énergie totale de 126 mJ. La fraction absorbée par la plaque est estimée à 81 %, soit environ 102 mJ.

La figure 3.6 présente l'évolution du gain en petit signal G en fonction du nombre de passages dans la plaque. Par construction, le nombre de passages dans le cristal est toujours impair. Le gain initial $G_0 = 1,15$ au premier passage croît jusqu'à 4,52 après 11 passages.

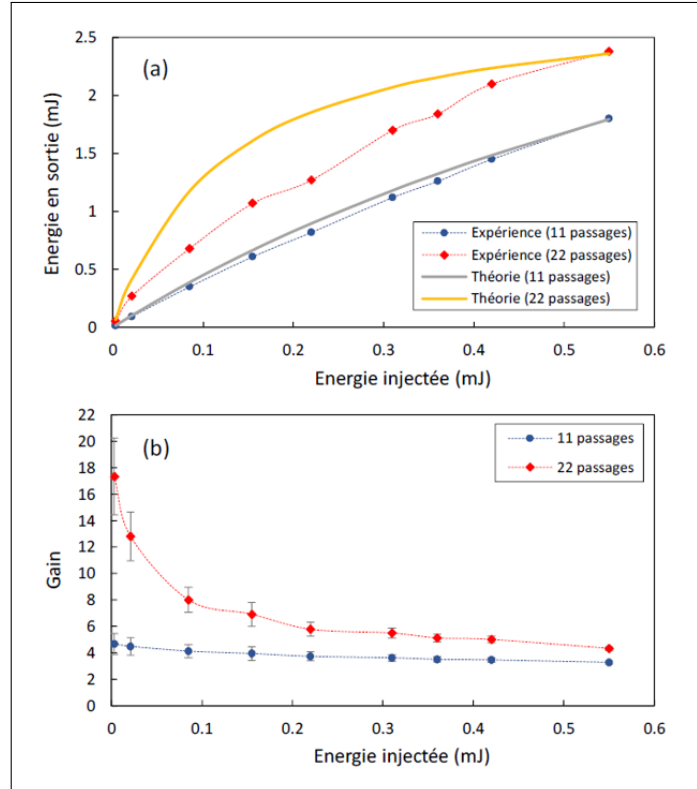


FIGURE 3.7 – (a) Énergie en sortie de l’amplificateur en fonction l’énergie injectée, pour 11 et 22 passages. (b) Gain de l’amplificateur en fonction de l’énergie injectée, pour 11 et 22 passages. Issu de [24].

La figure 3.7 montre l’évolution de l’énergie en sortie de l’amplificateur en fonction de l’énergie injectée, pour 11 et 22 passages. Les gains correspondants sont présentés en figure 3.7. Pour 11 passages, l’énergie en sortie croît de manière quasi linéaire jusqu’à 1,8 mJ pour une injection maximale de 550 μJ . Le gain présente une légère saturation, passant de 4,5 à 3,2. En revanche, pour 22 passages, la saturation est plus marquée : le gain décroît de 17,3 à 4,4 entre 17 μJ et 550 μJ d’énergie injectée. L’énergie maximale en sortie après 22 passages est d’environ 2,4 mJ.

Pour une première modélisation, le recouvrement temporel entre les passages est négligé, permettant d’appliquer le modèle de Frantz-Nodvik. Les courbes théoriques simulées d’énergie en sortie, fonction de l’énergie injectée, sont également représentées en figure 3.7. Pour 11 passages, les données expérimentales coïncident bien avec la simulation, confirmant la validité de cette hypothèse et une saturation modérée. En revanche, pour 22 passages, un écart significatif apparaît entre la simulation et les mesures, indiquant une saturation plus forte. Dans ce cas, le modèle de Frantz-Nodvik devient moins pertinent. Une modélisation plus précise nécessiterait de prendre en compte les recouvrements temporels et spatiaux entre les passages, ce qui s’avère complexe en raison de la structure impulsionnelle issue du régime relaxé. Dans la suite, une modélisation est proposée sur une impulsion de forme temporelle plus simple (créneau).

En s’appuyant sur le gain initial G_0 et le recouvrement spatial entre les faisceaux et la zone de gain, l’énergie extractible est estimée à 3,4 mJ à partir des équations D.6 présentées en annexe. L’énergie nette de 1,85 mJ obtenue après 22 passages correspond alors à une efficacité d’extraction de 54 %.

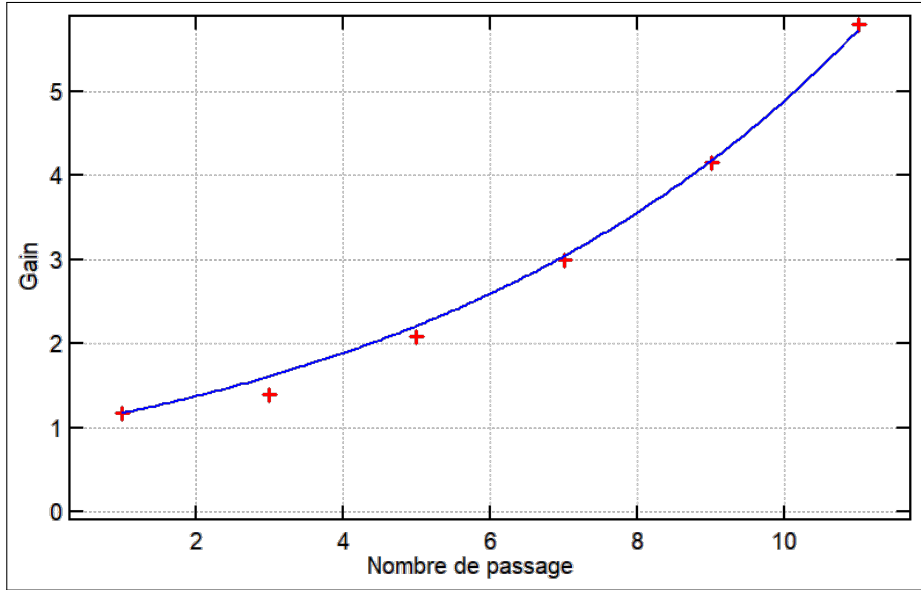


FIGURE 3.8 – Gain en fonction du nombre de passages. L’injection est de 4 μJ en 100 μs . Loin de la saturation, l’ajustement par la fonction $g(n) = G_0^n$ correspond parfaitement avec $G_0 = 1,172$.

3.2.3 Seconde injection : une diode laser Toptica à 830 nm.

L’oscillateur au Cr:LiSAF a initialement été employé pour tester et caractériser l’amplificateur multipassage. Toutefois, son signal d’injection ne peut être retenu pour la nouvelle source laser destinée à l’imagerie acousto-optique (IAO), car il présente un spectre trop large et une dynamique temporelle éloignée de l’impulsion rectangulaire stable de 100 μs recherchée. Afin de répondre à ces contraintes, l’oscillateur au Cr:LiSAF a été remplacé par une diode laser Toptica monofréquence émettant à 830 nm. Cette dernière délivre un signal rectangulaire de 100 μs de durée, répété à 10 Hz après un modulateur acousto-optique, permettant ainsi d’atteindre le régime quasi-continu requis pour l’IAO. L’énergie, mesurée au moyen d’un Joule-mètre, est ajustable grâce à un variateur de puissance constitué d’une lame demi-onde et d’un cube séparateur de polarisation. En configuration maximale, la diode laser fournit jusqu’à 120 μJ en 100 μs à l’entrée de l’amplificateur multipassage. Le schéma expérimental reste en tout point identique à celui de la figure 3.5, seule la source d’injection ayant été modifiée.

Le gain simple passage a été mesuré à 1,172, tandis que le gain maximal atteint après 22 passages s’élève à 19,2. L’évolution du gain en fonction du nombre de passages est représentée sur la figure 3.8. On remarque que la courbe obtenue est quasiment identique à celle de la figure 3.6. La différence sur G_0 qui a augmenté de 1,14 à 1,17 s’explique par une meilleure méthode d’alignement développée entre les deux expériences. Une caméra image le cristal de Cr:LiSAF par au-dessus (avant que le concentrateur ne soit collé) et permet de visualiser les faisceaux dans le cristal grâce à la réabsorption du Cr:LiSAF. Les faisceaux sont ainsi mieux alignés en papillon sous la zone de gain.

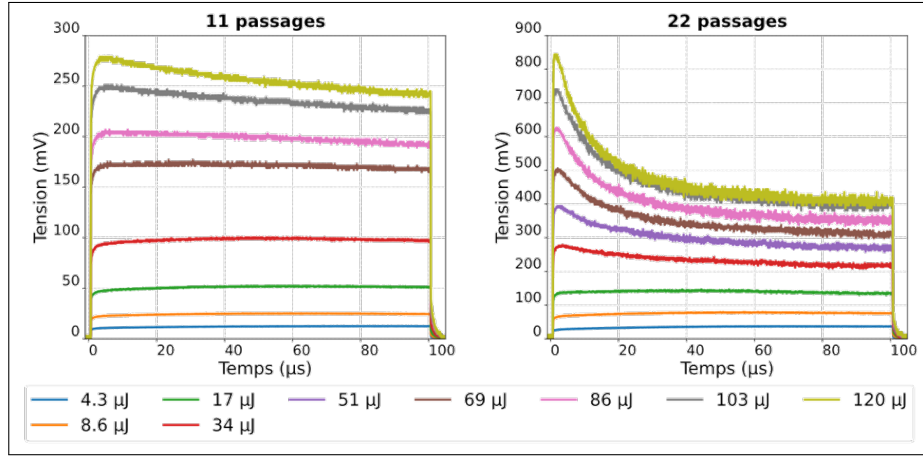


FIGURE 3.9 – Signaux temporels en sortie d’amplificateur en fonction de l’énergie d’injection après 11 passages (à gauche) et 22 passages (à droite), en fonction de différentes énergies incidentes. L’énergie en sortie d’amplification s’obtient grâce à l’aire sous la courbe temporelle. La puissance crête maximale s’obtient grâce à la valeur maximale de la courbe temporelle.

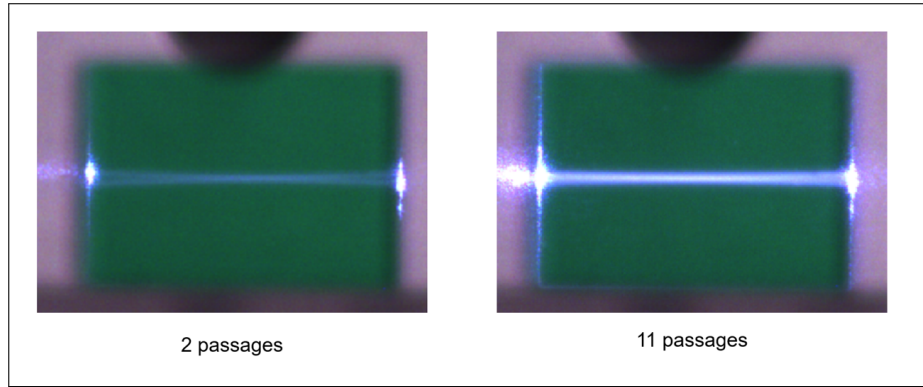


FIGURE 3.10 – Imagerie du cristal par une caméra pour améliorer la précision d’alignement. Les deux premiers passages (à gauche) définissent les frontières extérieures du papillon. A droite, imagerie avec 11 passages.

L’ajustement théorique en G_0^n prévoyait un gain de 31,6 pour 22 passages. L’écart observé s’explique par la présence du miroir de retour M7 ainsi que de l’aiguillage (rotateur de Faraday, lame demi-onde et cube séparateur de polarisation), qui n’interviennent que dans la configuration spécifique à 22 passages et introduisent des pertes additionnelles.

La figure 3.9 présente les signaux temporels de la diode laser Toptica après 11 et 22 passages dans l’amplificateur. On constate immédiatement que les injections les plus énergétiques sont affectées par un phénomène de saturation, d’autant plus marqué que l’énergie injectée est élevée. En effet, le signal mesuré par la photodiode rapide tend à décroître au cours de l’impulsion : les premiers photons dépeuplent suffisamment les niveaux excités du milieu amplificateur pour que les photons suivants rencontrent une inversion de population réduite, et donc une amplification moindre.

Afin de mettre en évidence la saturation du gain dans le Cr:LiSAF, nous avons tracé le gain ($E_{\text{sortie}}/E_{\text{entrée}}$) en fonction de l’énergie injectée (figure 3.11). Si l’énergie

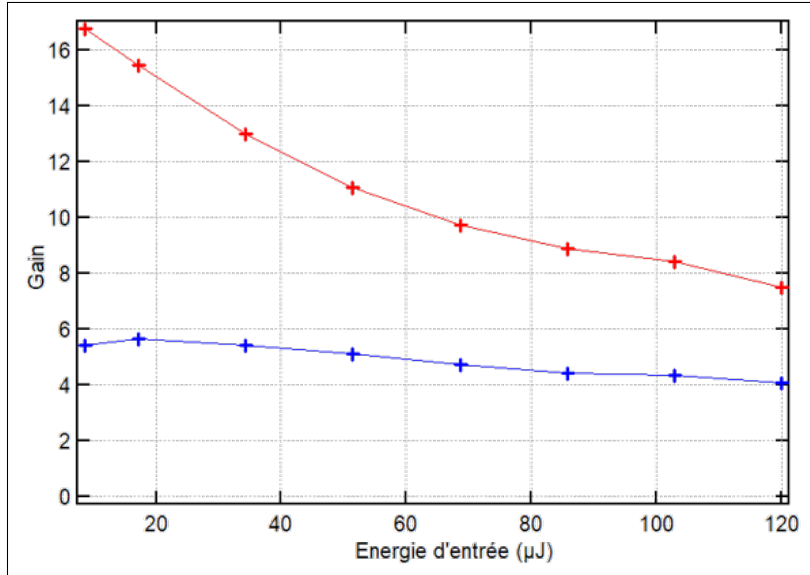


FIGURE 3.11 – Gain ($E_{\text{sortie}}/E_{\text{entrée}}$) en fonction de l'énergie d'injection. La courbe bleue correspond à 11 passages, la courbe rouge correspond à 22 passages.

stockée dans le milieu était infinie, conformément à l'approximation du régime petit signal, les courbes obtenues seraient strictement horizontales. Sur la courbe bleue correspondant à 11 passages, le gain chute de 5,8 à 4 annonçant un léger phénomène de saturation. A fortiori, la courbe rouge correspondant aux 22 passages décroît fortement de 16,9 à 7,5 à cause d'un phénomène de saturation particulièrement marqué.

La puissance crête maximale n'est pas affectée par la saturation : en se limitant à une portion suffisamment brève du début de l'impulsion, l'énergie correspondante peut être rendue arbitrairement faible. L'évolution de la puissance crête maximale en fonction de l'énergie d'injection demeure ainsi linéaire (voir Fig. 3.12). La linéarité obtenue de la puissance crête constitue une référence pour l'expérience. En l'absence de phénomène de saturation, les résultats expérimentaux concordent avec le comportement théorique attendu.

3.2.4 Modélisation de la saturation dans le Cr:LiSAF

L'énergie totale délivrée en sortie de l'amplificateur en fonction de l'énergie totale injectée ne suit pas une relation linéaire en raison du phénomène de saturation (voir Fig. 3.14). Le cristal de Cr:LiSAF est en effet significativement vidé de l'énergie de pompe initialement stockée, limitant ainsi l'amplification disponible pour les photons arrivant en fin d'impulsion. Dans cette partie nous essayerons de construire un modèle théorique qui permet d'expliquer les résultats expérimentaux.

L'ion Cr^{3+} se comporte comme un système à 4 niveaux (voir figure 3.13). La transition de pompage se fait du niveau vibrationnel le plus bas de l'état fondamental (0) vers un niveau vibrationnel élevé de l'état excité (3). La transition d'émission laser se fait du niveau vibrationnel le plus bas de l'état excité (2) vers un niveau vibrationnel élevé de l'état fondamental (1). Les transitions de relaxation $(3) \rightarrow (2)$ et $(1) \rightarrow (0)$ sont non radiatives (vibrations de la matrice) et l'énergie libérée par ces désexcitations est perdue (principalement dissipée sous forme de chaleur). Dans toute la suite, on ne considérera que la transition laser à $\lambda = 830$ nm.

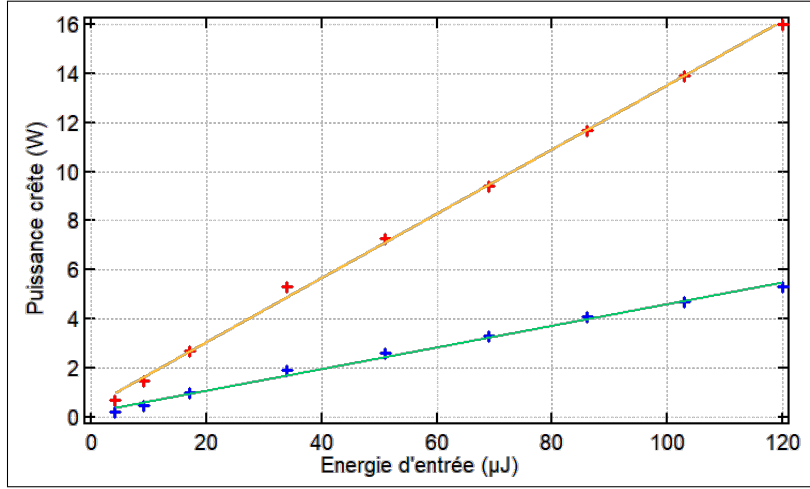


FIGURE 3.12 – Puissance crête maximale lors de l’impulsion en fonction de l’énergie d’injection. Le phénomène de saturation est invisibilisé. Ligne verte pour 11 passages : $P = 0,044(\pm 0,001) \times E_{\text{in}} + 0,22(\pm 0,08)$. Ligne orange pour 22 passages : $P = 0,131(\pm 0,002) \times E_{\text{in}} + 0,4(\pm 0,1)$.

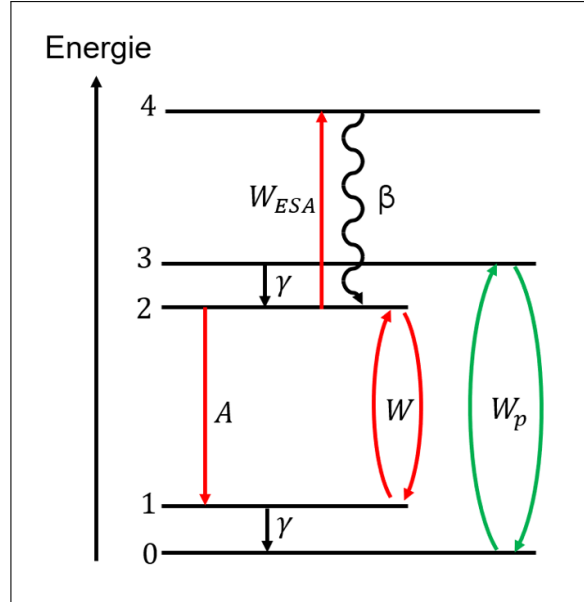


FIGURE 3.13 – Modélisation du Cr:LiSAF en système à 4 niveaux avec absorption par l’état excité de photons laser. La pompe agit sur la transition $0 \leftrightarrow 3$

L'objectif est d'exprimer l'énergie de sortie en fonction de l'énergie en entrée de l'amplificateur multipassage pour $n = 11$ et $n = 22$ passages. Nous comparerons la courbe théorique aux résultats expérimentaux de la figure 3.14.

En supposant que les pertes dans le Cr:LiSAF sont négligeables, l'amplification le long du cristal s'écrit :

$$\frac{dI}{dz} = \Delta n \sigma I - \sigma_{\text{ESA}} n_2 I \quad (3.5)$$

Avec $\Delta n = n_2 - n_1$ l'inversion de population entre le niveau haut et bas de la transition laser (en cm^{-3}), σ la section efficace d'émission à la longueur d'onde laser (en cm^{-2}), σ_{ESA} la section efficace d'absorption par l'état excité à la longueur d'onde laser (en cm^{-2}), et I l'intensité signal (en $\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$)

Calculons $\Delta n = n_2 - n_1$:

L'expression de la variation de chacune des populations peut s'exprimer ainsi :

$$\frac{dn_0}{dt} = \gamma n_1 + W_p (n_3 - n_0), \quad (3.6)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = A n_2 - \gamma n_1 + W (n_2 - n_1), \quad (3.7)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \gamma n_3 - A n_2 - W (n_2 - n_1), \quad (3.8)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\gamma n_3 - W_p (n_3 - n_0), \quad (3.9)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = W_{\text{ESA}} n_2 - \beta n_4. \quad (3.10)$$

Avec

$$W_p = \sigma_p I_p \quad \text{et} \quad W = \sigma I_{\text{tot}}$$

I_{tot} est l'intensité totale dans le Cr:LiSAF à la longueur d'onde laser. Le dispositif étudié est un amplificateur multipassage géométrique comportant 11 ou 22 passages, agencés comme représenté à la figure 3.5.

D'un point de vue spatial, nous adoptons l'approximation selon laquelle l'ensemble des faisceaux est parfaitement superposé dans le cristal, ce qui permet d'exprimer I_{tot} comme la somme des intensités associées à chaque passage, en négligeant les interférences entre les passages. D'un point de vue temporel, les impulsions laser à amplifier présentent une durée de 100 μs , tandis que la longueur effective de l'amplificateur multipassage « déplié » est inférieure à 30 m, correspondant à un temps de transit optique inférieur à 100 ns après 22 passages.

Ce résultat établit que les intensités des 22 passages coexistent simultanément dans le cristal, à la différence des amplificateurs régénératifs où la durée de l'impulsion est inférieure au temps de parcours de la cavité, de sorte qu'une seule impulsion est présente dans le cristal à chaque passage.

L'absorption par l'état excité n_2 vers un niveau d'énergie supérieur n_4 est prise en compte de la sorte : l'absorption d'un photon laser à $\lambda = 830 \text{ nm}$ peut survenir avec une probabilité proportionnelle à $W_{\text{ESA}} = \sigma_{\text{ESA}} \times I$. Une fois au niveau d'énergie n_4 ,

l'atome se désexcite non-radiativement vers le niveau d'origine n_2 selon une loi de Poisson dont le temps de vie est de l'ordre de la picoseconde d'après [89]. On peut donc considérer que $\beta \gg W_{\text{ESA}}$. À l'état stationnaire

$$\frac{dn_4}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{n_4}{n_2} = \frac{W_{\text{ESA}}}{\beta} \approx 0 \quad (3.11)$$

L'ESA a donc un effet négligeable sur la répartition de la population d'ions Cr^{3+} dans les différents niveaux d'énergie.

La conservation du nombre total d'ions dopants s'écrit :

$$n_t = n_0 + n_1 + n_2 + n_3 + n_4 \quad (3.12)$$

À l'état stationnaire, les équations 3.6, 3.7, 3.8, 3.9, et 3.12 donnent

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{W + \gamma}{W + A} \quad \frac{n_3}{n_1} = 1 \quad \frac{n_0}{n_1} = \frac{W_p + \gamma}{W_p} \quad (3.13)$$

La désexcitation des niveaux 3 et 1 est très rapide, de sorte que $\gamma \gg A$, W et W_p . De plus en ordre de grandeur $A = 1,5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ et $W_p = \sigma_p I_p = 123 \text{ s}^{-1}$ de sorte que l'on peut considérer que $A \gg W_p$. Cela signifie concrètement que la saturation d'absorption de la pompe est négligeable. Sous ces conditions on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_t \frac{W_p (A + W)}{\gamma (A + W + W_p)} \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \\ &= n_t \frac{W_p (A + W)}{\gamma (A + W + W_p)} \left(\frac{W + \gamma}{W + A} - 1 \right) \\ &= n_t \frac{W_p (A + W)}{\gamma (A + W + W_p)} \cdot \frac{\gamma}{W + A} \\ &= n_t \frac{W_p}{A + W}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

On remarque par ailleurs que sous les approximations faites $\Delta n \approx n_2$. En injectant dans 3.5 il vient :

$$\frac{dI}{dz} = (\sigma - \sigma_{\text{ESA}}) I n_2 \quad (3.15)$$

$$= (\sigma - \sigma_{\text{ESA}}) I n_t \frac{W_p}{A + W} \quad (3.16)$$

$$= (\sigma - \sigma_{\text{ESA}}) I n_t \frac{\sigma_p I_p}{A + \sigma I_{\text{tot}}} \quad (3.17)$$

Cette équation décrit l'évolution de l'intensité $I(z)$ au sein du cristal de longueur L .

Bien que la figure 3.9 mette en évidence la dépendance temporelle du gain $G(t)$, elle permet également d'évaluer sa variation maximum sur la première portion décroissante quasi linéaire de la courbe 120 μJ à 22 passages :

$$\frac{\Delta G}{\Delta t}_{\text{max}} = \frac{-30 \%}{10 \mu\text{s}} \Rightarrow \Delta G_{\text{max}}(100 \text{ ns}) \approx -0,3 \%$$

On en déduit que le gain ne varie quasiment pas sur le temps d'installation des 22 passages. Il en découle que le gain saturé G_{sat} ne dépend pas de k , l'indice du passage. Autrement dit, nous faisons l'approximation que tous les passages voient le même gain. Ainsi

$$I_{k+1} = G \times I_k \Rightarrow I_n = G^n \times I_0 \quad (3.18)$$

Avec

I_0 L'intensité (en photons.cm⁻².s⁻¹) injectée (avant le 1^{er} passage).

I_n L'intensité (en photons.cm⁻².s⁻¹) après n passages dans le Cr:LiSAF.

Alors, en négligeant les effets d'interférence entre les passages on a

$$I_{tot} = \sum_{k=0}^{n-1} I_k = I_0 \sum_{k=0}^{n-1} G^k = I_0 \frac{1 - G^n}{1 - G} \quad (3.19)$$

Nous l'injecterons dans 3.17 en notant que I_{tot} ne dépend ni de I ni de z . Séparons les variables :

$$(A + \sigma I_{tot}) \frac{dI}{I} = (\sigma - \sigma_{ESA}) n_t \sigma_p I_p dz \quad (3.20)$$

On fait l'hypothèse que l'intensité de pompe est homogène le long de l'axe de propagation laser dans le cristal $\frac{dI_p}{dz} = 0$. Cette hypothèse est justifiée par le caractère transversal du pompage dans l'expérience.

En intégrant entre $z = 0$, l'entrée du cristal, et $z = L$, la sortie, on trouve :

$$(A + \sigma I_{tot}) \ln \left(\frac{I(L)}{I(0)} \right) = (\sigma - \sigma_{ESA}) n_t \sigma_p I_p L \quad (3.21)$$

On reconnaît la définition du gain $G = \frac{I(L)}{I(0)}$.

$$\left(A + \sigma I_0 \frac{1 - G^n}{1 - G} \right) \ln(G) = (\sigma - \sigma_{ESA}) n_t \sigma_p I_p L \quad (3.22)$$

$$I_0(G) = \left(\frac{(\sigma - \sigma_{ESA}) n_t \sigma_p I_p L}{\ln(G)} - A \right) \frac{1 - G}{\sigma (1 - G^n)} \quad (3.23)$$

Nous obtenons avec 3.23 l'expression de l'intensité d'injection I_0 en fonction du gain saturé G . Pour exprimer le gain en fonction de I_0 nous devons passer par une résolution numérique. Un programme *python* permet dans un premier temps de tracer la courbe $I_0(G)$ (figure G.6) présentée en annexe) confirmant l'allure attendue sur l'intervalle $G \in [1, 15 ; 1, 18]$. Le programme permettra ensuite d'inverser numériquement la fonction pour certaines valeurs de E_{in} à l'aide de la formule 3.23 et de la fonction *brendq* de la bibliothèque *scipy.optimize*. Les valeurs des constantes utilisées dans le programme ont été extraites de [39] et [90] :

$n_t = 4,53 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$: nombre d'ions Cr³⁺ par unité de volume (pour un cristal dopé à 5,5 at.%).

n_0, n_1, n_2, n_3 : populations respectives des niveaux 0, 1, 2 et 3 par unité de volume.

γ : probabilité par seconde de désexcitation non radiative (transitions $3 \rightarrow 2$ et $1 \rightarrow 0$).

$I_p = 1,7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$: intensité du faisceau de pompe à la longueur d'onde $\lambda_p = 610 \text{ nm}$ pour 770 W de pompe à travers la sortie de 14 mm^2 du concentrateur.

I : intensité du faisceau à la longueur d'onde λ .

$\sigma = 4,8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$: section efficace de la transition laser à la longueur d'onde $\lambda = 830 \text{ nm}$.

$\sigma_{\text{ESA}} = 1,6 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$: section efficace d'absorption par l'état excité à la longueur d'onde $\lambda = 830 \text{ nm}$.

$\sigma_p = 6,9 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$: section efficace de la transition de pompage. Cette valeur a été ajustée pour que le modèle correspondent parfaitement au point expérimental [$E_{\text{in}} = 4,3 \text{ }\mu\text{J}$; $G = 1,172$] (d'après la figure 3.6). Cette valeur choisie est cohérente avec les données de [36], sachant qu'elle représente une valeur moyenne sur le spectre d'émission de la source de pompe (Ce:YAG).

$W = \sigma I$: probabilité par seconde d'absorption et d'émission stimulée à la longueur d'onde λ .

$W_p = \sigma_p I_p$: probabilité par seconde d'absorption et d'émission stimulée à la longueur d'onde λ_p .

A : probabilité par seconde d'émission spontanée à la longueur d'onde λ ($\tau = 1/A = 67 \text{ }\mu\text{s}$).

L : longueur du cristal de Cr:LiSAF ($L = 1,4 \text{ cm}$).

$w_0 = 200 \text{ }\mu\text{m}$: le waist du faisceau laser à amplifier se situe dans le cristal de Cr:LiSAF.

$t_{\text{impulsion}} = 100 \text{ }\mu\text{s}$ la durée des impulsions laser à amplifier

I_0 et E_{in} sont directement liées par :

$$I_0 = E_{\text{in}} \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\pi w_0^2} \frac{1}{t_{\text{impulsion}}}$$

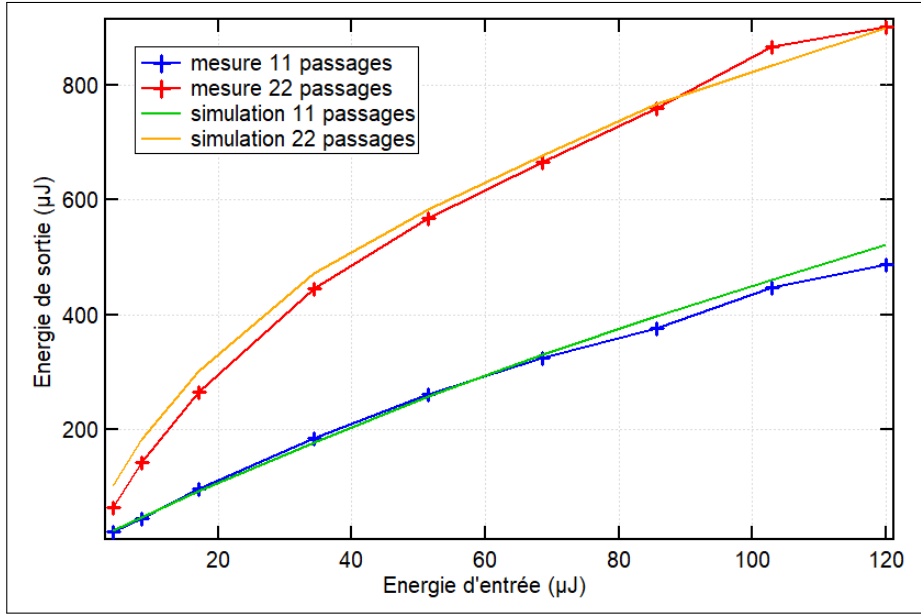


FIGURE 3.14 – Énergie en sortie en fonction de l'énergie d'injection. La saturation est mise en évidence par l'écart des courbes par rapport aux droites tangentes à l'origine.

La courbe orange sur la figure 3.14 est obtenue grâce aux valeurs de G issues de cette simulation numérique, en traçant $E_{\text{sortie}} = E_{\text{in}} \times G(E_{\text{in}})^{22} \times 0,85$. Il a été nécessaire d'introduire les pertes additionnelles propres à la configuration à 22 passages. Celles-ci proviennent principalement du miroir $M7$, de la propagation retour, ainsi (et surtout) que du dispositif d'aiguillage destiné à séparer le faisceau aller du faisceau retour grâce à la polarisation. L'ensemble de ces contributions conduit à des pertes estimées à 15 %. Ainsi, dans la configuration à 22 passages, la simulation intègre une transmission finale égale à 0,85.

La courbe verte de la figure 3.14 est également issue de la simulation précédente et représente $E_{\text{sortie}} = E_{\text{entrée}} \times G(E_{\text{entrée}})^{11}$

L'accord entre les courbes simulées (jaunes et vertes) et les courbes mesurées (rouge et bleue) sur la figure 3.14 est très satisfaisant et valide la simulation développée. Le succès de cette simulation par rapport à celle basée sur les équations de Frantz Nodvik repose sur le passage en régime stationnaire. Ce passage en régime stationnaire est justifié car le gain étudié est défini comme le rapport des énergies de sortie et d'entrée, donc le signal temporel est intégré sur toute sa durée. La figure 3.9 montre qu'après 20 μs , le régime stationnaire semble atteint (hors décroissance lente). Dans le modèle de Frantz Nodvik, la pompe stocke de l'énergie dans le cristal avant le passage des impulsions et on néglige le pompage du niveau du haut lors de l'amplification. Cette énergie est ensuite diminuée à chaque passage du signal dans le cristal. Cette description ne correspondait pas à notre expérience où la pompe est continue pendant toute la durée de l'amplification.

3.2.5 Augmentation de la cadence jusqu'à 100 Hz

Le passage à une cadence de 100 Hz entraîne une dégradation significative des performances (voir tableau 3.1), attribuée au phénomène de *quenching* thermique décrit dans l'état de l'art. Par ailleurs, une fracture du cristal de Cr:LiSAF survenue

lors de manipulations a mis un terme à cette série d'investigations avec le Cr:LiSAF.

TABLE 3.1 – Évolution de l'énergie en sortie d'amplification lors de la montée en cadence de 10 Hz à 100 Hz.

	10 Hz	100 Hz
11 passages	487 μJ	260 μJ
22 passages	901 μJ	370 μJ

3.2.6 Conclusion du Cr:LiSAF pompé par LED pour l'imagerie acousto-optique.

En conclusion, les courbes simulant la **saturation du gain** dans le Cr:LiSAF, en tenant compte des pertes issues de l'absorption par l'état excité (ESA) à la longueur d'onde laser ($\lambda = 830 \text{ nm}$) semblent en bon accord avec les mesures expérimentales. Le stockage d'énergie dans le Cr:LiSAF pose donc une limite à la puissance atteignable par notre nouvelle source laser. Une puissance maximale de 9 W sur 100 μs a été démontrée, pour un signal monofréquence à 830 nm. Un premier pas vers les besoins de l'imagerie acousto-optique a été fait, mais l'énergie stockée dans le cristal est insuffisante pour atteindre l'objectif de 100 W. Deux solutions sont envisageables. La première consiste à augmenter la puissance de pompe dans le Cr:LiSAF, par exemple en utilisant la T3000 au lieu de la T2000 pour exploiter l'importante marge restante avant la saturation d'absorption de la pompe ($A = 1/\tau = 1,5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ et $W_p = \sigma_p I_p = 123 \text{ s}^{-1}$). Cette première solution semble compliquée d'un point de vue thermique, le Cr:LiSAF étant particulièrement sensible au phénomène de quenching. La seconde solution consiste à travailler avec un cristal dont la capacité intrinsèque de stockage d'énergie est plus grande. La durée de vie de l'alexandrite ($\tau = 262 \mu\text{s}$) étant largement supérieure à celle du Cr:LiSAF ($\tau = 67 \mu\text{s}$), et son extraordinaire comportement vis-à-vis de la température (gain maximum à $T = 225^\circ\text{C}$) promettent de repousser les limites rencontrées par le Cr:LiSAF en vue d'une nouvelle source laser pour l'IAO.

3.3 Amplificateur à l'alexandrite pompé par LEDs

3.3.1 Le montage expérimental

L'architecture globale MOPA est illustrée à la figure 3.15. L'oscillateur est une diode laser monofréquence suivie d'un amplificateur "tapered" de la marque Sacher Serval-Plus. Le dispositif délivre un signal continu (CW) à 761 nm pouvant atteindre 1,7 W, avec une polarisation linéaire et un coefficient $M^2 = 1,3$. Le signal passe à travers un modulateur de puissance composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Un modulateur acousto-optique (MAO) fonctionnant sur l'ordre 1 découpe des impulsions microsecondes dans le signal continu. Les impulsions sont synchronisées avec le pompage de l'amplificateur multipassage.

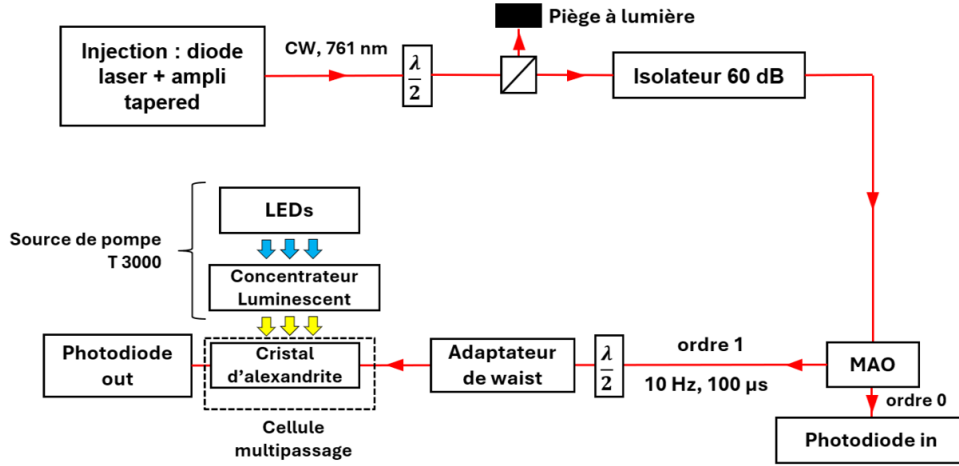


FIGURE 3.15 – Montage global du MOPA alexandrite.

Le signal est collecté par deux photodiodes : une photodiode mesure le signal provenant de l'ordre zéro du modulateur acousto-optique (« photodiode in »), qui permet de mesurer la puissance incidente dans l'amplificateur, et une photodiode à la sortie de l'amplificateur (« photodiode out »). Le faisceau passe à travers une lame demi-onde afin d'obtenir le gain maximal orienté parallèlement à l'axe b du cristal d'alexandrite. L'adaptateur de faisceau se compose de deux lentilles (de distances focales respectives 250 mm et 500 mm) qui permettent d'obtenir un rayon de 100 μm à l'intérieur du cristal d'alexandrite. Le cristal d'alexandrite de $1 \times 3 \times 25 \text{ mm}^3$ est dopé avec 0,22 at. % d'ions Cr^{3+} . L'axe b est perpendiculaire au plan $1 \times 25 \text{ mm}^2$ et l'axe c perpendiculaire au plan $1 \times 3 \text{ mm}^2$ (voir figure 3.16). Cette orientation permet une absorption maximale de la pompe ($//b$ et $//c$), car l'absorption la plus faible est parallèle à l'axe a [64]. Le concentrateur luminescent est collé à l'aide de la colle UV VBB-1 de Vitralit au cristal d'alexandrite sur sa surface de $3 \times 25 \text{ mm}^2$ (plan horizontal), ce qui conduit à une configuration de pompage transversale 3.16. Le faisceau signal traverse les faces de $1 \times 3 \text{ mm}^2$ du cristal d'alexandrite, qui sont traitées par un revêtement antireflet à 761 nm.

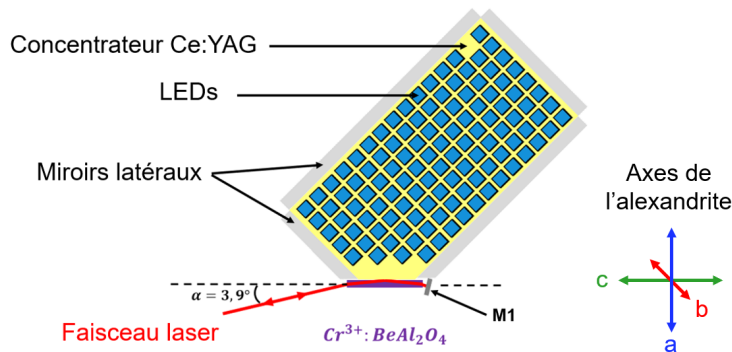


FIGURE 3.16 – Schéma, vue de profil, du pompage transversal du cristal d'alexandrite par le concentrateur luminescent de Ce:YAG. Les faisceaux lasers se réfléchissent sur le dioptré alexandrite-colle afin de traverser le volume du cristal où l'inversion de population est la plus élevée.

3.3.2 Caractérisation de la puissance de pompe absorbée par l'alexandrite.

La tête de pompage représentée sur la figure 3.16 est composée du milieu amplificateur (alexandrite), et de son système de pompage (T3000) présenté au chapitre 2.

Nous connaissons bien, via la mesure et les simulations du chapitre 2 la puissance en sortie du concentrateur dans l'air. Mais remonter à la puissance de pompe absorbée par l'alexandrite est plus délicat qu'il n'y paraît. Nous allons procéder comme suit :

1. Mesurer la puissance que le concentrateur transmet à la colle d'indice $n = 1,5$ grâce à un CPC dont le rendement est connu (2750 W).
2. Estimer la puissance que la colle transmet à l'alexandrite en ajoutant la transmission de Fresnel moyenne à l'interface colle - alexandrite (2569 W)
3. Mesurer l'absorption de l'alexandrite dans le spectre réel du concentrateur, grâce à un faisceau colimaté dans l'air (35 %).
4. Estimer l'absorption de l'alexandrite dans le cas où les rayons provenant de l'air ne seraient pas colimatés (38 %).
5. Mesurer la différence de fluorescence de l'alexandrite pompé par le concentrateur, avec et sans colle. En supposant que la fluorescence est proportionnelle à l'absorption, sachant que l'absorption sans colle a été précédemment estimée (38 %), en déduire l'absorption lorsque l'alexandrite est collée au concentrateur (51 %). En déduire la puissance absorbée par l'alexandrite collée au concentrateur (1320 W).

1. À la sortie dans l'air du concentrateur luminescent de Ce:YAG, nous mesurons une puissance crête de 1240 W centrée sur 570 nm pendant 400 μ s lorsque les LEDs émettent 14,2 kW de puissance à 440 nm. La sortie dans l'air est limitée par la réflexion totale interne pour les rayons ayant un angle d'incidence supérieur à 33° sur la face de sortie. La colle optique (indice de réfraction $n = 1,5$) entre le Ce:YAG et l'alexandrite augmente l'angle d'incidence maximal à $55,1^\circ$. Par conséquent, la puissance transmise dans l'alexandrite est plus importante avec la colle que dans l'air. Afin de l'estimer expérimentalement, nous concevons un CPC (concentrateur parabolique composé) cylindrique inspiré du CPC sphérique [91] (voir figure 3.17). Ce CPC permet de rediriger les rayons de grande incidence dans le cône d'échappement de l'interface CPC-air.

Les calculs théoriques effectués à l'aide d'un logiciel de tracé de rayons (Light-Tools) montrent que ce CPC cylindrique est capable de transmettre dans l'air 80 % des rayons traversant l'interface Ce:YAG-colle. Après le CPC, nous mesurons dans l'air une puissance de crête de 2225 W. À partir de cette valeur, nous estimons que la puissance transmise dans le CPC à travers la colle est donc de 2750 W.

2. La colle et le CPC ont des indices optiques égaux et donc aucune réflexion de Fresnel n'intervient. Lorsque le cristal d'alexandrite remplace le CPC, nous prenons en compte la réflexion de Fresnel à l'interface colle ($n = 1,5$) - alexandrite ($n = 1,7$) :

La répartition d'intensité lumineuse dans la colle pour la polarisation TE s'exprime :

$$I_{TE}(\theta_1) = (1 - R_{TE}(\theta_0)) \quad (3.24)$$

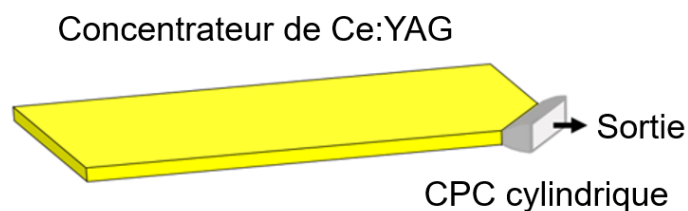


FIGURE 3.17 – Schéma de la mesure de puissance en sortie de concentrateur luminescent avec un CPC collé à la colle d'indice $n = 1,5$. Le CPC permet de redresser les angles des rayons lumineux et ainsi d'extraire dans l'air 80 % des rayons transmis dans la colle par le concentrateur luminescent.

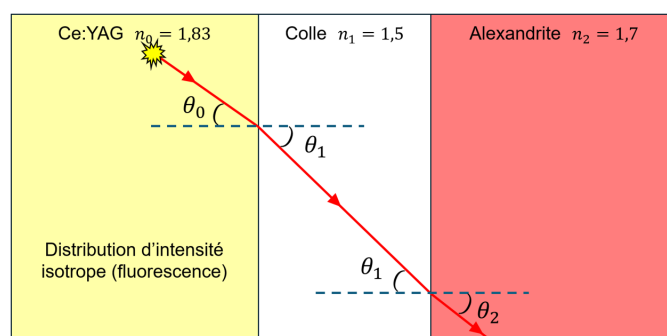


FIGURE 3.18 – Schéma du parcours d'un rayons émis par le Ce:YAG et arrivant dans l'alexandrite via la colle. La répartition angulaire d'intensité dans le Ce:YAG est définie isotrope par la fluorescence. Dans la colle, la répartition d'intensité est définie par la transmission de Fresnel entre le Ce:YAG et la colle.

Avec,

n_0, n_1, n_2 les indices optiques respectifs du Ce:YAG, de la colle, et de l'alexandrite.

θ_1 l'angle d'un rayon dans la colle.

$\theta_0 = \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_0} \sin(\theta_1) \right)$ l'angle dans le Ce:YAG du rayon ayant l'angle θ_1 dans la colle.

$R_{TE}(\theta_0)$ Le coefficient de réflexion de Fresnel sur l'interface Ce:YAG-colle pour un rayon de polarisation TE et d'angle d'incidence θ_0 .

De même pour la polarisation TM la répartition d'intensité s'écrit :

$$I_{TM}(\theta_1) = (1 - R_{TM}(\theta_0)) \quad (3.25)$$

Le coefficient de transmission de Fresnel sur l'interface colle - alexandrite pour la polarisation TE s'écrit :

$$T_{TE} = \frac{\int_0^{\pi/2} I_{TE}(\theta_1) \times (1 - R_{TE}(\theta_1)) \times \sin(\theta_1) d\theta_1}{\int_0^{\pi/2} I_{TE}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1} \quad (3.26)$$

L'intégrale parcourt les angles de 0 à $\pi/2$ rad car il n'y a pas de réflexion totale interne lors de la traversée de l'interface colle $\rightarrow$ alexandrite.

Le coefficient de transmission de Fresnel sur l'interface colle - alexandrite pour la polarisation TM s'écrit :

$$T_{TM} = \frac{\int_0^{\pi/2} I_{TE}(\theta_1) \times (1 - R_{TM}(\theta_1)) \times \sin(\theta_1) d\theta_1}{\int_0^{\pi/2} I_{TM}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1} \quad (3.27)$$

Dans le Ce:YAG, la lumière n'est pas polarisée. En revanche dans la colle il existe un léger déséquilibre entre les polarisations TE et TM dont nous tenons compte pour la pondération des coefficients T_{TE} et T_{TM} :

$$T = \frac{T_{TE} \times \int_0^{\pi/2} I_{TE}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1 + T_{TM} \times \int_0^{\pi/2} I_{TM}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1}{\int_0^{\pi/2} I_{TE}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1 + \int_0^{\pi/2} I_{TM}(\theta_1) \times \sin(\theta_1) d\theta_1} \quad (3.28)$$

$$= 93,4 \% \quad (3.29)$$

Ce coefficient de réflexion moyen de 6,6 % est calculé avec tous les rayons (sous tous les angles) et sur les deux polarisations TE et TM . Nous estimons ainsi que 2569 W sont transmis au cristal d'alexandrite.

3. L'absorption du cristal d'alexandrite est mesurée dans l'air en sélectionnant quelques rayons parallèles provenant du concentrateur sélectionnés à l'aide de deux diaphragmes. Nous mesurons une absorption de 35 % sur l'épaisseur du cristal de 1 mm.

4. Sans la collimation provoquée par les diaphragmes, la propagation moyenne dans l'alexandrite pondérée par le coefficient de transmission de Fresnel à l'interface air - alexandrite vaut 1,104 mm :

$$\langle r \rangle = \frac{\int_0^{\theta_{max}} r(\theta) T(\theta) d\Omega}{\int_0^{\theta_{max}} T(\theta) d\Omega} \quad (3.30)$$

$$= 1,104 \text{ mm} \quad (3.31)$$

Où

$\theta_{max} = 36^\circ$ est l'angle maximum des rayons dans l'alexandrite provenant de l'air.

$r(\theta) = \frac{t}{\cos(\theta)}$ est la distance que parcourt un rayon d'angle θ dans l'alexandrite avant d'atteindre la face opposée.

$t = 1 \text{ mm}$ est l'épaisseur du cristal d'alexandrite.

$T(\theta)$ est la transmission de Fresnel à l'interface air - alexandrite moyennée sur les deux polarisation TE et TM pour un rayon d'angle θ dans l'alexandrite.

$d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta$ est l'angle solide de la couronne comprise entre les angles θ et $\theta + d\theta$.

Cette propagation conduit à une absorption de 38 %. Cela correspond à un coefficient d'absorption de $4,3 \text{ cm}^{-1}$ en moyenne sur deux directions de polarisation (axes b et c de l'alexandrite) et sur le spectre Ce:YAG.

Cette mesure est cohérente avec la valeur présente dans la littérature [92] à 635 nm pour un alexandrite présentant le même niveau de dopage.

5. Une fois l'alexandrite liée au Ce:YAG, les rayons de pompage entrant dans l'alexandrite ne sont plus parallèles (de 0° à 62°). De plus, certains rayons subissent une réflexion totale interne dans le cristal d'alexandrite. Par conséquent, la distance moyenne de propagation des rayons de pompage due au piégeage dans l'alexandrite est supérieure à l'épaisseur du cristal, ce qui entraîne une absorption plus élevée. Pour estimer l'absorption, nous mesurons l'intensité de fluorescence de l'alexandrite lorsqu'elle est collée au Ce:YAG et lorsqu'elle ne l'est pas. Le signal de fluorescence est 2,4 fois plus élevé avec de la colle que sans. Il peut être encore augmenté à 2,8 lorsque les 3 faces latérales (deux de $1 \times 25 \text{ mm}^2$ et une de $3 \times 25 \text{ mm}^2$) de l'alexandrite sont recouvertes d'une pâte thermique blanche diffusante. Par conséquent, en supposant que la puissance de pompage absorbée est proportionnelle au signal de fluorescence, nous pouvons en déduire que 1320 W sont absorbés dans l'alexandrite dans la meilleure configuration. Par rapport à la puissance émise (2569 W), cela représente une absorption de 51 %, supérieure à l'absorption observée avec les rayons parallèles seuls.

3.3.3 Description de la mise en œuvre expérimentale

La température de l'alexandrite est réglée à 85°C , ce qui correspond au gain maximal de l'alexandrite par rapport à la température [75]. La durée de l'impulsion de pompage est choisie en regard de l'évolution temporelle de la fluorescence de l'alexandrite. En effet, la fluorescence est proportionnelle à la population du niveau du haut et donc liée au gain petit signal. Nous observons que le signal de fluorescence augmente jusqu'à une durée de pompage de 400 μs (voir figure 3.23, ce qui correspond à une durée de vie de 155 μs à 85°C). Comme attendu pour le pompage transversal, nous observons que la fluorescence est plus élevée à proximité de la surface pompée,

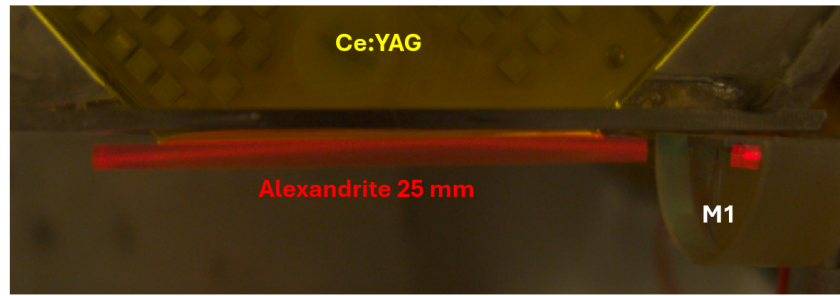


FIGURE 3.19 – Photo de profil du cristal d'alexandrite. Le trait rouge correspond aux passages du faisceau signal dans l'alexandrite visible grâce à la fluorescence de réabsorption.

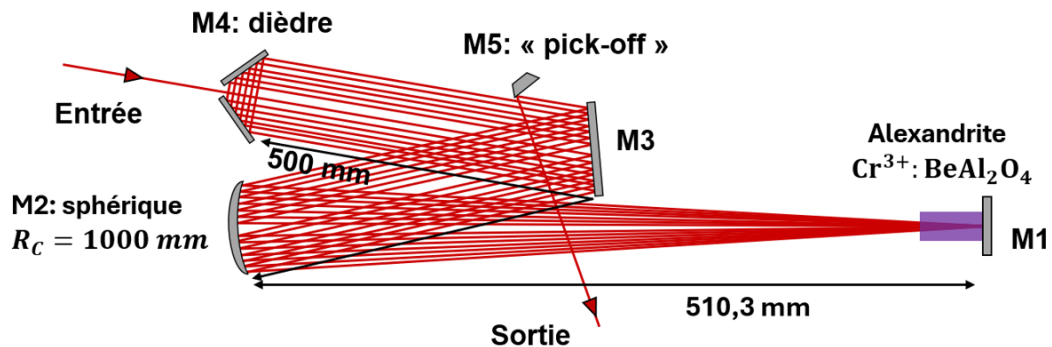


FIGURE 3.20 – Schéma de l'amplificateur multipassage géométrique vue de dessus. Les miroirs M1, M2, M3, M4, et M5 sont des miroirs de haute réflectivité (HR) à 761 nm.

et décroît ensuite en s'en éloignant du concentrateur. Par conséquent, plus on se rapproche du concentrateur, plus l'inversion de population est élevée. Une solution pour maximiser le gain consiste à faire rebondir le faisceau sur la face pompée [75,92]. Pour entrer dans l'alexandrite depuis le centre de la face d'entrée avec un rebond au centre du cristal, nous avons besoin d'un angle d'incidence $\alpha = 3,9^\circ$ sur la face d'entrée (voir figures 3.16 et 3.19). Cet angle est bien inférieur à l'angle limite (28°) pour la réflexion totale interne à l'interface alexandrite ($n = 1,7$) - colle ($n = 1,5$), ce qui signifie que le faisceau de signal peut rebondir sur la face pompée sans perte.

Le gain petit signal est mesuré dans une configuration à double passage après réflexion sur le miroir arrière de l'amplificateur (M1). Le gain atteint 1,9 avec le rebond (gain simple passage de 1,38), tandis qu'il atteint un maximum de 1,6 sans rebond (en optimisant la position du faisceau de signal pour qu'il soit très proche de la face de pompage, mais sans pertes par diffraction).

3.3.4 L'amplificateur multipassages géométrique

La configuration de l'amplificateur multipassage est illustrée à la figure 3.20. Sa construction est inspirée de la configuration "papillon" utilisée dans l'expérience du Cr:LiSAF avec une évolution majeure qui repose sur l'ajout du miroir M1 juste en sortie du cristal d'alexandrite. Ce miroir divise par deux l'encombrement total



FIGURE 3.21 – Photo du cristal d'alexandrite vu de dessous. Les multiples passages forment un éventail dans le cristal, centrée dans la zone de gain c'est à dire sous le concentrateur luminescent. La zone du concentrateur luminescent correspond au rectangle de couleur jaune orangé par transparence de l'alexandrite.

de l'amplificateur et diminue également d'un facteur 2 le nombre de paramètres de réglage. L'amplificateur est donc plus facile à aligner. Étant donné que la taille du faisceau dans l'alexandrite est petite (rayon de $100\ \mu\text{m}$, correspondant à une distance de Rayleigh de $4,1\ \text{cm}$ dans l'air), nous concevons un relais d'images à la manière de [93] : cette configuration garantit un grand nombre de passages tout en conservant une petite taille de faisceau dans l'alexandrite. Nous avons réalisé cela à l'aide d'un ensemble de miroirs hautement réfléchissants, comprenant un miroir concave M2 (rayon de courbure $Rc = 1\ \text{m}$) et plusieurs miroirs plans (M1, M3, M4, M5). M2 conjugue un waist sur le dièdre M4 avec un waist sur le miroir arrière M1. Le dièdre M4 se compose de deux miroirs perpendiculaires qui translatent le faisceau dans le plan horizontal afin de modifier l'angle d'incidence sur l'alexandrite. M3 est un simple miroir plan dit "de replis" utilisé pour rendre l'amplificateur plus compact, et enfin M5 est un miroir "pick-off" taillé en biseau et conçu pour travailler au bord. Il extrait le faisceau de son parcours et met fin à sa propagation dans l'amplificateur.

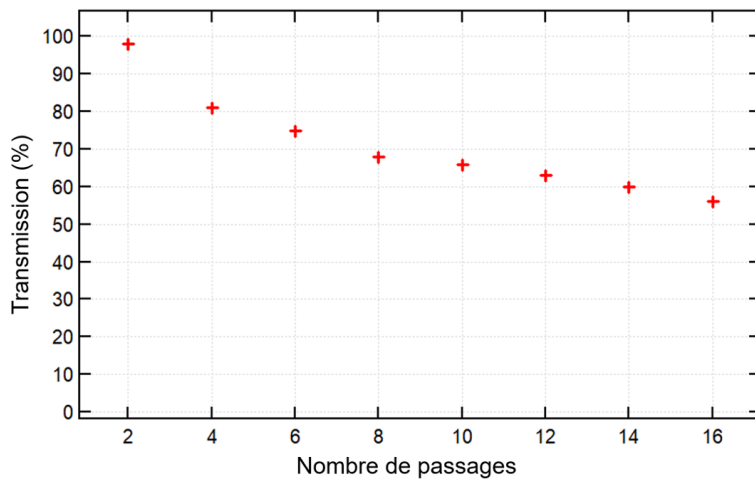


FIGURE 3.22 – Transmission de l'amplificateur multipassage en fonction du nombre de passages dans le cristal d'alexandrite (non pompé).

Sur la figure 3.22, nous relevons la transmission de l'amplificateur multipassage

sans pompage en fonction du nombre de passages dans le cristal d'alexandrite. Nous observons une diminution importante entre le deuxième et le quatrième passage, qui est plus prononcée que la diminution entre passages suivants. Cela peut être attribué à un léger écrêtage sur les miroirs M4, car le faisceau est très proche des bords intérieurs des miroirs M4 après le deuxième passage. Après le quatrième passage, nous mesurons une transmission constante de 95 % entre deux passages consécutifs. Le nombre de passages est limité par la taille de M3 (50 mm de diamètre) et par la distance entre deux faisceaux de passages consécutifs. Cette distance est nécessaire pour extraire le signal lors du dernier passage sans affecter les passages précédents par diffraction. Après avoir optimisé l'amplificateur, nous obtenons 16 passages avec une transmission totale de 58 %. Ces pertes sont presque entièrement dues à la diffraction, l'absorption de l'alexandrite à 761 nm étant négligeable à la température de travail.

3.3.5 Résultat expérimentaux : caractérisation laser avec des impulsions de 5 μ s

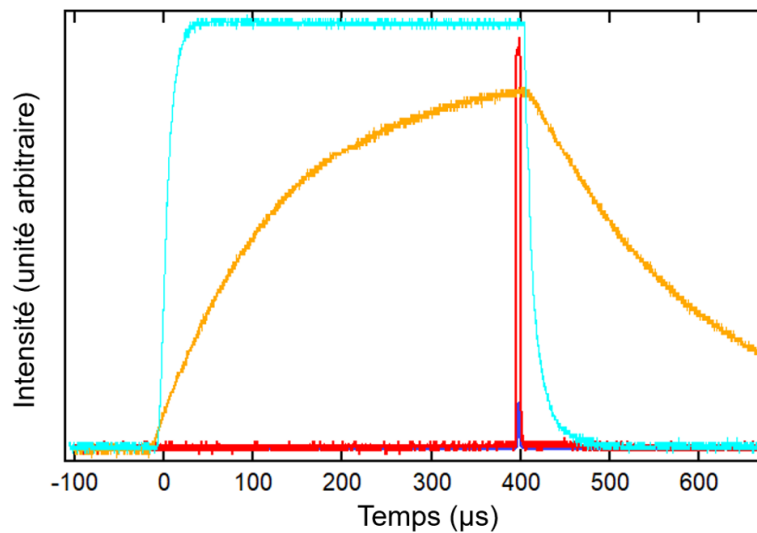


FIGURE 3.23 – Synchronisation temporelle de différents signaux. En bleu : signal de pompage dans la gamme 530-630 nm émis par le Ce:YAG. En orange : signal de fluorescence de l'alexandrite. En violet : signal d'injection à 761 nm (dans le cas d'impulsions de 5 μ s). En rouge : signal amplifié en sortie. Un zoom sur les signaux en sortie d'amplificateur est présenté plus loin dans la figure 3.24.

Nous commençons la caractérisation de l'amplificateur avec des impulsions signal de 5 μ s et une puissance crête de 430 mW. L'impulsion du signal est synchronisée pour être amplifiée à la fin de l'impulsion de pompage (Fig. 3.23). La fréquence de répétition est réglée à 10 Hz afin de limiter les effets thermiques induits par la puissance moyenne de pompe. La photodiode de sortie est calibrée à l'aide d'un Joulemètre. À la sortie, la photodiode enregistre le signal amplifié (figure 3.24). Nous observons que le signal temporel amplifié (ligne rouge) est légèrement modifié dans le temps par le processus d'amplification par rapport au signal non amplifié (ligne bleue). Au final, la puissance crête de sortie est de 14,7 W. Cela correspond

à un gain net de 34 par rapport à la puissance d'entrée. Nous vérifions la qualité du faisceau à la sortie de l'amplificateur après 16 passages. Le coefficient $M^2 = 1,3$ sans amplification et $M^2 = 5$ avec amplification. Cette dégradation n'est pas un problème pour les applications de l'imagerie acousto-optique, car le faisceau traverse des milieux très diffusants et perd rapidement sa forme spatiale.

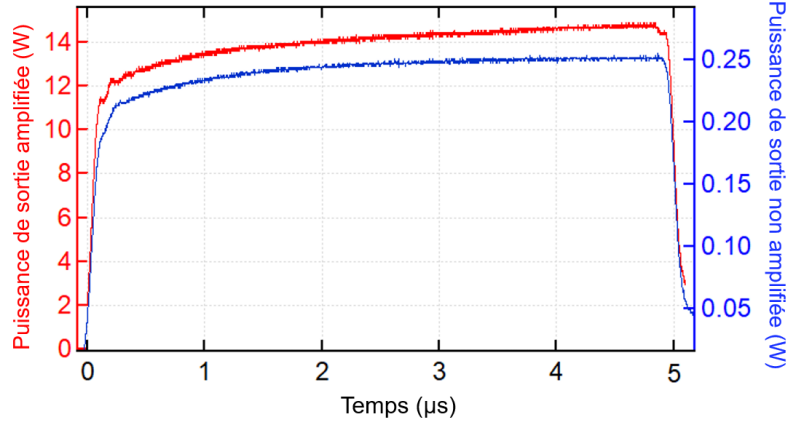


FIGURE 3.24 – Créneaux de $5 \mu\text{s}$ amplifiés (en rouge) et non amplifiés (en bleu) en sortie de l'amplificateur multipassage.

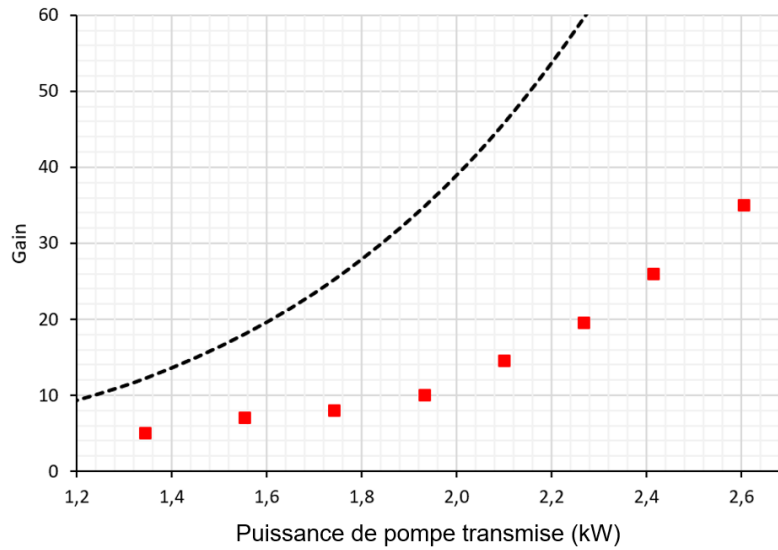


FIGURE 3.25 – Gain en fonction de la puissance de pompe pour 16 passages dans l'amplificateur. Le gain est défini comme $G = \frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{out}}}$. Courbe en pointillés noirs : gain théorique en régime petit signal. Carrés rouges : points expérimentaux.

Ensuite, nous mesurons le gain après 16 passages en fonction de la puissance de pompe en faisant varier le courant dans les LED (Fig. 3.25). Nous le comparons au gain théorique en régime petit signal. À l'entrée de l'alexandrite, l'intensité de pompage atteint 14 kW.cm^{-2} , ce qui correspond à 40 % de l'intensité de saturation de pompage (définie de manière standard comme $hc/(\sigma_p \tau \lambda_p)$), dont les quantités sont

définies ci-dessous). Pour cette raison, nous devons tenir compte de la saturation d'absorption de la pompe dans le calcul du gain. En supposant que le cristal est éclairé par une intensité I_p (définie en nombre de photons.s⁻¹.m⁻²), le gain petit signal après 16 passages peut s'écrire :

$$G_0 = T \cdot \exp \left[8 \ln(G_{0\max}) \frac{I_p}{I_{p\max}} \frac{1 + \tau \sigma_p I_p}{1 + \tau \sigma_p I_{p\max}} \right] \quad (3.32)$$

où $I_{p\max}$ est calculé pour la puissance de pompe incidente maximale (2569 W sur une surface de 1×20 mm²).

G_0 gain petit signal de l'amplificateur multipassage.

$G_{0\max}$ gain maximal correspondant à la puissance de pompe maximale.

I_p intensité de pompe incidente.

$I_{p\max}$ intensité de pompe incidente maximale (pour 2569 W sur 1×20 mm²).

σ_p section efficace d'absorption de la pompe, déduite de $\sigma_p = \alpha_p/n_t$.

α_p coefficient d'absorption à la pompe (mesuré ici à 4,3 cm⁻¹).

n_t concentration en ions actifs Cr³⁺ ($n_t = 6,4 \times 10^{25}$ m⁻³ pour un dopage de 0,22 %).

λ_p longueur d'onde moyenne de la pompe (575 nm) d'après la figure 3.26.

T transmission globale du système multipassage (ici $T = 58$ % pour 16 passages).

τ durée de vie de la transition laser ($\tau = 155$ μs à 85°C).

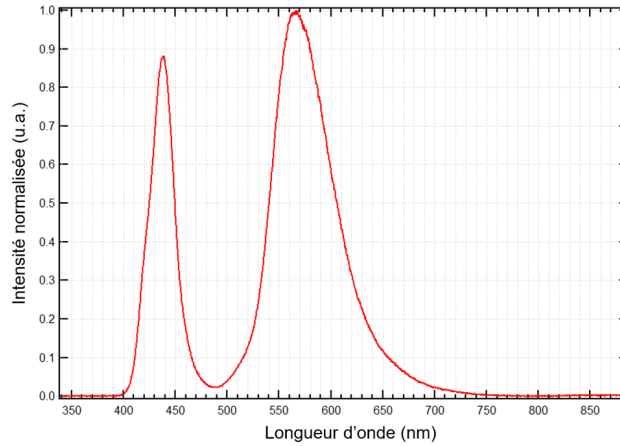


FIGURE 3.26 – Spectre des LEDs (pic de gauche) et du Ce:YAG (pic de droite) dans les conditions réelles de l'expérience (6 A/LED et 10 Hz). λ_p moyen est à 575 nm.

La figure 3.25 montre clairement que le gain enregistré est bien inférieur au gain de petit signal théorique. Deux faits pourraient expliquer cela. Le premier est un recouvrement imparfait entre les faisceaux du signal et le volume pompé dans l'alexandrite. Le second est l'existence d'une saturation du gain.

Pour clarifier ce point, nous mesurons le gain pour différents nombres de passages, variant entre 2 et 16 (figure 3.27). Nous le comparons à deux gains théoriques : le premier est le gain de petit signal après n passages $G_0 n$, en tenant compte de la transmission de l'amplificateur. Le second est le gain G_n saturé par l'intensité du signal dans l'alexandrite, résultant de la superposition de n passages.

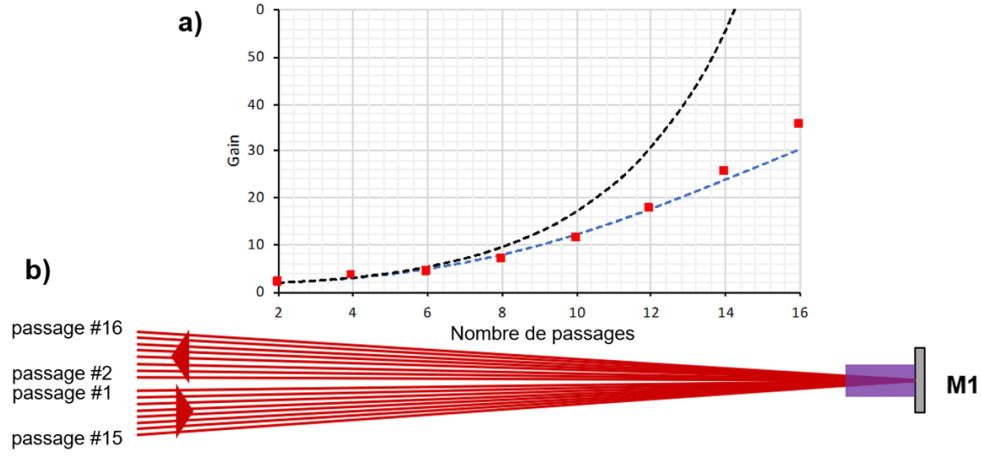


FIGURE 3.27 – a) Gain en fonction du nombre de passages. Les carrés rouges représentent les points expérimentaux, s’alignant sur la courbe en pointillés bleus. La courbe en pointillés noirs représente le gain en régime petit signal.

b) Schéma vue de dessus de l’ordre des différents passages dans le cristal d’alexandrite.

$$G_n = T_n \cdot \exp \left[\frac{n}{2} \ln(G_{0\max}) \frac{1}{1 + \tau \sigma I_n} \right] \quad (3.33)$$

où

G_n gain du multipassage après n passages.

T_n transmission totale du système multipassage après n passages.

n nombre de passages dans le système amplificateur.

$G_{0\max}$ gain maximal du système pour la puissance de pompe maximale.

τ temps de vie de la transition laser (ici $\tau = 155 \mu\text{s}$ à 85°C).

σ section efficace d’émission à 761 nm (tenant compte de l’absorption par l’état excité), avec $\sigma = 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 85°C [60].

I_n intensité totale présente dans le multipassage après n passages.

Étant donné que le signal est très long par rapport au temps nécessaire pour passer d’un passage à l’autre, tous les passages peuvent être considérés comme superposés dans le temps. En supposant, pour simplifier, que tous les faisceaux du multipassage sont également superposés dans l’espace, les intensités doivent être additionnées sur tous les passages, en suivant la même démarche que pour le Cr:Li-SAF. La figure 3.27 montre que le gain petit signal G_0^n est loin de l’observation. En revanche, le gain saturé est plus proche des points expérimentaux. La divergence visible pour le gain au 16^{ème} passage pourrait s’expliquer par l’angle d’incidence plus grand qui n’entraîne qu’un chevauchement partiel et produit donc une saturation plus faible.

3.3.6 Fonctionnement laser avec des durées d'impulsions de 100 μs

Dans les milieux biologiques, la durée de l'impulsion d'illumination peut être prolongée jusqu'à 100 μs sans perte d'informations sur les objets mobiles. Les impulsions longues sont utiles pour augmenter la puissance moyenne et donc le rapport signal/bruit de l'imagerie acousto-optique. Comme la durée de l'impulsion de pompage est de 400 μs , nous pouvons augmenter le signal d'impulsion de 5 μs à 100 μs sans perte significative sur l'inversion de population (voir figure 3.23). Le signal est synchronisé pour obtenir un chevauchement temporel pendant les 100 dernières microsecondes de l'impulsion de pompage. Nous observons alors que le signal devient très instable. La figure 3.28 présente une seule impulsion du signal amplifiée pour une durée de 100 μs (courbe bleue en trait continu). La courbe bleue en pointillés présente le signal théorique en supposant un gain non saturé de 16 passages qui évolue pendant les 100 dernières microsecondes du pompage (voir fig. 3.23). Il est clair que le signal augmente beaucoup plus que prévu, dépassant même le gain du régime petit signal. De plus, nous observons également des instabilités dues à un auto-laser parasite à la fin du signal. Il convient de mentionner qu'aucun effet laser parasite n'est observé lors du pompage si le signal d'injection est absent.

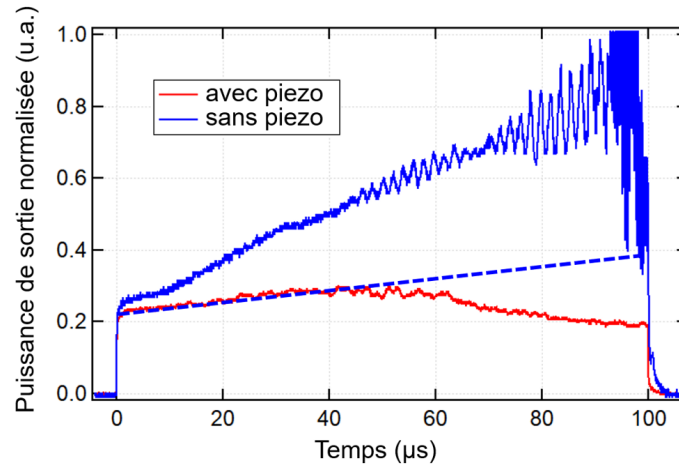


FIGURE 3.28 – Signaux de 100 μs amplifiés à puissance de pompe maximale.

Courbe bleue : signal sans vibrations sur M1. Ligne bleue en pointillés, signal attendu en supposant un gain non saturé sur 16 passages et en prenant en compte l'évolution de l'inversion de population pendant le signal (présent après 300 μs de pompage et se terminant à 400 μs de pompage, voir Fig. 3.23). Courbe rouge : signal avec vibrations sur M1 induites par un transducteur piézoélectrique.

Étonnamment, cet effet est d'autant plus prononcé lorsque le signal d'entrée augmente. La figure 3.29 montre que le signal de sortie est stable pour une faible puissance du signal d'entrée (typiquement inférieure à 72 mW). Il devient fortement instable pour une puissance de signal plus élevée. Cette observation est contre-intuitive, car un signal plus puissant devrait induire une saturation de gain plus élevée et donc réduire le gain disponible pour l'auto-amplification. Une augmentation du gain par rapport au régime petit signal a déjà été observée dans les amplificateurs laser. Elle est généralement causée par un processus non linéaire de mélange

à deux ondes [94] ou de mélange dégénéré à quatre ondes [95]. Ce phénomène est lié à la saturation locale du gain résultant des interférences entre les faisceaux propageants et contrapropageants, à la longueur d'onde du signal. Comme l'indice de réfraction dépend de l'inversion de population locale, la saturation du gain induit un réseau d'indice qui peut coupler les ondes et transférer l'énergie d'une onde à l'autre. La dépendance de l'indice de réfraction à l'inversion de population est particulièrement importante dans l'alexandrite [96]. De plus, le mélange à quatre ondes est renforcé dans les géométries à multiples passages [95]. Dans notre cas, les 16 faisceaux correspondant aux 16 passages dans l'amplificateur se superposent largement dans l'alexandrite. Comme le laser d'amorçage est monofréquence, les interférences entre les différents faisceaux ont un contraste élevé et des réseaux sont créés par la saturation locale de l'inversion de population. Cela signifie que les différents passages peuvent être couplés, ce qui forcerait la lumière à parcourir bien plus que 16 passages dans l'amplificateur. Cela pourrait expliquer l'augmentation du signal observée dans les figures 3.28 et 3.29, ainsi que les oscillations parasites du laser lorsque le gain est trop élevé.

Afin d'étayer notre interprétation, nous mettons en œuvre un diagnostic complémentaire consistant à injecter un signal modulé en une succession de créneaux temporels. Si l'émission laser parasite résulte de la formation involontaire d'une cavité classique au sein de l'agencement complexe de miroirs de la cellule multipassages, alors le temps de création du signal laser devrait se réinitialiser à chaque début de créneau. À l'inverse, si l'effet observé repose sur un mécanisme de dépeuplement de l'état excité — c'est-à-dire sur un réseau de gain issu d'un phénomène de *spatial hole burning* — la durée hors signal T_{off} séparant deux créneaux consécutifs ne permettra pas de reconstituer la population dans les zones dépeuplées. En effet, la constante de temps associée à la relaxation de l'ion Cr^{3+} dans l'alexandrite, $\tau \approx 160 \mu\text{s}$, demeure très largement supérieure aux valeurs de T_{off} employées. Dans ce régime, comme le montre la figure 3.30, les créneaux successifs présentent une croissance cumulative anormalement élevée et l'apparition du signal laser indésirable subsiste, confirmant ainsi l'origine populationnelle du phénomène.

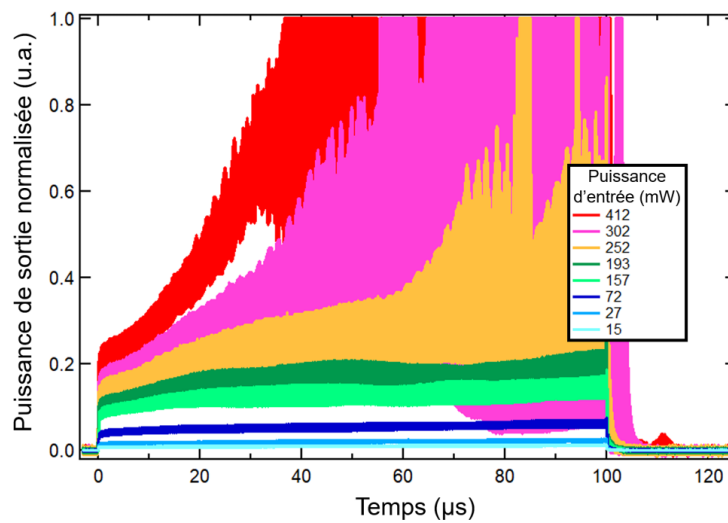


FIGURE 3.29 – Signal de sortie après amplification (la pompe délivre la puissance maximale) pour différentes puissances d'entrée dans l'amplificateur. Enregistrés sur un oscilloscope avec une rémanence de plusieurs minutes.

Les motifs interférométriques de saturation locale du gain et les effets qui en découlent peuvent être éliminés en déplaçant rapidement les franges d'interférence. Cela peut être réalisé en faisant varier la différence de chemin optique entre les faisceaux avant et après la réflexion au niveau du miroir arrière M1. Pour valider cette hypothèse, le miroir M1 est monté sur un transducteur piézoélectrique qui est entraîné par une rampe de tension de 0 à 10 V, synchronisé avec le signal laser. La courbe rouge de la figure 3.28 montre un impact clair : le gain supplémentaire disparaît (avec un résultat très proche de celui attendu par la théorie) et aucune oscillation parasite n'est plus observée. Cette expérience fournit un premier indice de l'importance du mélange d'ondes dans notre amplificateur multipassage. Des investigations supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer cette approche. La stabilité du signal obtenu avec le cristal piézoélectrique serait aussi à améliorer.

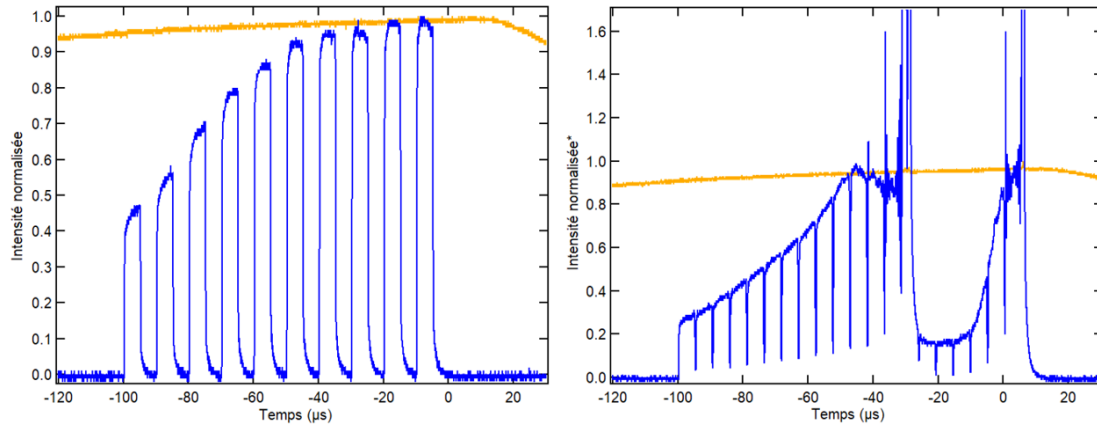


FIGURE 3.30 – Le signal dans l'amplificateur multipassage (en bleu) est divisé : à gauche en 10 créneaux $T_{\text{on}} = 5 \mu\text{s}$ et $T_{\text{off}} = 5 \mu\text{s}$, à droite en 19 créneaux $T_{\text{on}} = 5 \mu\text{s}$ et $T_{\text{off}} = \frac{5}{18} \mu\text{s}$. Le tracé orange représente la fluorescence de l'alexandrite pour montrer la synchronisation du signal sur la fin des 400 μs de pompage.

* A droite l'intensité du signal est normalisé sur le signal principal (les pics lasers sont ignorés).

3.3.7 Conclusion sur l'amplificateur à alexandrite pompé par LEDs

Cette expérience présente un amplificateur géométrique multipassage à gain élevé. Après 16 passages, un gain de 34 est obtenu pour des impulsions de 5 μs à une fréquence de 10 Hz, atteignant une puissance de crête de 14 W à 761 nm. Avec une durée de 100 μs , nous avons observé un effet laser parasite lié à la création de réseaux de gain dans l'alexandrite. Nous avons démontré que cet effet peut être évité en "brouillant" les franges via un miroir mobile. Ce signal de sortie monofréquence est 1,75 fois plus puissant que celui de la publication la plus récente sur l'imagerie acousto-optique [17]. Ce nouvel amplificateur laser est prometteur pour améliorer la profondeur de pénétration et le rapport signal/bruit de l'IAO dans les milieux diffusants, en raison de sa puissance élevée dans la fenêtre spectrale thérapeutique et de sa capacité d'accordabilité entre 700 nm et 800 nm. Ce résultat a été rendu possible grâce au concentrateur luminescent de Ce:YAG pompé par LED délivrant une puissance de crête de 2,6 kW dans la région spectrale jaune (530-630 nm) pour

des impulsions de pompe de 400 μ s. La puissance de pompe est presque trois fois supérieure à celle de la T2000 [80]. Cela permet d'obtenir un gain simple passage plus élevé de 1,38 au lieu de 1,16 [80] dans l'alexandrite. Ce gain est nettement supérieur à celui obtenu avec l'alexandrite pompée par des diodes laser, qui est généralement de 1,2 [80].

Afin de répondre entièrement aux exigences de l'IAO, il faut augmenter la puissance du signal jusqu'à 100 W. Nos travaux montrent que nous avons poussé le système pompé par LED à ses limites, car l'alexandrite subit une saturation de l'absorption de la pompe.

De plus, il semble difficile d'augmenter le nombre de passages sans problèmes de chevauchement entre les faisceaux de signal et le volume pompé. Par conséquent, pour atteindre 100 W, l'ajout d'un deuxième amplificateur devrait être la meilleure option. Une puissance de crête de 100 W sur 100 μ s correspond à une énergie de 10 mJ. Cette valeur est bien inférieure à l'énergie stockée dans notre amplificateur à alexandrite, qui peut être estimée à 190 mJ dans tout le volume pompé (ce qui correspond au produit de la puissance absorbée par la pompe $\times$ la durée de vie). Le deuxième amplificateur nécessite un gain de 7, qui devrait être atteint avec moins de 16 passages. La deuxième exigence à remplir est la fréquence de répétition (100 Hz). La fréquence de répétition est actuellement limitée à 10 Hz à cause de la dégradation thermique de la colle entre le concentrateur luminescent et l'alexandrite pour les températures supérieures à 80 °C. Ce problème pourra être résolu avec l'apparition de nouvelles colles optiques plus résistantes ou une nouvelle méthode de refroidissement du concentrateur (immersion dans une huile électriquement isolante).

Conclusion générale

L’objectif de ce travail était de concevoir une nouvelle source laser impulsionnelle, monofréquence, accordable dans la fenêtre thérapeutique, capable de délivrer des puissances de l’ordre de 100 W sur 100 μ s à 100 Hz, pour améliorer les performances de l’imagerie acousto-optique (IAO) en milieu diffusant. Le manuscrit montre la démarche de recherche qui a été menée durant les trois années de travail : identification des technologies laser pertinentes pour répondre au besoin, montée en puissance d’un système de pompage par LED via un concentrateur luminescent puis exploration des performances d’amplificateurs lasers en utilisant des ions de transition métallique sélectionnés pour leur accordabilité dans l’infrarouge proche.

Dans le premier chapitre (1) nous avons établi le contexte et les contraintes de l’imagerie acousto-optique. Par rapport aux techniques d’imagerie actuelles limitées par la diffusion dans les tissus biologiques, l’IAO propose une solution originale en marquant optiquement le milieu grâce à une modulation acoustique insensible à la diffusion optique. Cependant, l’IAO impose des performances laser très exigeantes : puissance crête élevée, grande finesse spectrale, accordabilité dans l’infrarouge proche, cadence élevée et durée d’impulsion (100 μ s) correspondant un régime dit ”quasi-continu” qui n’est que rarement étudié. L’étude de l’état de l’art a alors permis d’identifier que ni les fibres dopées à l’Erbium ni les diodes laser ne pouvaient satisfaire simultanément ces critères. Parmi les cristaux dopés aux ions de transition métallique, trois matériaux se distinguaient pour leur accordabilité dans l’infrarouge proche : le Ti:saphir, le Cr:LiSAF et l’alexandrite, chacun présentant des atouts et limitations en termes de gain, de durée de vie et de comportement thermique. Plutôt que de réaliser un oscillateur laser puissant fonctionnant en régime quasi-continu, nous avons choisi de ”séparer les variables” avec une architecture oscillateur-amplificateur. Cependant, la durée des impulsions à 100 μ s a contraint l’utilisation d’un amplificateur à multipassages géométrique dans lequel le nombre de passages est limité (typiquement à une dizaine). Pour atteindre le niveau de puissance crête visé, nous avons fait le choix d’une nouvelle technologie de pompage : le pompage par LED via concentrateur luminescent développé depuis une dizaine d’années dans le groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry (LCF). Celle-ci permet de réaliser des systèmes de pompage au niveau du kW à des coûts très raisonnables, grâce au marché de l’éclairage à LED. Malheureusement, la puissance des systèmes pompés par LED du LCF était insuffisante pour espérer faire un amplificateur à multipassages géométriques menant aux performances visées.

Il fallait donc développer une nouvelle tête de pompage plus puissante : c’est l’objet du chapitre 2 qui a décrit sa conception, sa réalisation et l’analyse de ses performances. Trois leviers ont été exploités : l’augmentation de la puissance unitaire d’une LED (4,5 W), la multiplication du nombre total de LEDs (3400 LEDs),

et l'amélioration du rendement du concentrateur Ce:YAG. La montée en puissance a été rendue possible grâce à des développements technologiques importants au niveau électronique, thermique et mécanique. Au niveau optique, l'introduction d'une géométrie innovante de concentrateur luminescent en arête avait le potentiel de doubler la puissance en sortie. Pour bien comprendre ce type de concentrateur, nous avons développé un modèle plus avancé que les modèles précédemment développés au LCF. Ce modèle, validé expérimentalement, explique que la distance de propagation moyenne est très importante dans un concentrateur en arête (de l'ordre de 1 m pour un concentrateur de 10 cm de longueur). Les performances sont donc très sensibles aux pertes par propagation et en particulier aux pertes induites par l'absorption par l'état excité (ESA). Malgré cette limitation, la tête de pompage dite "T3000" développée pendant la thèse, délivre des puissances records en régime pulsé : jusqu'à 2,6 kW de puissance crête dans la bande 530–630 nm, presque trois fois plus que la génération précédente. Les systèmes laser développés pendant la thèse ont été présentés dans le chapitre 3. Le Ti:saphir a été pompé avec ce nouveau système T3000. Cependant, malgré la montée en puissance, le gain reste trop faible pour atteindre les puissances visées, confirmant les limites déjà mises en évidence dans l'état de l'art. Le Cr:LiSAF a donné des résultats encourageants, avec un signal monofréquence à 830 nm atteignant 9 W sur 100 μ s. Les simulations du gain de l'amplificateur, validées expérimentalement, montrent que les effets de saturation jouent un rôle important dans la limitation des performances du Cr:LiSAF en amplificateur multipassage géométrique. Cette limitation couplée à la mauvaise tenue thermique du Cr:LiSAF empêchait d'approcher les 100 W souhaités. L'alexandrite s'est révélée être le cristal le plus performant : la durée de vie élevée du niveau excité et son gain croissant avec la température ont permis la démonstration d'un amplificateur multipassage géométrique délivrant un gain de 34 après 16 passages, pour des impulsions de 5 μ s à 10 Hz, avec une puissance crête de 14 W à 761 nm, un record pour l'IAO par rapport aux résultats antérieurs. Ce succès repose directement sur les performances de la T3000, qui offre un gain simple passage de 1,38 dans l'alexandrite, largement supérieur à celui obtenu avec un pompage par diodes (typiquement de 1,1). Le passage à des impulsions plus longues (100 μ s) s'est heurté à des effets laser inattendus créés par des réseaux de gain induits par interférences entre les différents passages du faisceau dans l'alexandrite. Ce problème a été identifié et partiellement résolu par brouillage des interférences via un miroir mobile.

L'ensemble de ces avancées marque une progression significative vers des dispositifs d'imagerie optique plus performants et plus pénétrants dans les tissus biologiques. L'objectif final de 100 W à 100 Hz nécessite encore des développements au niveau de la montée en puissance crête et de la montée en cadence. Cependant cette thèse a ouvert la voie, en démontrant la pertinence d'une nouvelle technologie laser basée sur l'alexandrite pompé par LED. Son potentiel d'application s'étend bien au-delà de l'imagerie acousto-optique : LiDAR, chaînes femtoseconde, lasers UV pour la micro-électronique.

Perspectives

Les résultats de cette thèse contribuent fortement aux avancées sur l'alexandrite pompé par LED menées par de nouveaux doctorants dans le groupe Lasers du Laboratoire Charles Fabry. Les travaux sur les concentrateurs en arête constituent une base solide pour la thèse de Lisa Lallemand consacrée à l'amélioration des performances des concentrateurs luminescents pompés par LED. Le rôle déterminant de la distance moyenne parcourue par les rayons avant d'atteindre une interface de sortie a conduit à l'exploration de nouvelles géométries privilégiant une extraction plus rapide des rayons. L'influence critique de l'absorption par l'état excité a conduit à utiliser des cristaux plus faiblement dopés en cérium. Des premiers résultats montrent un rendement de 30 % à pleine puissance de pompe, soit quasiment trois fois plus que le rendement de la T3000 actuelle.

Les difficultés technologiques rencontrées sur la T3000 m'ont amenées à en concevoir une version entièrement revue avec l'aide du bureau "conception mécanique" du LCF. La nouvelle version intègre une régulation de la température du cristal jusqu'à des valeurs dépassant 120 °C. Celui-ci repose sur une plaque de cuivre thermostatée par un module Peltier couplé à une boucle de rétroaction (voir annexe E). La nouvelle mécanique de la T3000 intègre un axe de translation transversal appliqué à l'ensemble cristal laser-concentrateur et un axe de rotation de l'alexandrite, permettant un alignement plus fin du "rebond" du faisceau signal dans l'alexandrite. Par ailleurs, cette nouvelle version améliore significativement la stabilité mécanique du cristal laser, désormais maintenu par deux cales sur un support en cuivre garantissant un positionnement plus robuste et parfaitement reproductible. La modélisation 3D de cette évolution mécanique est illustrée sur les figures 3.31, 3.32 et 3.33.

J'ai aussi préparé le développement d'une chaîne nanoseconde alexandrite pompée par LED en développant un oscillateur alexandrite fonctionnant en régime déclenché par modulateur acousto-optique (voir annexe F). Cet oscillateur produit en routine des impulsions de presque 1 mJ à 760 nm avec une durée de l'ordre de 360 ns. Il sert actuellement d'injecteur pour un amplificateur multipassage géométrique équivalent à celui que j'ai développé pendant la thèse qui utilise la nouvelle version de la T3000. Cet ensemble sert de base au travail de recherche de Félix Keil qui va développer des systèmes alexandrite femtoseconde pompés par LED. Les premiers résultats obtenus par Félix Keil montrent une énergie en sortie de 12 mJ pour 18 passages et pour une énergie en entrée de 1 mJ, avec un alexandrite chauffé à 105 °C. À titre de comparaison, le précédent record rapporté dans la littérature pour un laser alexandrite pompé par diode était de 4,6 mJ en 980 ns [73]. Ce niveau d'énergie correspond à la valeur attendue pour l'IAO (100 W 100 μ s $\rightarrow$ 10 mJ) donnant du crédit à cette solution laser originale.

Ainsi, ces travaux de thèse permettent d'ouvrir en grand la porte des développements laser de ce cristal remarquable qu'est l'alexandrite.

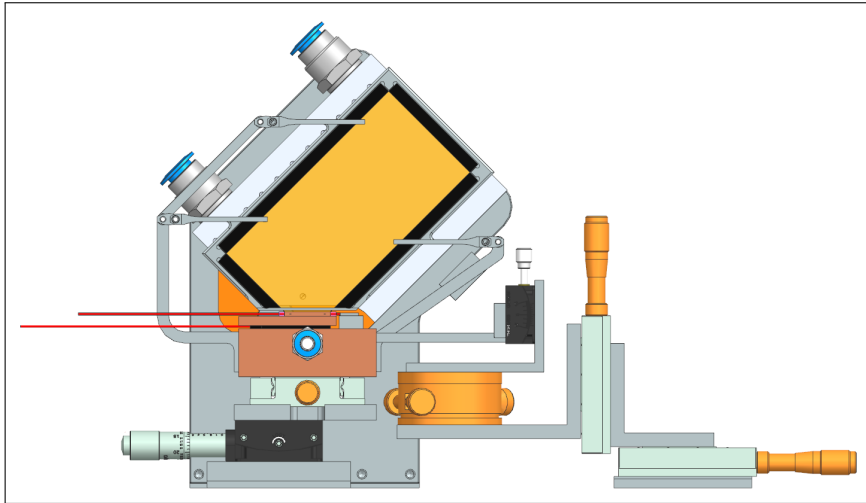


FIGURE 3.31 – Vue de profil de la nouvelle mécanique "version 2"

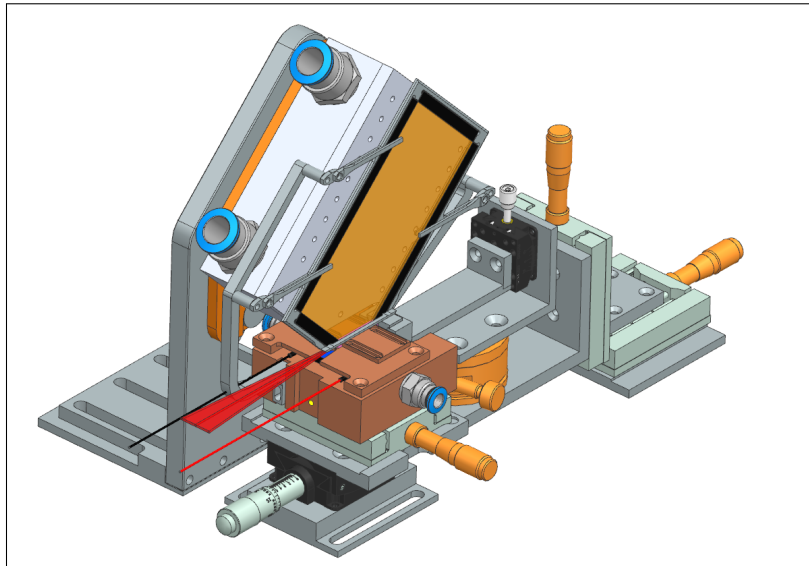


FIGURE 3.32 – Vue de 3/4 de la nouvelle mécanique "version 2"

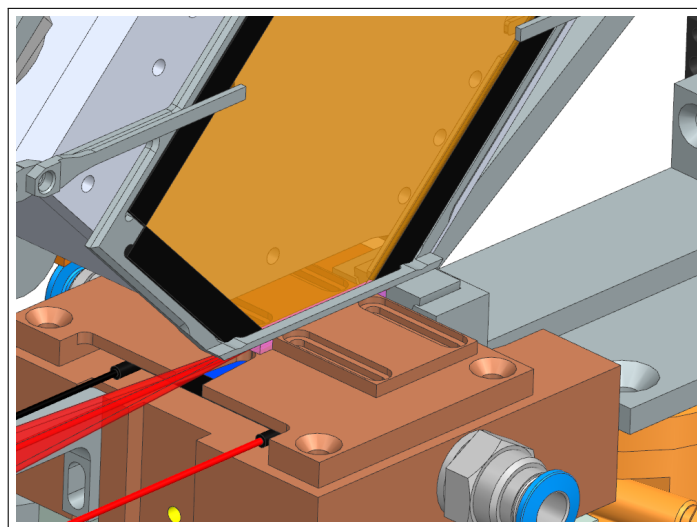


FIGURE 3.33 – Zoom sur la vue de 3/4 de la nouvelle mécanique "version 2"

Annexe A

Technique par forme de raie spectrale

La *méthode par forme de raie spectrale* (ou *fluorescence line-shape method*) est une approche spectroscopique permettant d'extraire le temps de vie radiatif et les sections efficaces d'émission à partir du spectre de fluorescence stationnaire, sans mesure temporelle directe.

Relation entre spectre et temps de vie. Sous l'approximation de Condon, le temps de vie radiatif τ_{rad} est relié à la forme spectrale de fluorescence. Pour un cristal uniaxe, McCumber [97] a montré que :

$$\frac{1}{\tau_{\text{rad}}} = \frac{8\pi n^2}{hc^3} \int_0^\infty \left[\frac{2}{3}G_\sigma(\lambda) + \frac{1}{3}G_\pi(\lambda) \right] \lambda^2 d\lambda, \quad (\text{A.1})$$

où n est l'indice du milieu, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, et $G_\sigma(\lambda)$, $G_\pi(\lambda)$ les fonctions spectrales de fluorescence pour les polarisations σ et π respectivement.

Section efficace d'émission. La section efficace de gain ou d'émission peut ensuite être exprimée comme :

$$\sigma_e(\lambda, \theta, \phi) = \frac{\lambda^5}{8\pi n^2 c \tau_{\text{rad}} I} \left[g_\sigma(\lambda) \sin^2 \phi \sin^2 \theta + g_\pi(\lambda) (\cos^2 \phi + \sin^2 \phi \cos^2 \theta) \right], \quad (\text{A.2})$$

avec

$$I = \int_0^\infty \left[\frac{2}{3}g_\sigma(\lambda) + \frac{1}{3}g_\pi(\lambda) \right] \lambda d\lambda. \quad (\text{A.3})$$

Ici $g_\sigma(\lambda)$ et $g_\pi(\lambda)$ sont les spectres mesurés expérimentalement (non normalisés), et (θ, ϕ) définissent la direction et la polarisation de l'émission par rapport à l'axe optique.

Force d'oscillateur. Enfin, McCumber relie la force d'oscillateur f_{if} d'une transition $i \rightarrow f$ au spectre mesuré par :

$$f_{if} = \frac{mc}{\pi e^2 N} \int_0^\infty \sigma(\lambda) d\lambda, \quad (\text{A.4})$$

où m et e sont la masse et la charge de l'électron, N la densité d'ions actifs, et $\sigma(\lambda)$ la section efficace d'absorption ou d'émission.

Intérêt. Cette méthode permet donc de déterminer τ_{rad} , les sections efficaces σ_e et les forces d'oscillateur à partir d'un simple spectre de fluorescence stationnaire. Comparée au temps de vie mesuré par décroissance temporelle τ_{mes} , elle donne accès au rendement quantique de fluorescence :

$$\eta = \frac{\tau_{\text{mes}}}{\tau_{\text{rad}}}. \quad (\text{A.5})$$

Annexe B

Verrouillage des modes en phase par SESAM

¹ Lorsque deux modes longitudinaux de la cavité battent, ils génèrent une modulation d'intensité à Ω_{cav} l'intervalle spectral libre de la cavité (en rad.s^{-1}). Cette modulation d'intensité se traduit en modulation de réflectivité pour le SESAM :

$$r_M(t) = r_0 \left[1 - \mu \sin^2 \left(\frac{\Omega_{\text{cav}} t}{2} \right) \right], \quad (\text{B.1})$$

où r_0 est le coefficient de réflexion moyen, $\mu \ll 1$ caractérise la profondeur de modulation introduite par l'absorption saturable.

En développant l'expression (B.1), on obtient :

$$r_M(t) = r_0 \left(1 - \frac{\mu}{2} + \frac{\mu}{4} e^{+i\Omega_{\text{cav}} t} + \frac{\mu}{4} e^{-i\Omega_{\text{cav}} t} \right), \quad (\text{B.2})$$

ce qui montre explicitement la création de composantes fréquentielles supplémentaires par le SESAM, séparées par Ω_{cav} .

Considérons un champ incident composé de N modes longitudinaux :

$$E_{\text{in}}(z, t) = \sum_{n=1}^N A_n(t) e^{i(k_n z - \omega_n t)} + \text{c.c.} \quad (\text{B.3})$$

Après interaction avec le SESAM, le champ transmis contient de nouvelles fréquences :

$$E_{\text{out}}(z, t) = r_0 \sum_{n=1}^N e^{ik_n z} \left[\left(1 - \frac{\mu}{2} \right) A_n e^{-i\omega_n t} + \frac{\mu}{4} A_n e^{-i(\omega_n + \Omega_{\text{cav}})t} + \frac{\mu}{4} A_n e^{-i(\omega_n - \Omega_{\text{cav}})t} \right]. \quad (\text{B.4})$$

On constate donc que chaque mode n se couple à ses deux voisins $n \pm 1$. Si la fréquence de modulation est exactement l'intervalle spectral libre de la cavité, alors l'ensemble des modes se trouve couplé. À l'état stationnaire, la solution la plus stable est que tous les modes partagent la même phase : ce qui correspond au verrouillage de modes en phase.

1. Cette annexe n'a pas de rapport avec les expérimentations de la thèse, mais ayant particulièrement apprécié le principe en cours et en travaux pratiques je souhaitais en garder une trace ici.

Annexe C

Vérification expérimentale de I_3 , l'intensité (dans le concentrateur en arête) des photons appartenant aux 4 cônes de sortie.

L'intensité I_3 présente dans les 4 cônes de sortie peut être évaluée à partir des mesures de puissance en sortie de concentrateur. Le puissance-mètre indique le nombre de photons qui traversent la surface de sortie $f \times t$ durant $\delta t = 1$ s dans l'air. Dans le concentrateur, cette intensité surfacique est augmentée du facteur de la transmission de Fresnel, ainsi que d'un facteur 4 correspondant aux 4 cônes (dans le concentrateurs des photons se déplacent dans les 4 directions des cônes alors qu'une seule sort par la face de sortie " $f \times t$ "). Ainsi,

$$I_{3exp} = P_{out} \frac{\lambda}{hc} \cdot \frac{1}{f \times t} \cdot \frac{4}{T} \quad (C.1)$$

Et un ajustement quadratique expérimental sur les points de la courbe 2.26 permet de relier (sur la portion de courbe $P_{LED} \in [6000; 16000]$ W où l'ajustement quadratique fonctionne bien) P_{out} à P_{LED} :

$$P_{out} = -1,463 \times 10^{-6} P_{LED}^2 + 1,110 \times 10^{-1} P_{LED} + 81,28 \quad (C.2)$$

Avec cette méthode, on obtient avec $\alpha \approx 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $R_m = 0,99$, $R_{RTI} = 1$, $P_{LED} = 15770$ W :

$$I_{3exp} = 7,5 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (C.3)$$

$$I_3 = 8,3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \quad (C.4)$$

Soit une simulation dans le bon ordre de grandeur et proche de la valeur mesurée.

Annexe D

Équation de Frantz-Nodvick

L'amplification d'une impulsion brève lors d'un passage dans un milieu à gain est décrite par l'équation de Frantz-Nodvick [98] en utilisant la notion de fluence J (énergie par unité de surface) et s'écrit :

$$J_{\text{out}} = J_{\text{sat}} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{J_{\text{sto}}}{J_{\text{sat}}} \right) \left(\exp \left(\frac{J_{\text{in}}}{J_{\text{sat}}} \right) - 1 \right) \right] \quad (\text{D.1})$$

avec J_{in} et J_{out} les fluences de l'impulsion incidente et amplifiée respectivement, J_{sto} la fluence stockée dans le milieu à gain, et J_{sat} la fluence de saturation.

La fluence stockée dans le milieu à gain est donnée par :

$$J_{\text{sto}} = \frac{hc}{\lambda_l} \Delta n L \quad (\text{D.2})$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, λ_l la longueur d'onde de l'émission laser, Δn l'inversion de population et L la longueur du milieu amplificateur.

La fluence de saturation est définie par les sections efficaces du matériau comme :

$$J_{\text{sat}} = \frac{hc}{\lambda_l (\sigma_{em,l} + \sigma_{abs,l})} \quad (\text{D.3})$$

avec $\sigma_{em,l}$ et $\sigma_{abs,l}$ les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde de l'émission laser.

Le gain petit signal G_0 s'écrit en fonction de la fluence stockée dans le milieu amplificateur J_{sto} et la fluence de saturation J_{sat} comme :

$$G_0 = \exp \left(\frac{J_{\text{sto}}}{J_{\text{sat}}} \right) \quad (\text{D.4})$$

L'équation D.1 peut donc s'écrire :

$$J_{\text{out}} = J_{\text{sat}} \ln \left[1 + G_0 \left(\exp \left(\frac{J_{\text{in}}}{J_{\text{sat}}} \right) - 1 \right) \right] \quad (\text{D.5})$$

Dans le cas de l'amplification régénérative où plusieurs passages dans le milieu à gain sont réalisés, l'équation D.1 peut être utilisée d'une manière itérative, donnant pour le k -ième passage dans le cristal :

$$J_{\text{out},k} = J_{\text{sat}} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{J_{\text{sto},k}}{J_{\text{sat}}} \right) \left(\exp \left(\frac{J_{\text{in},k}}{J_{\text{sat}}} \right) - 1 \right) \right] \quad (\text{D.6})$$

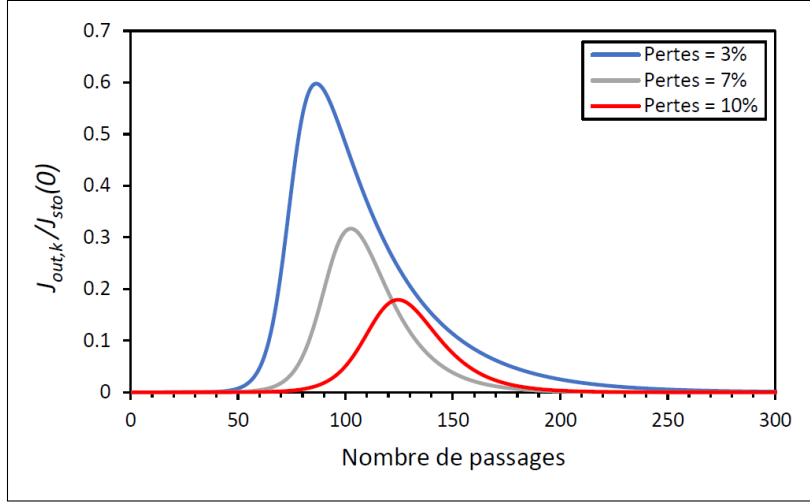


FIGURE D.1 – Dynamique de l’amplification selon le modèle de Frantz-Nodvick pour différentes valeurs de pertes. La courbe présente l’enveloppe des impulsions en fonction du nombre de passages dans l’amplificateur. La figure est issue de [24]

$$J_{\text{sto},k+1} = J_{\text{sto},k} + J_{\text{in},k} - J_{\text{out},k} \quad (\text{D.7})$$

$$J_{\text{in},k+1} = R J_{\text{out},k} \quad (\text{D.8})$$

avec $R = (1 - \text{pertes})$ pour un passage.

La figure D.1 montre un exemple de l’évolution de la fluence de l’impulsion amplifiée en fonction du nombre de passages dans le milieu à gain, pour différentes valeurs de pertes. La fluence maximale extractible est fortement dépendante des pertes de la cavité. Lorsque les pertes totales de l’amplificateur augmentent, la fluence extraite du milieu à gain diminue. Nous pouvons également remarquer que le nombre de passages nécessaires pour atteindre le maximum d’extraction augmente avec les pertes. La fluence initialement stockée dans le milieu à gain $J_{\text{sto}}(0)$ est ainsi extraite de manière moins efficace. Le temps nécessaire pour atteindre le maximum d’énergie, appelé *temps de création*, a tendance à s’allonger lorsque les pertes deviennent importantes. Lors de l’amplification régénérative, le nombre d’allers-retours dans la cavité de l’amplificateur doit être bien choisi pour extraire l’impulsion à son maximum d’énergie. Au-delà, les pertes sont supérieures au gain, et l’impulsion diminue en énergie jusqu’à disparaître (énergie dissipée par les pertes).

Annexe E

Adapter à l'alexandrite un contrôleur de température pour diode laser

Dans la version de la T3000 utilisée pour les résultats sur l'amplificateur multipassage alexandrite [88], le cristal laser est directement collé au concentrateur luminescent. La tête T3000 a été réalisée en deux versions distinctes. La première, utilisée lors des expériences qui ont été présentée au chapitre 3, ne comportait aucun dispositif de refroidissement dédié au cristal laser ; les mesures étaient alors effectuées « à la volée », avec un suivi dynamique de la température.

La seconde version de la T3000 évoquée dans la section "perspectives" de cette thèse, intègre un refroidissement actif du cristal. Celui-ci repose sur une plaque de cuivre (que l'on observe sous le cristal d'alexandrite sur les figures 3.32, 3.33, et 3.31) thermostatée par un module Peltier (RS 693-5081, $P_{\max} = 236$ W, $I_{\max} = 15,4$ A), couplé à une boucle de rétroaction. Le module Peltier est lui-même refroidi par circulation d'eau. La rétroaction est assurée par une thermistance CTN, tandis que la commande est réalisée par un contrôleur de température LIMO (capable de délivrer jusqu'à 10 A au module Peltier), **initialement conçu pour le refroidissement de diodes lasers**.

Dans le cas de l'alexandrite, l'étude bibliographique a montré que la température optimale pour maximiser le gain laser se situe autour de 200 °C. Toutefois, afin de préserver la colle optique assurant l'assemblage entre le cristal et le concentrateur, nous avons choisi de limiter la température de fonctionnement à 80 °C. Or, le contrôleur de température LIMO n'est conçu que pour fonctionner dans la plage 0–50 °C. Pour contourner cette limitation intrinsèque, nous avons introduit une résistance en série avec la thermistance CTN, créant ainsi un décalage (*offset*) entre la température réelle et celle interprétée par le contrôleur.

La courbe caractéristique de la thermistance, que nous avons mesurée expérimentalement, est présentée sur la figure E.1. L'analyse montre qu'une résistance en série de 3,8 k Ω permet effectivement de translater la plage 70–100 °C dans la gamme nominale acceptée par le LIMO (0–50 °C). Afin de garantir la précision de la mesure et la sécurité du cristal, une sonde de type K a par ailleurs été ajoutée au contact direct de l'alexandrite pour assurer un contrôle en temps réel de la température réelle lors des expériences. Enfin, la limitation initiale à 80 °C, imposée par la tenue en température de la colle optique, est en cours de levée grâce à son remplacement par une huile d'adaptation d'indice : l'adhésion mécanique entre les différents cristaux

(concentrateur et milieu laser) est désormais assurée par la structure de maintien, tandis que le contact optique est obtenu par capillarité de l'huile d'indice $n = 1,5$ au sein de la jonction.

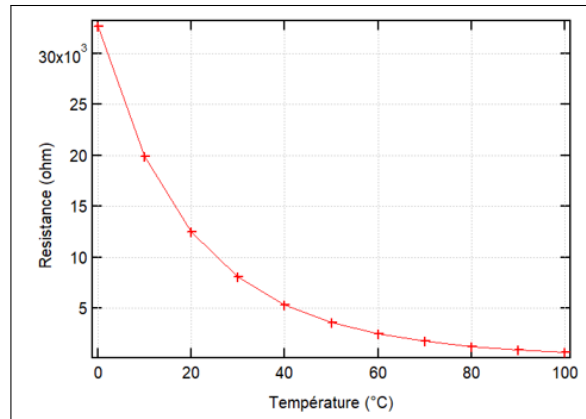


FIGURE E.1 – Résistance en fonction de la température de la thermistance CTN utilisée pour la thermalisation du cristal d'alexandrite par module Peltier.

Annexe F

Oscillateur alexandrite déclenché pour applications ns.

Comme établi dans l'état de l'art, l'alexandrite constitue aujourd'hui l'un des milieux actifs de référence pour les systèmes LIDAR impulsions récents [71]. En prenant du recul sur l'architecture laser développée au cours de cette thèse et sur les performances obtenues, il apparaît que ces avancées peuvent être aisément transposées au domaine des LIDAR nanosecondes. Dans cette perspective, nous avons mis au point un oscillateur à base d'alexandrite ($1 \times 3 \times 14 \text{ mm}^3$ taillé à l'angle de Brewster), pompé par la T2000 et déclenché par un AOM intracavité également taillé à l'angle de Brewster. Le coupleur de sortie est un miroir plan de transmission $T = 2 \%$. La cavité, de longueur $L_C = 65 \text{ cm}$, adopte une géométrie plan-concave avec un miroir de courbure $R_C = 750 \text{ mm}$. Cette configuration permet d'obtenir des impulsions de durée à mi-hauteur de 360 ns (voir Fig. F.1), en mode fondamental TEM_{00} , pour une énergie maximale de 1,8 mJ.

Dans cette configuration expérimentale, le cristal d'alexandrite a été endommagé ponctuellement par piquage, ce qui nous conduit dans la suite à travailler avec des énergies plus faibles, obtenues en réduisant l'énergie de pompe par diminution du temps de pompage.

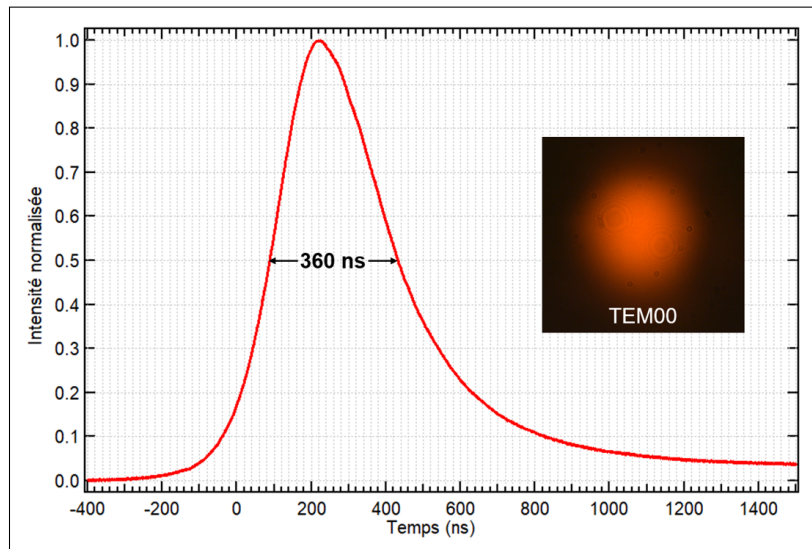


FIGURE F.1 – Caractérisation temporelle de l’impulsion laser déclenchée créée par l’oscillateur à alexandrite pompé par la T2000. L’énergie maximale d’une impulsion ainsi que le profil spatial sont insérés sur la figure.

Annexe G

Figures

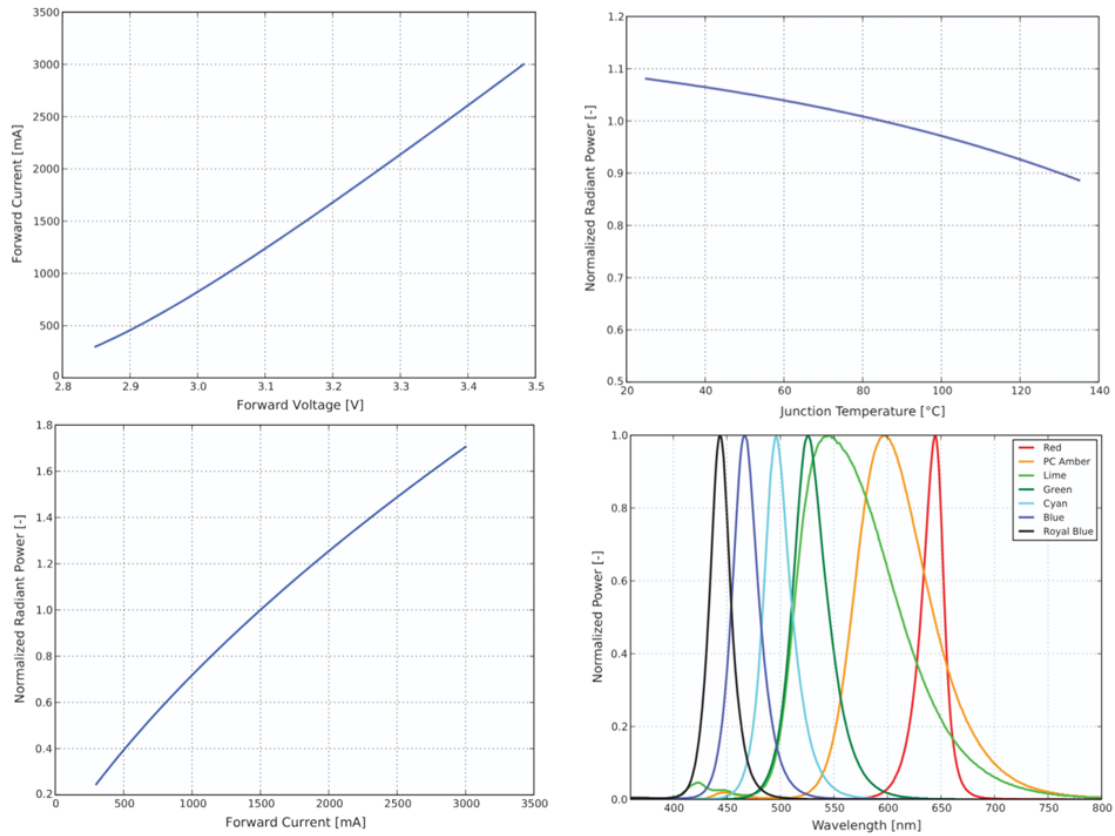


FIGURE G.1 – Dans le sens de lecture classique : courbe courant tension, courbe puissance température, courbe puissance courant, et spectre de la LED utilisée dans la conception de la T3000 (Rubix Royal Blue de LumiLED)

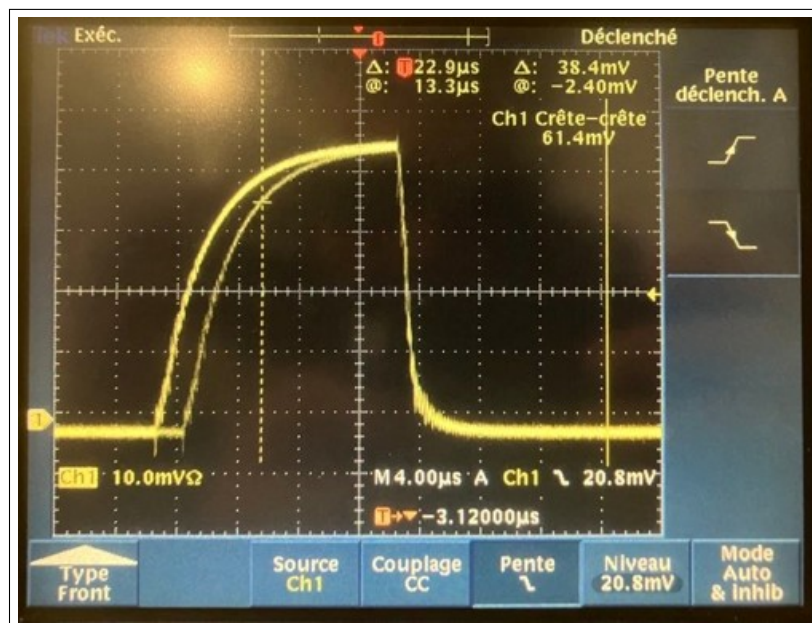


FIGURE G.2 – Profil temporel des LEDs alimentées par les alimentations SLICE pour un créneau de 15 μs. Le trigger sur le front descendant met en évidence une instabilité de la durée du créneau. Le front de montée est de 5 μs.

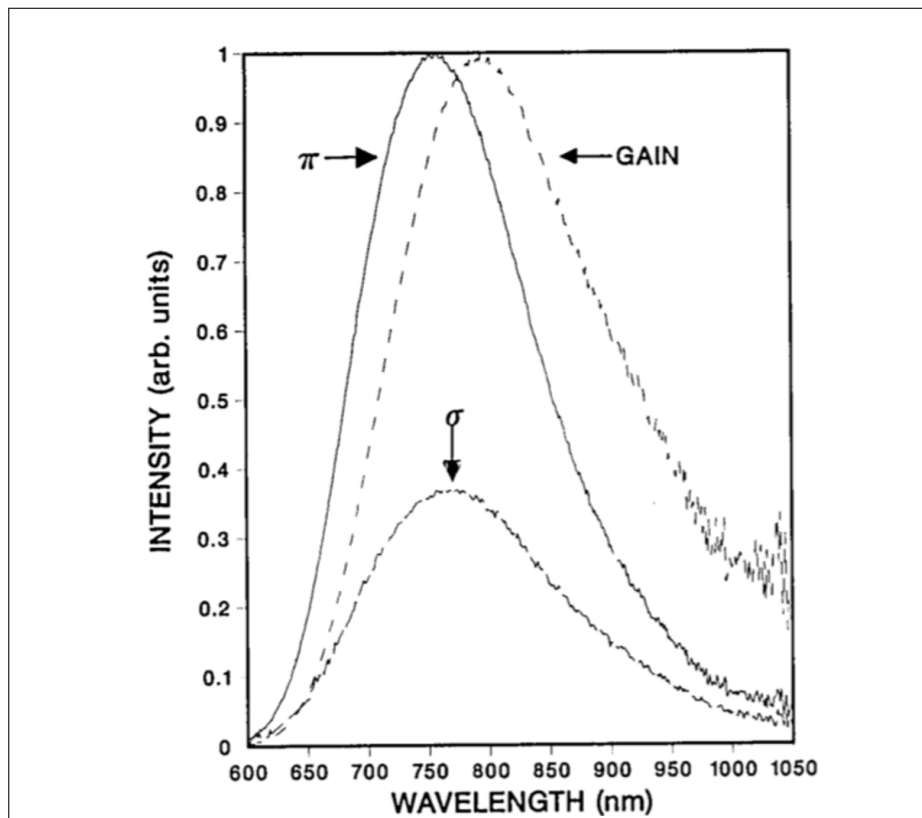


FIGURE G.3 – Gain en fonction de la longueur d’onde du Ti:saphir.

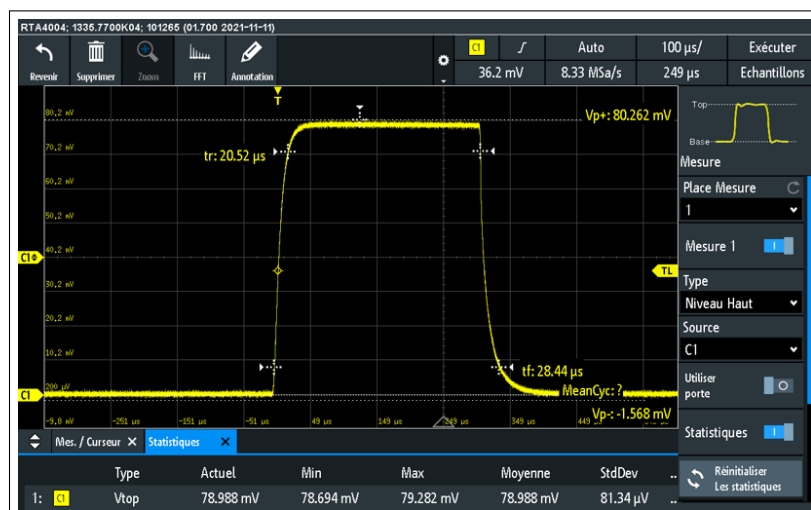


FIGURE G.4 – Mesure à la photodiode de la stabilité en intensité tir à tir des LEDs de la T3000 avec les alimentations Northrop Grummann. A 100 Hz et 6 A/LED durant 300 μ s, les mesures successives sur une durée de 5 min présentent un écart type de 81 μ V par rapport à la moyenne de 79,0 mV. La variation tir à tir est donc de l’ordre de 0,1 %.

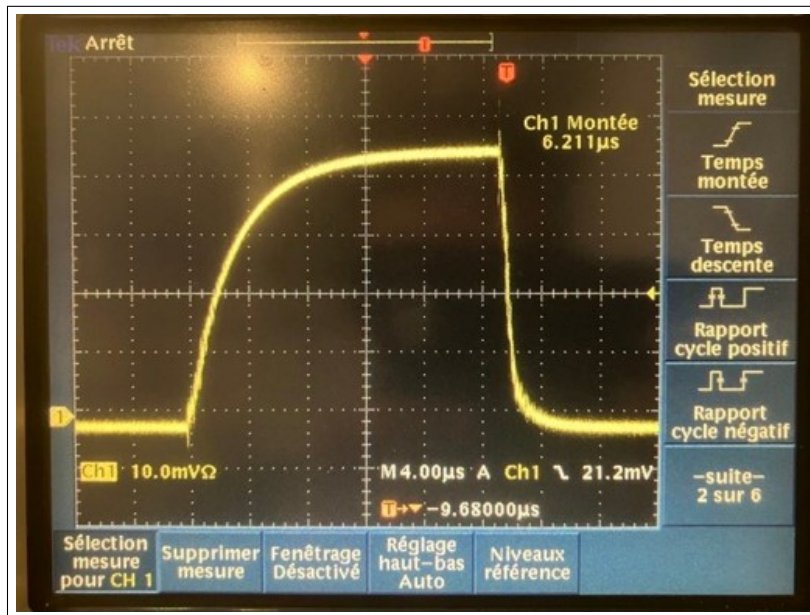


FIGURE G.5 – Profil temporel des LEDs alimentées par les alimentations SLICE pour un créneau de 20 μ s. Le front de montée est de 5 μ s.

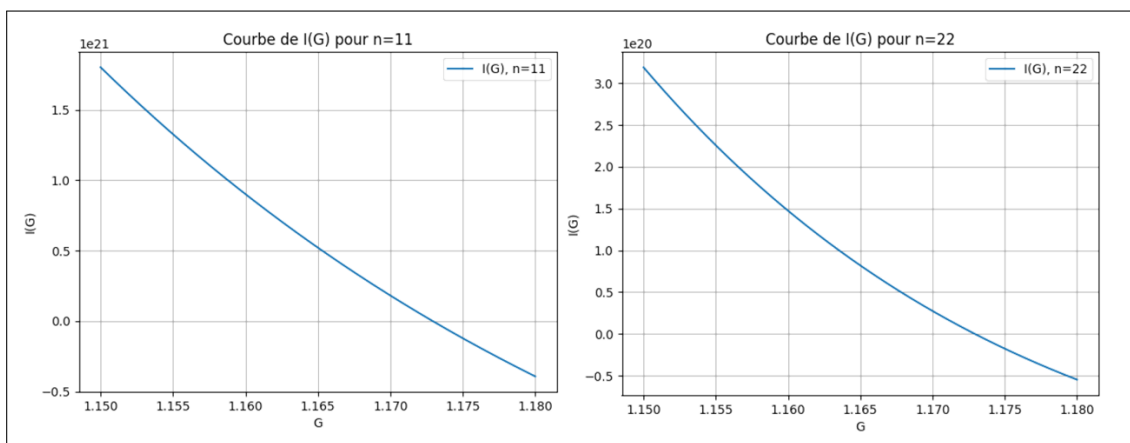


FIGURE G.6 – Courbes liant le gain saturé G à l'intensité injecté I_0 dans l'amplificateur multipassage au Cr:LiSAF, à gauche pour 11 passages et à droite pour 22 passages. Ces courbes représentent l'équation 3.23. La courbe pour $n = 11$ est plus proche d'une droite que la courbe pour $n = 22$, traduisant une saturation moindre.

Annexe H

Contributions dans les travaux présentés

TABLE H.1 – La thèse est le fruit d’un travail d’équipe. Nous synthétisons dans ce tableau le rôle de chaque membre du groupe autour des travaux de thèses de l’auteur. Ses **publications** apparaissent en rouge, les **conférences** en bleu et sont listées dans l’annexe I.

	Elio Thellier	Hussein Taleb	Maxime Nourry-Martin	Marc Castaing, Pierre Pichon, Catherine Le Blanc
T3000	Design final, alimentations, électronique, mécanique, thermique	-	Adaptée pour le pompage du Nd :verre P3	Design initial, design initial des alimentations
Ti :saphir	Expérience et interprétations	Design et approvisionnement	-	-
Cr :LiSAF	Formation à l’amplificateur multipassage, imagerie pour améliorer l’alignement, simulation de la saturation	Design et réalisation avec injection Cr :LiSAF déclenché P1	Injection 830 nm pour l’ANR HULOT	-
Alexandrite	Design $\frac{1}{2}$ multipass, réalisation, expérience, simulation et exploitation P2 , C1-6	Approvisionnement des miroirs et de la mécanique pour l’amplificateur multipassage	-	Approvisionnement des cristaux

Annexe I

Liste des publications et conférences de l'auteur

Publications dans des revues internationales

- P.1** Hussein Taleb, Catherine Le Blanc, Elio Thellier, Pierre Pichon, Frédéric Druon, François Balembois, and Patrick Georges, “LED-pumped Cr :LiSAF laser system operating at 100 Hz based on a multipass amplifier”, *Optics Letters*, Vol. 47, No. 14, p. 3543 (2022).
- P.2** Elio Thellier, Hussein Taleb, Frédéric Druon, Catherine Le Blanc, Pierre Pichon, Marc Castaing, François Balembois and Patrick Georges, “LED pumped alexandrite multipass amplifier designed for acousto-optic imaging”, *Optics Express*, Vol. 33, No. 19 / 22, pp. 40727–40738 (2025).
- P.3** Maxime Noury-Martin, Elio Thellier, Catherine Le Blanc, Loïc Meignien, Patrick Audebert, Frédéric Druon, Patrick Georges and François Balembois, “Indirectly LED-pumped Nd :glass regenerative amplifier”, *Optics Express*, accepté pour publication.

Communications invitées dans des conférences internationales

- C.1** F. Balembois, L. Lopez, E. Thellier, H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, P. Georges, C. LeBlanc, “LED-pumped luminescent concentrators”, Conférence orale invitée : EOSAM, *European Optical Society Annual Meeting 2023*, 11–15 septembre 2023, Dijon (France).
- C.2** F. Balembois, E. Thellier, H. Taleb, C. Le Blanc, P. Pichon, F. Druon, P. Georges, “LED-pumped alexandrite multipass amplifiers”, Conférence orale invitée : *Stuttgart Laser Technology Forum 2024*, 4–6 juin 2024, Stuttgart (Allemagne).
- C.3** À venir : conférence invitée *Europhotons 2026*, “LED-pumped Alexandrite amplifiers”.

Communications dans des conférences internationales

(en souligné les conférences présentées par l’auteur)

- C.4** Elio Thellier, Hussein Taleb, Catherine Le Blanc, Pierre Pichon, Frédéric Druon, Patrick Georges, and François Balembois, “Compact multipass alexandrite amplifier pumped by 2850 LEDs, on the road to 100 Hz operation”, Oral : *CLEO Europe 2023*, 26–30 juin 2023, Munich (Allemagne).
- C.5** Elio Thellier, Hussein Taleb, Catherine Le Blanc, Pierre Pichon, Frédéric Druon, Patrick Georges and François Balembois, “Power scaling of LED-pumped alexandrite : the road to high gain multipass amplifiers”, *Europhoton 2024*, 25–30 August 2024, Vilnius, Lithuania.
- C.6** Elio Thellier, Hussein Taleb, Catherine Le Blanc, Pierre Pichon, Frédéric Druon, Patrick Georges and François Balembois, “LED-pumped alexandrite multipass amplifier”, *CLEO Europe 2025*, 23–27 juin 2025, Munich (Allemagne).

Bibliographie

- [1] Thomas Deffieux. *Palpation par force de radiation ultrasonore et échographie ultrarapide : Applications à la caractérisation tissulaire in vivo*. Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII, December 2008.
- [2] François Ramaz, Maïmouna Bocoum, Anne Louchet-Chauvet, and Jean-Michel Tualle. Techniques d'imagerie acousto-optique en milieux diffusants. *Mesures - Analyses. Mesures mécaniques et dimensionnelles*, (R6724 V1), 2024.
- [3] Fabrice Harms. *Imagerie des tissus à haute résolution en profondeur par tomographie de cohérence optique plein champ : approches instrumentales et multimodales pour l'application au diagnostic per-opératoire du cancer*. Theses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, September 2015.
- [4] Peter Debye and Francis Weston Sears. On the scattering of light by supersonic waves. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 18(6) :409–414, 1932.
- [5] René Lucas and Pierre Biquard. Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultra sonores. *Journal de Physique et le Radium*, 3(10) :464–477, 1932.
- [6] Phillips R. and Harris G. Information for manufacturers seeking marketing clearance of diagnostic ultrasound systems and transducers. *Tech. rep. Food and Drug Administration*, 2008.
- [7] Juliette Selb, Lionel Pottier, and Albert Claude Boccara. Nonlinear effects in acousto-optic imaging. *Optics letters*, 27(11) :918–920, 2002.
- [8] Sandrine Lévêque-Fort, Juliette Selb, Lionel Pottier, and Albert Claude Boccara. In situ local tissue characterization and imaging by backscattering acousto-optic imaging. *Optics communications*, 196(1-6) :127–131, 2001.
- [9] Quang Minh Thai, Ghadir Kalot, Caroline Venet, Johanne Seguin, Maïmouna Bocoum, Nathalie Mignet, François Ramaz, and Anne Louchet-Chauvet. In vivo ultrasound modulated optical tomography with a persistent spectral hole burning filter. *Biomedical optics express*, 13(12) :6484–6496, 2022.
- [10] Jean-Baptiste Laudereau, Alexander A Grabar, Mickaël Tanter, Jean-Luc Gennisson, and François Ramaz. Ultrafast acousto-optic imaging with ultrasonic plane waves. *Optics Express*, 24(4) :3774–3789, 2016.
- [11] Jean-Baptiste Laudereau, Emilie Benoit à La Guillaume, Vincent Servois, Pascale Mariani, Alexander A Grabar, Mickaël Tanter, Jean-Luc Gennisson, and François Ramaz. Multi-modal acousto-optic/ultrasound imaging of ex vivo liver tumors at 790 nm using a sn2p2s6 wavefront adaptive holographic setup. *Journal of biophotonics*, 8(5) :429–436, 2015.
- [12] Muhammad Mohsin Qureshi, Joshua Brake, Hee-Jae Jeon, Haowen Ruan, Yan Liu, Abdul Mohaimen Safi, Tae Joong Eom, Changhuei Yang, and Euiheon

- Chung. In vivo study of optical speckle decorrelation time across depths in the mouse brain. *Biomedical optics express*, 8(11) :4855–4864, 2017.
- [13] Jinyan Dong, Xin Zeng, Shuzhen Cui, Jiaqi Zhou, and Yan Feng. More than 20 w fiber-based continuous-wave single frequency laser at 780 nm. *Optics Express*, 27(24) :35362–35367, 2019.
 - [14] Johan Nilsson, S-U Alam, Jose A Alvarez-Chavez, Paul W Turner, W Andrew Clarkson, and Anatoly B Grudinin. High-power and tunable operation of erbium-ytterbium co-doped cladding-pumped fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(8) :987–994, 2003.
 - [15] Emmanuel Desurvire, John L Zyskind, and C Randy Giles. Design optimization for efficient erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 8(11) :1730–1741, 1990.
 - [16] Max Schiemangk, Kai Lampmann, Aline Dinkelaker, Anja Kohfeldt, Markus Krutzik, Christian Kürbis, Alexander Sahm, Stefan Spießberger, Andreas Wicht, Götz Erbert, et al. High-power, micro-integrated diode laser modules at 767 and 780 nm for portable quantum gas experiments. *Applied optics*, 54(17) :5332–5338, 2015.
 - [17] François Figliolia, Qin Liu, Sylvie Janicot, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, Jean-Pierre Huignard, François Ramaz, Jean-Michel Tualle, and Maïmouna Bocoum. Real-time acousto-optic imaging using high-peak-power long-pulsed illumination. *Optics Letters*, 49(21) :5993–5996, 2024.
 - [18] Qin Liu. *Coherent combination of semiconductor amplifiers : applications to atmospheric lidar and acousto-optic imaging*. Theses, Université Paris-Saclay, July 2024.
 - [19] Louis Dutheil, Maïmouna Bocoum, Mathias Fink, Sébastien M Popoff, François Ramaz, and Jean-Michel Tualle. Fourier transform acousto-optic imaging with off-axis holographic detection. *Applied optics*, 60(24) :7107–7112, 2021.
 - [20] Masaki Tsunekane, Noboru Taguchi, and Humio Inaba. High-power, efficient, low-noise, continuous-wave all-solid-state ti : sapphire laser. *Optics letters*, 21(23) :1912–1914, 1996.
 - [21] L Cabaret and C Drag. Highly scannable injection seeded nanosecond ti : sapphire ring laser. *The European Physical Journal-Applied Physics*, 51(2) :20702, 2010.
 - [22] Xin Sheng, Goronwy Tawy, Juna Sathian, Ara Minassian, and Michael J. Damzen. Unidirectional single-frequency operation of a continuous-wave alexandrite ring laser with wavelength tunability. *Opt. Express*, 26(24) :31129–31136, Nov 2018.
 - [23] Umit Demirbas and Franz X Kärtner. Alexandrite : an attractive thin-disk laser material alternative to yb : Yag ? *JOSA B*, 37(2) :459–472, 2020.
 - [24] Hussein Taleb. *Amplificateurs laser femtosecondes pompés par LED à base de Cr : LiSAF*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2023.
 - [25] Peter F Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of ti : Al₂O₃. *Journal of the Optical Society of America B*, 3(1) :125–133, 1986.
 - [26] Jonghoon Yi, Christopher Geppert, Roland Horn, and Klaus Wendt. Temporal control of pulses from a high-repetition-rate tunable ti : sapphire laser by active q-switching. *Japanese journal of applied physics*, 42(8R) :5066, 2003.

- [27] Philip Lacovara, Leon Esterowitz, and Roger Allen. Flash-lamp-pumped $\text{Ti} : \text{Al}_2\text{O}_3$ laser using fluorescent conversion. *Optics letters*, 10(6) :273–275, 1985.
- [28] JP Boquillon and O Musset. Flashlamp-pumped $\text{Ti} : \text{Sapphire}$ laser : Influence of the rod figure of merit and Ti^{3+} concentration. *Applied Physics B*, 59(3) :357–360, 1994.
- [29] Kutun Gürel, Valentin J Wittwer, Martin Hoffmann, Clara J Saraceno, Sargis Hakobyan, B Resan, A Rohrbacher, K Weingarten, Stephane Schilt, and Thomas Südmeyer. Green-diode-pumped femtosecond $\text{Ti} : \text{Sapphire}$ laser with up to 450 mw average power. *Optics express*, 23(23) :30043–30048, 2015.
- [30] Shota Sawai, Aruto Hosaka, Hikaru Kawauchi, Kenichi Hirose, and Fumihiko Kannari. Demonstration of a $\text{Ti} : \text{sapphire}$ mode-locked laser pumped directly with a green diode laser. *Applied Physics Express*, 7(2) :022702, 2014.
- [31] Peter W Roth, Alexander J Maclean, David Burns, and Alan J Kemp. Directly diode-laser-pumped $\text{Ti} : \text{sapphire}$ laser. *Optics Letters*, 34(21) :3334–3336, 2009.
- [32] Charles G. Durfee, Tristan Storz, Jonathan Garlick, Steven Hill, Jeff A. Squier, Matthew Kirchner, Greg Taft, Kevin Shea, Henry Kapteyn, Margaret Murnane, and Sterling Backus. Direct diode-pumped kerr-lens mode-locked $\text{Ti} : \text{sapphire}$ laser. *Optics Express*, 20(13) :13677–13683, 2012.
- [33] Sterling Backus, Matt Kirchner, Randy Lemons, David Schmidt, Charles Durfee, Margaret Murnane, and Henry Kapteyn. Direct diode pumped $\text{Ti} : \text{sapphire}$ ultrafast regenerative amplifier system. *Optics Express*, 25(4) :3666–3674, 2017.
- [34] Andreas Rohrbacher, Omar E. Olarte, Vesna Villamaina, Pablo Loza-Alvarez, and Bojan Rešan. Multiphoton imaging with blue-diode-pumped sesam-modelocked $\text{Ti} : \text{sapphire}$ oscillator generating 5 nj 82 fs pulses. *Optics Express*, 25(9) :10677–10684, 2017.
- [35] Pierre Pichon, Adrien Barbet, Jean-Philippe Blanchot, Frederic Druon, François Balembois, and Patrick Georges. Light-emitting diodes : a new paradigm for $\text{Ti} : \text{sapphire}$ pumping. *Optica*, 5(10) :1236–1239, 2018.
- [36] SA Payne, LL Chase, LK Smith, WL Kway, and HW Newkirk. Laser performance of $\text{LiSrAlF}_6 : \text{Cr}^{3+}$. *J. Appl. Phys. ;(United States)*, 66(3), 1989.
- [37] PF Moulton. Tunable paramagnetic-ion lasers. *Laser Handbook*, 1985.
- [38] WR Rapoport. Excited-state absorption and upconversion in $\text{Cr} : \text{LiSrAlF}_6$. In *Advanced Solid State Lasers*, page CL6. Optica Publishing Group, 1992.
- [39] Stephen A Payne, Larry K Smith, Raymond J Beach, Bruce HT Chai, John H Tassano, Laura D DeLoach, Wayne L Kway, Richard W Solarz, and William F Krupke. Properties of $\text{Cr} : \text{LiSrAlF}_6$ crystals for laser operation. *Applied Optics*, 33(24) :5526–5536, 1994.
- [40] Franck Falcoz, F Kerboull, Frédéric Druon, François Balembois, Patrick Georges, and Alain Brun. Small-signal gain investigations for a continuous-wave diode-pumped q-switched $\text{Cr} : \text{LiSrAlF}_6$ laser. *Optics letters*, 21(16) :1253–1255, 1996.
- [41] A Miller, P LiKamWa, BHT Chai, and EW Van Stryland. Generation of 150-fs tunable pulses in $\text{Cr} : \text{LiSrAlF}_6$. *Optics letters*, 17(3) :195–197, 1992.

- [42] François Balembois, Patrick Georges, François Salin, and Alain Brun. High-repetition-rate cw-pumped cr³⁺ : Lisralf6 femtosecond regenerative amplifier. *Optics letters*, 18(15) :1250–1252, 1993.
- [43] Irina T Sorokina, Evgeni Sorokin, Ernst Wintner, A Cassanho, HP Jenssen, and R Szipöcs. 14-fs pulse generation in kerr-lens mode-locked prismless cr : Lisgaf and cr : Lisaf lasers : observation of pulse self-frequency shift. *Optics Letters*, 22(22) :1716–1718, 1997.
- [44] Irina T Sorokina, Evgeni Sorokin, Ernst Wintner, A Cassanho, HP Jenssen, and R Szipöcs. Sub-20 fs pulse generation from the mirror dispersion controlled cr : Lisgaf and cr : Lisaf lasers. *Applied Physics B : Lasers & Optics*, 65(2), 1997.
- [45] Sadao Uemura and Kenzo Miyazaki. Femtosecond cr : Lisaf laser pumped by a single diode laser. *Optics communications*, 138(4-6) :330–332, 1997.
- [46] JM Evans, DE Spence, W Sibbett, BHT Chai, and A Miller. 50-fs pulse generation from a self-mode-locked cr : Lisralf6 laser. *Optics letters*, 17(20) :1447–1449, 1992.
- [47] NH Rizvi, PMW French, and JR Taylor. 50-fs pulse generation from a self-starting cw passively mode-locked cr : Lisralf6 laser. *Optics letters*, 17(12) :877–879, 1992.
- [48] NH Rizvi, PMW French, JR Taylor, PJ Delfyett, and LT Florez. Generation of pulses as short as 93 fs from self-starting femtosecond cr : Lisralf6 lasers by exploiting multiple-quantum-well absorbers. *Optics letters*, 18(12) :983–985, 1993.
- [49] JR Lincoln, MJP Dymott, and AI Ferguson. Femtosecond pulses from an all-solid-state kerr-lens mode-locked cr : Lisaf laser. *Optics letters*, 19(16) :1210–1212, 1994.
- [50] HB Ahmad. Characteristics of cr : Lisaf laser end-pumped with a ruby laser. *Journal of Optics*, 24 :39–42, 1995.
- [51] Donald J Harter, Jeff Squier, and Gérard Mourou. Alexandrite-laser-pumped cr³⁺ : Lisralf6. *Optics letters*, 17(21) :1512–1514, 1992.
- [52] Richard Scheps, Joseph F Myers, Harvey B Serreze, Ari Rosenberg, Robert C Morris, and Marge Long. Diode-pumped cr : Lisralf6 laser. *Optics letters*, 16(11) :820–822, 1991.
- [53] Umit Demirbas, Stefan Eggert, and Alfred Leitenstorfer. Compact and efficient cr : Lisaf lasers pumped by one single-spatial-mode diode : a minimal cost approach. *Journal of the Optical Society of America B*, 29(8) :1894–1903, 2012.
- [54] D Kopf, J Aus Der Au, U Keller, GL Bona, and P Roentgen. 400-mw continuous-wave diode-pumped cr : Lisaf laser based on a power-scalable concept. *Optics letters*, 20(17) :1782–1784, 1995.
- [55] D Kopf, U Keller, MA Emanuel, RJ Beach, and JA Skidmore. 1.1-w cw cr : Lisaf laser pumped by a 1-cm diode array. *Optics letters*, 22(2) :99–101, 1997.
- [56] Umit Demirbas. Power scaling potential of continuous-wave cr : Lisaf and cr : Licaf lasers in thin-disk geometry. *Applied optics*, 57(35) :10207–10217, 2018.
- [57] Daniel E Klimek and Alexander Mandl. Power scaling of a flashlamp-pumped cr : Lisaf thin-slab zig-zag laser. *IEEE journal of quantum electronics*, 38(12) :1607–1613, 2002.

- [58] Pierre Pichon, Frédéric Druon, Jean-Philippe Blanchot, François Balembois, and Patrick Georges. Led-pumped passively q-switched cr : Lisaf laser. *Optics letters*, 43(18) :4489–4492, 2018.
- [59] Can Cihan, Abdullah Muti, Isinsu Baylam, Askin Kocabas, Umit Demirbas, and Alphan Sennaroglu. 70 femtosecond kerr-lens mode-locked multipass-cavity alexandrite laser. *Optics Letters*, 43(6) :1315–1318, 2018.
- [60] Umit Demirbas, Alphan Sennaroglu, and Franz X Kärtner. Temperature dependence of alexandrite effective emission cross section and small signal gain over the 25–450° c range. *Optical Materials Express*, 9(8) :3352–3370, 2019.
- [61] Steve Guch Jr and Carl E Jones. Alexandrite-laser performance at high temperature. *Optics letters*, 7(12) :608–610, 1982.
- [62] Donald J Harter and Philippe Bado. Wavelength tunable alexandrite regenerative amplifier. *Applied optics*, 27(21) :4392–4395, 1988.
- [63] JC Walling, O Peterson, H Jenssen, RC Morris, and E O’Dell. Tunable alexandrite lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(12) :1302–1315, 1980.
- [64] J. C. Walling, H. P. Jenssen, R. C. Morris, E. W. O’Dell, and O. G. Peterson. Tunable-laser performance in beal2o4 :cr3+. *Opt. Lett.*, 4(6) :182–183, Jun 1979.
- [65] Sorin Eremia, Cindy Y Li, Sanusi H Umar, and Nathan Newman. Laser hair removal : long-term results with a 755 nm alexandrite laser. *Dermatologic surgery*, 27(11) :920–924, 2001.
- [66] B Finkel, YD Eliezri, A Waldman, and M Slatkine. Pulsed alexandrite laser technology for noninvasive hair removal. *Journal of clinical laser medicine & surgery*, 15(5) :225–229, 1997.
- [67] David H McDaniel, Jeff Lord, Keith Ash, John Newman, and Mark Zukowski. Laser hair removal : a review and report on the use of the long-pulsed alexandrite laser for hair reduction of the upper lip, leg, back, and bikini region. *Dermatologic surgery*, 25(6) :425–430, 1999.
- [68] Christiane Handrick and Tina S Alster. Comparison of long-pulsed diode and long-pulsed alexandrite lasers for hair removal : a long-term clinical and histologic study. *Dermatologic surgery*, 27(7) :622–626, 2001.
- [69] A Hariharan, ME Fermann, ML Stock, DJ Harter, and Jeff Squier. Alexandrite-pumped alexandrite regenerative amplifier for femtosecond pulse amplification. *Optics letters*, 21(2) :128–130, 1996.
- [70] Richard Scheps, Bernard M Gately, Joseph F Myers, Jerzy S Krasinski, and Donald F Heller. Alexandrite laser pumped by semiconductor lasers. *Applied physics letters*, 56(23) :2288–2290, 1990.
- [71] A Munk, B Jungbluth, M Strotkamp, H-D Hoffmann, R Poprawe, J Höffner, and F-J Lübken. Diode-pumped alexandrite ring laser in single-longitudinal mode operation for atmospheric lidar measurements. *Optics Express*, 26(12) :14928–14935, 2018.
- [72] Alexander Munk, Michael Strotkamp, Bernd Jungbluth, Jan Froh, Thorben Mense, Alsu Mauer, and Josef Höffner. Rugged diode-pumped alexandrite laser as an emitter in a compact mobile lidar system for atmospheric measurements. *Applied optics*, 60(16) :4668–4679, 2021.

- [73] Alexander Munk, Sarah Scheuer, Michael Strotkamp, Bernd Jungbluth, Jan Froh, Thorben Mense, Alsu Mauer, and Josef Höffner. Energy-scaling of a diode-pumped alexandrite laser and prototype development for a compact general-purpose doppler lidar. *Applied Optics*, 62(33) :8732–8740, 2023.
- [74] Sarah Scheuer, Alexander Munk, Michael Strotkamp, Constantin Leon Haefner, Josef Höffner, and Jan Froh. Efficient intra-cavity frequency doubled, diode-pumped, q-switched alexandrite laser directly emitting in the uv. *Optics Express*, 32(5) :7553–7563, 2024.
- [75] MJ Damzen, GM Thomas, and A Minassian. Diode-side-pumped alexandrite slab lasers. *Optics Express*, 25(10) :11622–11636, 2017.
- [76] Jingchong Wang, Songsong Sun, Shuo Wang, Mengze Pei, Shiwu Wang, Chengcheng Liu, Peixu Li, Zhenhua Cong, Zhigang Zhao, and Zhaojun Liu. Revisiting alexandrite regenerative amplifier (alex-ra) after 3 decades : First demonstration of ld-pumped alex-ra at 1 khz repetition rate. *Optics and Laser Technology*, 2025. Accepted for publication, in press.
- [77] M Fibrich, J Šulc, D Vyhlídal, H Jelínková, and M Čech. Alexandrite spectroscopic and laser characteristic investigation within a 78–400 k temperature range. *Laser Physics*, 27(11) :115801, 2017.
- [78] Huaifeng Xiao, Xunuo Jiang, and Michael J Damzen. Alexandrite lasers with blue-diode-pumping. *Optics Express*, 31(4) :5832–5842, 2023.
- [79] Mordechai Lando, Yehoshua Shimony, Roth MJ Benmair, Dov Abramovich, Vladimir Krupkin, and Amnon Yogev. Visible solar-pumped lasers. *Optical materials*, 13(1) :111–115, 1999.
- [80] Pierre Pichon, Adrien Barbet, Jean-Philippe Blanchot, Frédéric Druon, François Balembois, and Patrick Georges. Led-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier. *Optics letters*, 42(20) :4191–4194, 2017.
- [81] Maxime Nourry-Martin, Elio Thellier, Catherine Le Blanc, Loïc Meignen, Patrick Audebert, Frédéric Druon, Patrick Georges, and François Belembois. Indirectly led-pumped nd :glass regenerative amplifier. *Optics Express*, 2025.
- [82] Pierre Pichon, Lisa Lopez, Maxime Nourry-Martin, Stéphane Darbon, Frederic Druon, Patrick Georges, and François Balembois. Light extraction and brightness enhancement of luminescent rectangular slabs. *Advanced Photonics Research*, 3(7) :2100356, 2022.
- [83] A Lenef, M Raukas, J Wang, and C Li. Phosphor performance under high intensity excitation by ingan laser diodes. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 9(1) :016019, 2019.
- [84] WJ Miniscalco, JM Pellegrino, and WM Yen. Measurements of excited-state absorption in ce³⁺ : Yag. *Journal of Applied Physics*, 49(12) :6109–6111, 1978.
- [85] DS Hamilton, SK Gayen, GJ Pogatshnik, RD Ghen, and WJ Miniscalco. Optical-absorption and photoionization measurements from the excited states of ce 3+ : Y 3 al 5 o 12. *Physical Review B*, 39(13) :8807, 1989.
- [86] Maxime Nourry-Martin, Pierre Pichon, Frederic Druon, Stephane Darbon, François Balembois, and Patrick Georges. Light recycling in led-pumped ce : Yag luminescent concentrators. *Optics Express*, 29(16) :25302–25313, 2021.

- [87] Martin Rejman, Vladimir Babin, Romana Kucerková, and Martin Nikl. Temperature dependence of cie-x, y color coordinates in yag : Ce single crystal phosphor. *Journal of Luminescence*, 187 :20–25, 2017.
- [88] Elio Thellier, Hussein Taleb, Frederic Druon, Catherine Le Blanc, Pierre Pichon, Marc Castaing, François Balembois, and Patrick Georges. Led pumped alexandrite multipass amplifier designed for acousto-optic imaging. *Optics Express*, 33(19) :40727–40738, 2025.
- [89] William F Krupke, Stephen A Payne, and Lloyd L Chase. Cr : Licaf and cr : Lisaf : New materials for tunable solid state lasers. *E&TR September-October*, pages 1–7, 1991.
- [90] HWH Lee, Stephen A Payne, and LL Chase. Excited-state absorption of cr 3+ in licaalf 6 : Effects of asymmetric distortions and intensity selection rules. *Physical Review B*, 39(13) :8907, 1989.
- [91] Dick KG de Boer and Ludo Haenen. Extraction optics for high lumen density sources. *Journal of the European Optical Society-Rapid Publications*, 15(1) :8, 2019.
- [92] Alexander T Coney and Michael J Damzen. High-energy diode-pumped alexandrite amplifier development with applications in satellite-based lidar. *Journal of the Optical Society of America B*, 38(1) :209–219, 2020.
- [93] Dimitrios N Papadopoulos, Florence Friebe, Alain Pellegrina, Marc Hanna, Patrice Camy, Jean-Louis Doualan, Richard Moncorgé, Patrick Georges, and Frederic PHJ Druon. High repetition rate yb : Caf 2 multipass amplifiers operating in the 100-mj range. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21(1) :464–474, 2014.
- [94] A Brignon and J-P Huignard. Two-wave mixing in nd : Yag by gain saturation. *Optics letters*, 18(19) :1639–1641, 1993.
- [95] GJ Crofts, RPM Green, and MJ Damzen. Investigation of multipass geometries for efficient degenerate four-wave mixing in nd : Yag. *Optics letters*, 17(13) :920–922, 1992.
- [96] Goronwy Tawy, Jian Wang, and Michael J Damzen. Pump-induced lensing effects in diode pumped alexandrite lasers. *Optics Express*, 27(24) :35865–35883, 2019.
- [97] Dean E McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 136(4A) :A954, 1964.
- [98] Lee M Frantz and John S Nodvik. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. *Journal of applied physics*, 34(8) :2346–2349, 1963.