



HAL
open science

Etude du lasage transverse dans les cristaux de Ti: Sa de grandes dimensions. Application à la réalisation de l'amplificateur petawatt haute énergie du laser pilote de la station LASERIX

Fabien Ple

► **To cite this version:**

Fabien Ple. Etude du lasage transverse dans les cristaux de Ti: Sa de grandes dimensions. Application à la réalisation de l'amplificateur petawatt haute énergie du laser pilote de la station LASERIX. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00282137

HAL Id: tel-00282137

<https://theses.hal.science/tel-00282137>

Submitted on 26 May 2008

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.

THESE

présentée
pour obtenir

**Le grade de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

PAR

Fabien PLE

SUJET: Etude de l'amplification parasite transverse de la fluorescence dans les cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions. Application à la réalisation de l'amplificateur "petawatt" haute énergie du laser pilote de la station LASERIX.

Sommaire

Chapitre 1: Introduction à l'amplification dans les cristaux de saphir dopé titane

1. Le cristal de saphir dopé titane.....	8
1.1. Propriétés optiques	8
1.2. Défaut quantique et rendement de couplage.....	17
1.3. Conductivité thermique.....	18
1.4. Facteur de mérite (FOM).....	20
2. Pompage des cristaux de Ti:Sa.....	23
2.1. Méthode de pompage des cristaux de Ti:Sa	23
2.2. Puissance critique et distorsion de phase spatiale	25
3. Génération et amplification d'impulsions femtosecondes	28
3.1. Génération d'impulsions ultra brèves, oscillateur femtoseconde.....	28
3.2. Amplification à dérive de fréquence	29
3.3. Amplification de puissance.....	35
4. Présentation de l'amplification au sein du laser pilote LASERIX.....	49
4.1. Schéma du laser	49
4.2. Choix du système de pompage pour le dernier étage d'amplification	52

Chapitre 2: Réalisation de l'amplification haute énergie.

Homogénéisation des faisceaux de pompe et étude du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa.

1. Homogénéisation des faisceaux laser de pompe du dernier étage d'amplification	61
1.1. Introduction.....	61
1.2. Homogénéisation par des matrices de microlentilles	62

1.3.	Mise en œuvre expérimentale du système	66
2.	Lasage transverse dans les cristaux de grandes dimensions	72
2.1.	Introduction.....	72
2.2.	Mise en évidence expérimentale du lasage transverse	82
2.3.	Suppression du lasage transverse : l'adaptation d'indice par un fluide de haut indice de réfraction	88
2.4.	Solution complémentaire à l'adaptation d'indice : l'injection du faisceau infrarouge en cours de pompage	103
3.	Amplification à forte énergie	105
1.1.	Amplification dans le cristal C1	105
1.2.	Amplification dans le cristal C2	107
1.3.	Discussion sur les résultats expérimentaux.....	109
4.	Conclusion.....	111

Chapitre 3: Modélisation du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions

1.	Description du code de simulation	117
1.1.	Maillage et discrétisation temporelle	117
1.2.	Transport radiatif : modélisation des faisceaux	120
1.3.	Modélisation de l'amplification.....	129
1.4.	Diagnostics de simulation.....	124
2.	Validation expérimentale du code de simulation.....	141
2.1.	Discussion sur les grandeurs physiques utilisées	142
2.2.	Seuils de lasage transverse	145
2.3.	Phénomène de superfluorescence.....	153
2.4.	Amplification du faisceau IR	155
3.	Etude paramétrique des phénomènes parasites dans les cristaux de grandes dimensions.....	160
3.1.	Influence de l'épaisseur du cristal sur le seuil de lasage transverse	160
3.2.	Influence de l'adaptation d'indice sur le seuil de lasage transverse	162

3.3. Influence du profil de pompe sur le seuil de lasage transverse	164
3.4. Influence de la durée des impulsions de pompe sur le phénomène de fluorescence amplifiée ou superfluorescence transverse	165
3.5. Influence du facteur de mérite (FOM) du cristal de Ti:Sa sur le seuil de lasage transverse .	167
4. Conclusion.....	169

Chapitre 4: Application du code de simulation au dimensionnement d'un laser 25 PW (Projet ILE). Prise en compte du contraste temporel.

1. Effets parasites et schémas d'amplifications pour le dernier étage d'amplification	174
1.1. Introduction aux phénomènes parasites dans les amplificateurs saphir dopés titane pompés à très haute énergie	175
1.2. Schémas d'amplificateurs pour le dernier étage d'amplification du laser 25 PW du projet ILE (institut de lumière extrême)	177
2. Etude des autres phénomènes parasites propres à l'amplification très haute énergie	188
2.1. Rétrécissement spectral.....	188
2.2. Contraste nanoseconde.....	190
3. Conclusion.....	195

INTRODUCTION

Depuis la création du premier laser à rubis en 1960, la physique des lasers a connu et connaît encore un essor fantastique. En seulement 40 années, la puissance crête maximale délivrée par les lasers impulsionsnels est passée de quelques kilowatts ($1 \text{ kW} = 10^3 \text{ W}$) à quelques centaines de terawatts ($1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$), soit un gain de 9 ordres de grandeur. La technologie des lasers continus, délivrant des puissances moyennes inférieures au mW a également largement évoluée. Les domaines d'utilisation de ces lasers sont aussi divers que l'industrie (usinage, lecteur CD ...), la médecine, la biologie et de nombreux domaines de la recherche fondamentale. Le laser est devenu, en quelques années et sous toutes ses formes, allant du prototype de laser de puissance pour la fusion inertielle à la diode laser, un pilier de l'économie mondiale.

Dans le domaine plus spécifique de la recherche fondamentale, les résultats récents sur la génération de particules (protons, électrons) et de rayonnements secondaires de haute énergie (γ , X, X-UV...) ou ultracourts (attosecondes pour 10^{-18} s) ont montré l'étendue des champs d'applications ouverts aux lasers de très hautes puissances. La réalisation de prototypes toujours plus puissants est d'ailleurs un enjeu de recherche dans un nombre important de laboratoires à travers le monde, les exemples les plus frappants étant les lasers LMJ (laser Mega-Joules au CEA, Bordeaux) et NIF (National Ignition Facility au Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Californie), dédiés à l'étude de la fusion inertielle.

Il n'existe, à l'heure actuelle, que deux technologies laser qui permettent d'atteindre des niveaux de puissance supérieurs à quelques dizaines de terawatts, qui est la puissance laser nécessaire à la production de sources de rayonnements secondaires. La majorité de ces systèmes est basée sur la technologie "verre dopé au néodyme" qui était, jusqu'à une date récente, le seul matériau amplificateur disponible en suffisamment grande dimension pour supporter des faisceaux laser de très forte énergie tout en présentant un spectre de gain suffisamment large pour être utilisés dans des chaînes à impulsions courtes. Ce matériau, dont

la largeur de gain est fortement limitée, n'offre cependant l'accès qu'à des durées d'impulsions supérieures à quelques centaines de femtosecondes, ce qui impose des énergies proches du kilojoule par impulsion pour atteindre une puissance proche du petawatt (10^{15} W). Par ailleurs, le taux de répétition maximal de tels systèmes laser est souvent très faible, seulement quelques tirs par jour, à cause de problèmes thermiques, ce qui limite fortement leur utilisation.

Le saphir dopé titane est un matériau laser découvert et utilisé pour la première fois comme milieu amplificateur dans les années 1980. Son spectre d'émission, d'une étendue très largement supérieure à celle du verre dopé néodyme, ainsi que ses propriétés thermiques, qui font de ce matériau un très bon conducteur de chaleur, ont permis de générer des impulsions ultracourtes (de durée inférieure à 100 fs) à haute cadence (supérieure à 1 Hz). C'est avec les progrès réalisés dans la croissance cristalline de cristaux de saphir dopé titane de grandes dimensions qu'a été envisagée, à la fin des années 1990, la réalisation des premiers prototypes de chaîne laser Ti:Sa produisant des impulsions d'une puissance crête de l'ordre du petawatt.

Présentation et objectifs de la thèse

Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre de la réalisation de la station LASERIX [1, 2], et plus particulièrement dans le développement du laser Ti:Sa, pilote de cette installation. Cette station est destinée à la génération et à l'utilisation pour des applications scientifiques d'impulsions laser X-UV produites par interaction entre un faisceau laser ultra intense et un plasma de haute densité. En ce qui concerne le laser pilote, l'objectif de ce projet, dirigé et mis en œuvre par le Laboratoire d'Interaction du rayonnement X avec la Matière (LIXAM) de l'Université Paris Sud (Orsay) avec la collaboration du LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée, Palaiseau), est de produire, à la cadence de 0.1 Hz, une énergie de l'ordre de 40 joules avec un spectre suffisamment large pour pouvoir recompresser une partie de cette énergie en dessous de 40fs. Pour réaliser un tel système, actuellement unique au monde, dont les performances permettent d'obtenir une impulsion dont la puissance crête est proche du petawatt, il était nécessaire de résoudre un certain nombre de problèmes fondamentaux aussi bien théoriques que technologiques.

Le travail que je présente ici est le fruit d'une collaboration entre un laboratoire du CNRS et de l'Université Paris Sud, le LIXAM, et la société Amplitude Technologie, basé à Evry. Cette collaboration s'est effectuée au travers d'une bourse CIFRE. Son objectif était la réalisation d'une chaîne laser de type "petawatt", et plus particulièrement l'étude du problème de lasage transverse, un phénomène parasite qui empêche l'amplification de forte puissance dans les matériaux lasers en provoquant le vidage brutal de l'énergie stockée dans le cristal après pompage par des effets d'émission laser non contrôlée. Ce travail, qui a fait l'objet d'une étude expérimentale mais aussi d'un travail théorique par la réalisation d'un code de simulation prenant en compte les effets liés à l'amplification de l'émission spontanée au sein des cristaux amplificateurs, a permis de satisfaire le cahier des charges de LASERIX en ce qui concerne le laser de pompe, aboutissant à la réalisation de la première chaîne laser "petawatt" haute cadence, avec un taux de répétition de 0,1 Hz.

Ce document est divisé en 4 chapitres dont les objectifs sont décrits ci-dessous :

- **Chapitre 1 :** Le chapitre 1 est divisé en trois parties. La première partie introduit les principales propriétés physiques des cristaux de Ti:Sa, dont la connaissance est nécessaire à la bonne compréhension de ce manuscrit. J'y évoque également la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA pour "Chirped Pulse Amplification") dans les chaînes laser Ti:Sa, qui est la technique utilisée à l'heure actuelle pour la production d'impulsions ultracourtes de fortes puissances crêtes. Je conclue ce chapitre sur la présentation du laser pilote de la station LASERIX.

- **Chapitre 2 :** Le chapitre 2 se divise en 3 parties. Une première partie décrit le procédé d'homogénéisation des impulsions laser de pompe que nous avons mis en place sur le dernier étage d'amplification. J'y introduis ensuite le phénomène de lasage transverse ainsi que les diverses solutions sur lesquelles nous avons travaillé pour supprimer ce phénomène parasite. Une dernière partie présente les résultats expérimentaux d'amplification jusqu'à 40 joules, obtenus à partir des solutions adoptées pour uniformiser les faisceaux laser de pompe et supprimer le lasage transverse.

- **Chapitre 3** : Le chapitre 3 présente le code de simulation réalisé pendant cette thèse pour modéliser les phénomènes de lasage transverse et de superfluorescence dans les cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions. Nous y présenterons également une étude sur les principaux paramètres régissant ces deux phénomènes parasites.

- **Chapitre 4** : Le chapitre 4 présente les perspectives apportées par le travail de modélisation des phénomènes parasites dans les cristaux de Ti:Sa. Nous y détaillerons en particulier les calculs effectués sur le dimensionnement du dernier étage d'amplification du laser pour le projet d'institut de la lumière extrême (ILE), qui devra permettre d'amplifier dans le Ti:Sa des impulsions infrarouges large bande jusqu'à des énergies de l'ordre de 700 joules. Nous y discuterons également des solutions étudiées pour la suppression des divers phénomènes parasites propres à l'amplification large bande et très haute énergie dans le saphir dopé titane.

Chapitre 1

Introduction à l'amplification dans les cristaux de saphir dopé titane

Plan du chapitre :

1. Le cristal de saphir dopé titane.....	8
1.1. Propriétés optiques.....	8
1.1.1. Indices de réfraction	8
1.1.2. Rappels de spectroscopie du Ti:Sa	10
1.1.3. Sections efficaces d'émission et d'absorption	11
1.1.4. Emission spontanée du cristal de Ti:Sa	12
1.1.5. Durée de vie du niveau excité.....	15
1.2. Défaut quantique et rendement de couplage	17
1.2.1. Défaut quantique	17
1.2.2. Rendement de couplage.....	17
1.2.3. Rendement global.....	18
1.3. Conductivité thermique	18
1.4. Facteur de mérite (FOM).....	20
2. Pompage des cristaux de Ti:Sa.....	23
2.1. Méthode de pompage des cristaux de Ti:Sa	23
2.1.1. Sources continues	23
2.1.2. Sources pulsées.....	24
2.2. Puissance critique et distorsion de phase spatiale.....	25
2.2.1. Phénomène d'auto-focalisation	26
2.2.2. Puissance critique	26
2.2.3. Distorsion de phase spatiale ou intégrale B	27
3. Génération et amplification d'impulsions femtosecondes	28
3.1. Génération d'impulsions ultra brèves, oscillateur femtoseconde.....	28
3.2. Amplification à dérive de fréquence	29
3.2.1. Principe de l'amplification à dérive de fréquence	29
3.2.2. Etirement et compression temporelle d'impulsions.....	32

3.3. Amplification de puissance.....	35
3.3.1. Fluence de saturation en amplification	35
3.3.2. Modèle de gain	36
3.3.3. Schémas d'amplification	37
3.3.4. Problèmes liés à l'amplification de puissance	40
3.3.5. Bilan des pertes dans les amplificateurs multi-passages.....	47
4. Présentation du laser pilote LASERIX	49
4.1. Schéma du laser	49
4.1.1. Préamplification	49
4.1.2. Amplification de puissance	50
4.1.3. Amplification "très haute énergie"	51
4.2. Choix du système de pompage pour le dernier étage d'amplification.....	52

La découverte des propriétés du saphir dopé au titane (Ti:Sa) dans les années 1980 a marqué une véritable révolution pour la communauté laser. Sa grande largeur spectrale d'émission, ses valeurs de sections efficaces d'absorption et d'émission, son seuil de dommage élevé et sa très bonne conductivité thermique en font aujourd'hui le matériau laser référence pour le développement de lasers à impulsions ultra-courtes. En permettant d'amplifier des impulsions laser à de très grandes énergies et sur de très courtes durées d'impulsions, à des cadences allant d'une fraction de Hertz pour les plus puissantes installations à quelques kilohertz pour des chaînes de quelques terawatts, la technologie Ti:Sa ainsi que la physique utilisant ces lasers sont en plein essor.

Dans la première partie de ce chapitre, je présente les caractéristiques physiques du Ti:Sa nécessaires à la bonne compréhension de la génération et de l'amplification d'impulsions lasers ultracourtes dans ce matériau. J'introduis ensuite le pompage des cristaux de Ti:Sa avant de conclure sur les techniques de génération et d'amplification d'impulsions femtosecondes.

1. Le cristal de saphir dopé titane

1.1. Propriétés optiques

Le cristal de Ti:Sa se présente comme une matrice cristalline rhomboédrique d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) dans laquelle une très faible partie des ions aluminium (Al^{3+}) a été remplacée par des ions titane (Ti^{3+}). Cette structure cristalline est comparable à celle du rubis, utilisé dans les premiers lasers à milieu amplificateur solide, dans lequel des ions Cr^{3+} étaient substitués aux ions Al^{3+} . Cette structure cristalline confère aux cristaux de Ti:Sa une très grande dureté, proche de celle du diamant. Ses propriétés optiques sont celles d'un cristal biréfringent uniaxe présentant une large bande d'émission, s'étendant de 660 nm à 986 nm [3].

1.1.1. Indices de réfraction

Le cristal de Ti:Sa est un cristal biréfringent uniaxe. A 800 nm, la différence d'indice de réfraction Δn entre l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire est de l'ordre de $\Delta n=0.075$. On peut étendre cette connaissance à toute la gamme du visible et du proche infrarouge à partir d'une équation de type Sellmeier à trois termes [4] :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_0^2 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (1.1)$$

Où les trois couples (λ_i^2, A_i) sont déduits empiriquement en ajustant des mesures expérimentales dans le domaine visible (voir figure 1.1).

T=295K	(λ_0^2, A_0)	(λ_1^2, A_1)	(λ_2^2, A_2)
Axe ordinaire (σ)	(0.0033 μm^2 , 1.077)	(0.0114 μm^2 , 1.025)	(151.2 μm^2 , 5.04)
Axe extraordinaire (π)	(0.0004 μm^2 , 1.041)	(0.0141 μm^2 , 1.03)	(123.8 μm^2 , 3.55)

Tableau 1.1: Valeurs des couples (λ_i^2, A_i) pour le Ti:Sa à T=295K [4]

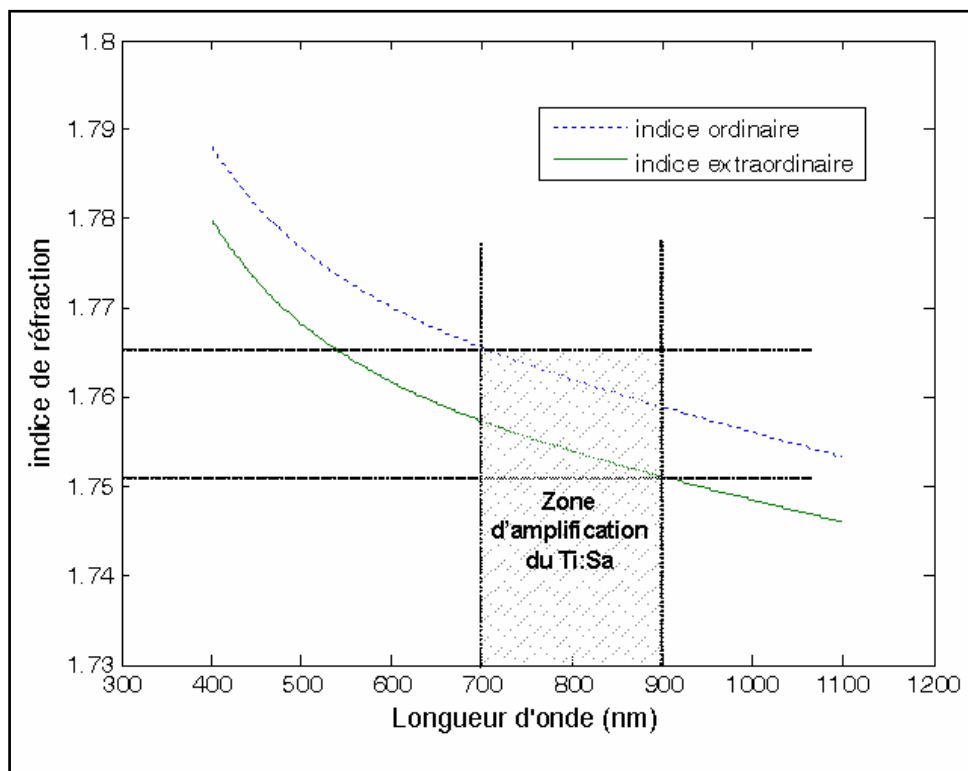


Figure 1.1 : Courbes de dispersion des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du Ti:Sa en fonction de la longueur d'onde dans le domaine visible, déduits de l'expression (1.1)

Dans la gamme de longueur d'onde [700 nm-900 nm], qui correspond au domaine de fonctionnement des chaînes de puissance Ti:Sa, l'indice de réfraction se situe autour de 1.76 pour l'indice ordinaire et 1.755 pour l'indice extraordinaire (voir figure 1.1).

1.1.2. Rappels de spectroscopie du Ti:Sa

L'ion Ti^{3+} , dans sa matrice rhomboédrique d'oxyde d'aluminium, absorbe principalement les radiations comprises dans le domaine de longueurs d'onde compris entre 400 nm et 600 nm, correspondant aux couleurs bleue et verte du spectre visible, et émet dans la gamme comprise entre 650 nm et 1.2 μm , c'est-à-dire du rouge au proche infrarouge [3].

Le cristal de Ti:Sa est assimilable à un matériau laser à 4 niveaux, schématiquement représentés sur la figure 1.2. En effet, même si l'ion Ti^{3+} ne présente en réalité que deux niveaux d'énergie distincts et dégénérés participant à l'effet laser, 2E_g et ${}^2T_{2g}$, les relaxations, ou désexcitations non-radiatives entre les niveaux $|1\rangle$ et $|2\rangle$ et entre les niveaux $|3\rangle$ et $|0\rangle$ sont de nature vibronique. Au cours de ces relaxations, l'ion Ti^{3+} excité cède une partie de son énergie à la maille cristalline, sous la forme de phonons [5]. De par leur nature, ces relaxations sont très rapides, ce qui a pour conséquence de limiter les phénomènes de réabsorption ou d'émission parasite qui ont tendance à limiter l'efficacité d'un matériau laser, comme c'est le cas pour un système à 3 niveaux..

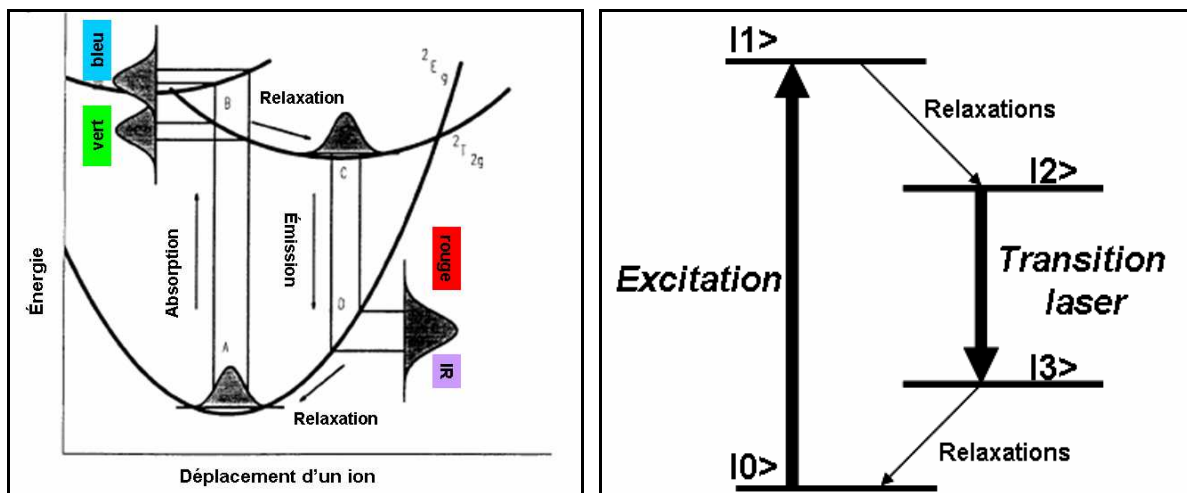


Figure 1.2 : Représentations des niveaux d'énergie de l'ion Ti^{3+} dans sa matrice cristalline. A gauche, diagramme de configuration des niveaux électroniques de l'ion Ti^{3+} dans le cristal de Ti:Sa. A droite, schéma correspondant simplifié à 4 niveaux d'énergie de l'ion Ti^{3+} .

1.1.3. Sections efficaces d'émission et d'absorption

D'un point de vue macroscopique, deux des données spectroscopiques fondamentales du cristal de Ti:Sa sont les sections efficaces d'émission et d'absorption. Ces valeurs permettent de quantifier à la fois l'efficacité du phénomène d'émission stimulée au sein du cristal et l'efficacité à laquelle les différentes longueurs d'onde sont absorbées au sein du cristal.

Une conséquence importante de l'anisotropie du cristal est que les sections efficaces d'absorption et d'émission sont différentes selon les deux axes, extraordinaire et ordinaire, du cristal (figure 1.4). Pour une polarisation du champ électrique suivant l'axe optique du cristal (axe extraordinaire), il apparaît expérimentalement [3] que la section efficace d'amplification à 800 nm est plus importante d'environ un facteur deux par rapport à la section efficace d'amplification pour une onde polarisée orthogonalement à l'axe optique. Le phénomène est similaire pour l'absorption, dans une gamme de longueurs d'onde allant d'environ 480 nm à 550 nm. Cette direction de polarisation, favorable à l'absorption et à l'émission, est couramment désignée par la lettre π (axe extraordinaire). Les directions de polarisation orthogonales sont couramment notées σ (axe ordinaire).

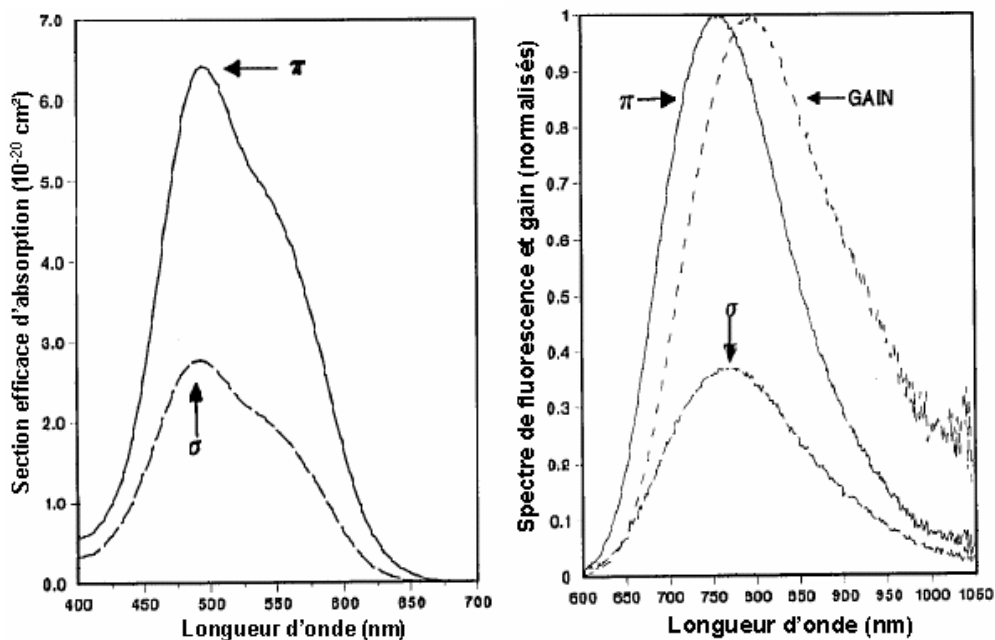


Figure 1.4 : Sections efficaces d'absorption et de gain du Ti:Sa. Gauche : sections efficaces d'absorption du Ti:Sa en fonction de la longueur d'onde pour les polarisations σ et π . Droite : spectres de fluorescence et de gain du Ti:Sa; l'intensité est normalisée au maximum de l'émission pour la polarisation π [3].

La valeur de section efficace d'amplification selon l'axe extraordinaire (σ_e) couramment admise est de l'ordre de $3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ à 800nm [3]. On remarque cependant dans la bibliographie concernant la mesure de cette grandeur que différents protocoles expérimentaux conduisent à des résultats très dispersés, compris entre 2.5 et $4.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [4, 6, 7]. La difficulté à caractériser avec précision cette valeur incite donc à rester prudent quant à son utilisation.

En raison de cette anisotropie, les cristaux de Ti:Sa sont taillés de manière à ce que l'axe extraordinaire soit perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau laser et parallèle au champ laser, comme représenté sur la figure 1.3.

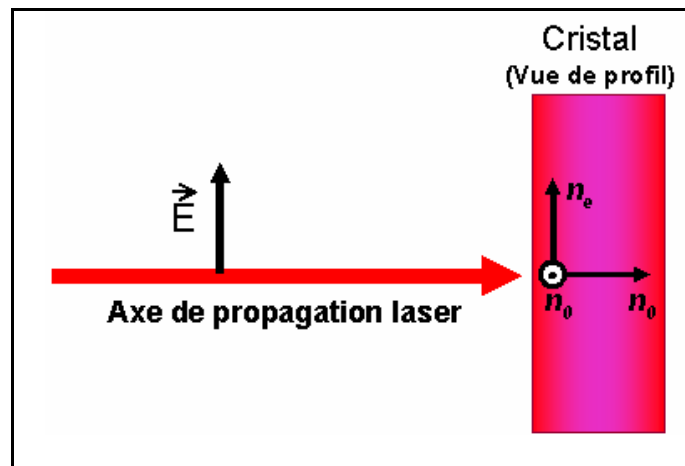


Figure 1.3 : Représentation de la coupe du cristal par rapport à ses axes cristallins et à l'axe de propagation laser. Les cristaux de Ti:Sa sont taillés de manière à ce que l'axe extraordinaire soit perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau laser et parallèle au champ laser. n_0 et n_e sont les indices de réfraction du cristal suivant les axes ordinaire et extraordinaire du cristal.

1.1.4. Emission spontanée du cristal de Ti:Sa

Nous avons vu au paragraphe précédent que les sections efficaces σ et π du Ti:Sa sont différentes suivant les axes d'indice n_0 et n_e . Cette propriété du Ti:Sa a pour conséquence que la polarisation du rayonnement émis par émission spontanée (fluorescence) présente les mêmes propriétés d'anisotropie.

McCumber [7], en 1963, a développé un modèle théorique visant à déterminer la valeur de la section efficace d'émission stimulée à partir du temps de vie de l'état excité du Ti:Sa. A partir

de ce modèle et de mesures expérimentales, nous avons caractérisé, dans le cas du cristal utilisé dans le dernier étage d'amplification du laser développé dans le cadre de cette thèse, le rapport des sections efficaces d'émission suivant les axes de polarisation du cristal et validé ainsi expérimentalement le modèle développé par McCumber. Cette mesure a été faite dans le but de s'appuyer sur un modèle expérimental d'émission spontanée fiable afin de simuler le phénomène de lasage parasite au sein du cristal utilisé pour nos expériences d'amplification haute énergie ainsi que l'émission propre des cristaux de Ti:Sa en général. Cette partie simulation sera abordée dans le chapitre 3.

Cette expérience a consisté à mesurer la variation azimutale de l'énergie émise par fluorescence au sein d'un cristal de Ti:Sa, afin de quantifier l'anisotropie des sections efficaces d'émission spontanée. L'objectif est de mesurer le rapport d'émissivité suivant les différents états de polarisation par rapports aux axes cristallographiques du cristal. Cette mesure a été effectuée avec une faible énergie de pompe, d'environ 100 millijoules, pour éviter tout phénomène d'amplification transverse à l'intérieur au cristal. Nous avons mesuré la polarisation et l'intensité relatives de l'émission de fluorescence en périphérie du cristal pour différents angles d'observation. La figure 1.5 donne le schéma de principe de cette mesure du rapport d'émissivité.

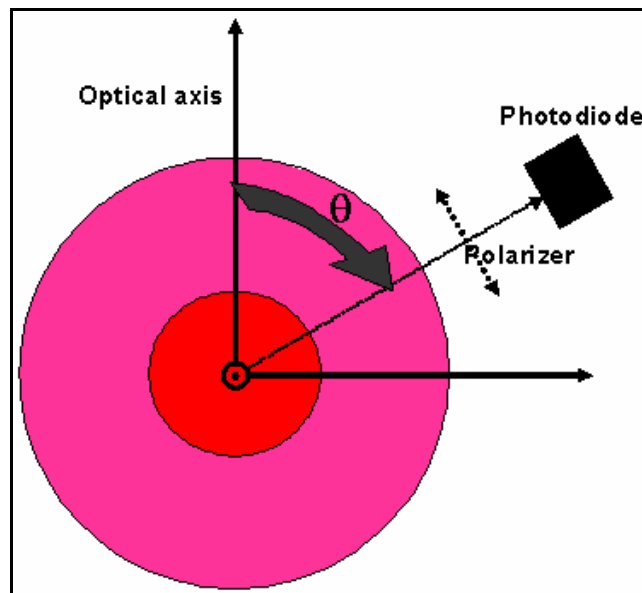


Figure 1.5 : Schéma de principe de la mesure de l'émission spontanée du cristal de Ti:Sa en fonction de l'angle azimutal d'observation et de la polarisation. La zone pompée à basse énergie est représentée en rouge.

Nous avons ajusté nos mesures pour l'angle $\psi=0$, qui donne l'état de polarisation du rayonnement σ dans le modèle décrit par McCumber dans l'annexe de l'article de référence de Moulton [3], donnant l'intensité et la polarisation de la fluorescence en fonction de sa direction de propagation par rapport à l'axe optique :

$$G(\theta, \phi, \psi) = G_{\sigma} \times (\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \theta) + G_{\pi} \times \sin^2 \psi \sin^2 \theta \quad (1.4)$$

Où G_{σ} et G_{π} sont les coefficients d'émissivité pour les polarisations σ et π , θ est l'angle entre la direction de propagation et l'axe optique et Ψ l'angle pris dans le plan de polarisation (plan orthogonal à la direction de propagation), entre la polarisation et l'intersection de ce plan avec le plan défini par les axes ordinaire du cristal. L'angle ϕ est neutre quant à la mesure d'anisotropie du fait de la symétrie de révolution autour de l'axe optique du cristal.

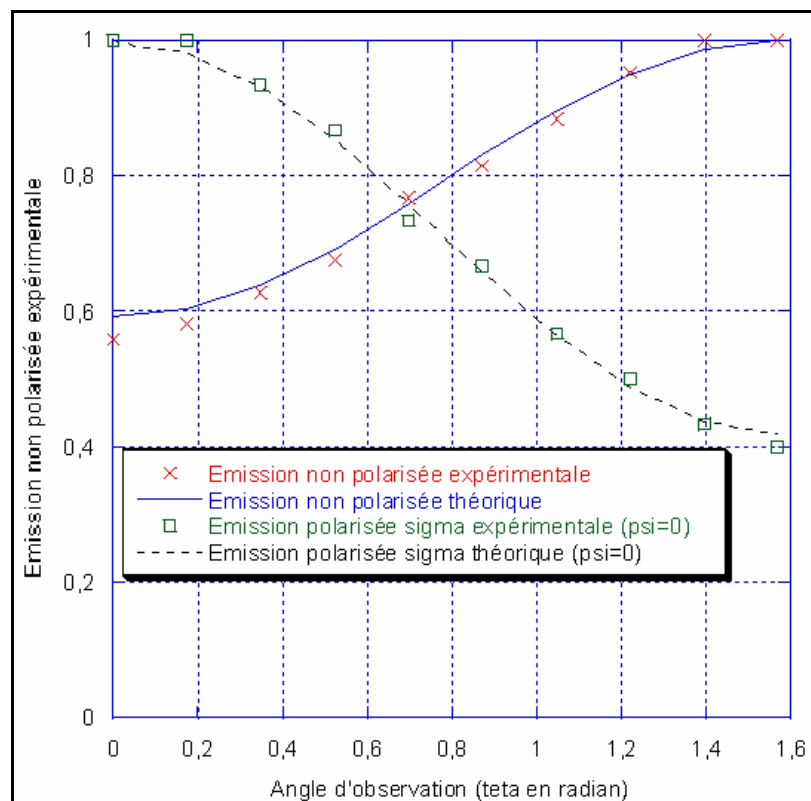


Figure 1.6: Courbes expérimentales et ajustement effectués avec l'expression de McCumber donnant l'intensité fluorescée en fonction de l'angle d'observation pour différents états de polarisation.

L'ajustement des points de mesures avec l'expression (1.4) donne un rapport des coefficients d'émissivité $\frac{G_\pi}{G_\sigma}$ de 2.4, ce qui signifie une émission de photons polarisés suivant l'axe optique plus importante d'un facteur 2.4 par rapport à l'émission de photons polarisés perpendiculairement à cet axe.

La valeur usuelle pour ce rapport d'émissivité dans le Ti:Sa, donnée dans l'article de McCumber, est de 2.38.

1.1.5. Durée de vie du niveau excité

A température ambiante, la durée de vie radiative du niveau excité est l'ordre de 3.15 μs . En raison du fort couplage vibronique entre l'ion Ti^{3+} et la matrice cristalline, la température et par conséquent la distribution d'états vibrationnels de la maille cristalline a un impact important sur cette durée de vie [8]. En dessous d'environ 150 K, le processus d'émission est purement radiatif et le temps de vie est proche de 3.8 μs . Au-dessus de cette température, le couplage entre l'ions Ti^{3+} et les états vibrationnels de la matrice cristalline induit des pertes d'énergie par émission de phonons ce qui a pour conséquence de diminuer le temps de vie du niveau excité.

La durée de vie radiative en fonction de la température peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\tau(T) = \left[\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (1.5)$$

Avec $\Delta E = 1794 \text{ cm}^{-1}$ (Energie de la transition électronique), $\tau_r = 3.87 \mu\text{s}$ (Temps de vie radiatif à 0K) et $\tau_{nr} = 2.93 \text{ ns}$ (Temps de vie non radiatif du niveau supérieur).

La figure 1.7 illustre graphiquement la variation de la durée de vie radiative en fonction de la température [8].

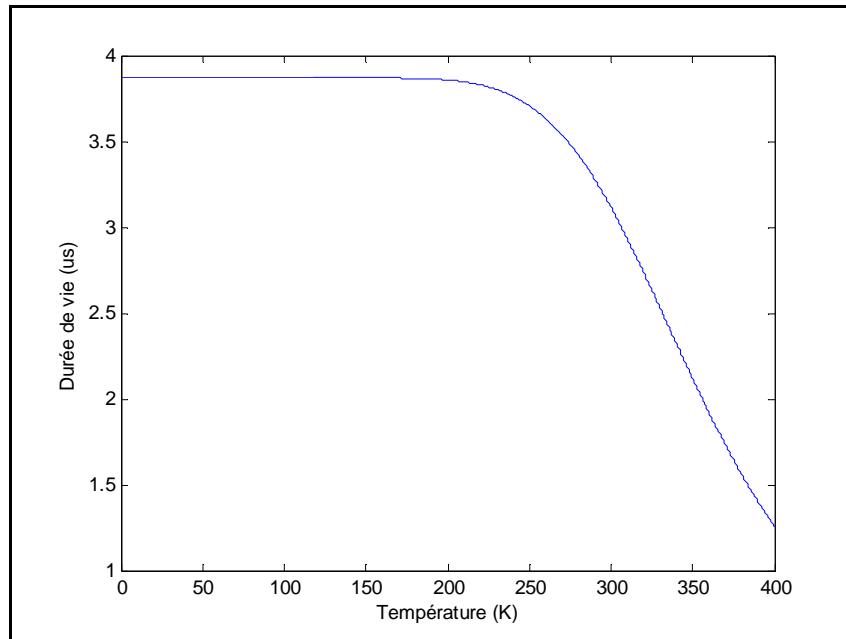


Figure 1.7 : Courbe de variation du temps de vie de l'état excité en fonction de la température. La diminution du temps de vie provient de l'augmentation des pertes par transitions non-radiatives avec la température.

Cette diminution du temps de vie de l'état excité avec la température n'est pas critique tant que la durée du pompage reste brève devant le temps de désexcitation. Si le temps de pompage est de l'ordre de grandeur du temps de vie de l'état excité, une grande partie de l'énergie stockée est alors perdue par émission de fluorescence, ce qui a pour conséquence de diminuer l'énergie disponible pour l'amplification laser. Pratiquement, on utilise des impulsions de pompe de quelques dizaines de nanosecondes de durée, c'est à dire très brèves par rapport à la durée de vie du niveau supérieur de la transition laser.

Cependant, la nature de cette diminution du temps de vie, majoritairement vibrationnelle, fait que la durée sur laquelle se produisent ces pertes d'énergie est très faible devant les temps caractéristiques des transitions radiatives. Ainsi, la diminution du temps de vie radiatif s'accompagne d'une diminution de l'énergie stockée disponible pour l'effet laser. C'est ce qu'on appelle le rendement de couplage.

1.2. Défaut quantique et rendement de couplage

L'élargissement vibrationnel des niveaux fondamental et excité, responsable de la structure 4 niveaux et de la grande largeur spectrale d'émission du Ti:Sa, est à l'origine des pertes d'énergie au sein du cristal par désexcitations non-radiatives. Transformées en émission de chaleur par l'émission de phonons, ces pertes sont à l'origine du rendement d'extraction limité au sein du milieu amplificateur, défini comme le rapport entre l'énergie apportée au système et l'énergie disponible pour l'amplification laser.

1.2.1. Défaut quantique

La source principale de chaleur provient des relaxations, c'est-à-dire de l'écart entre l'énergie du photon de pompe et celle du photon émis par émission stimulée. La perte d'énergie correspondante est prise en compte à travers le rendement η_q , appelé défaut quantique :

$$\eta_q = \frac{h\nu_{stimulé}}{h\nu_{pompe}} = \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{stimulé}} \quad (1.2)$$

En supposant un cristal de Ti:Sa excité par un laser de longueur d'onde centrale égale à 527 nm (Laser Nd:YLF doublé en fréquence) et injecté par une impulsion infrarouge dont la longueur d'onde centrale est de 815 nm, le défaut quantique, est donnée par :

$$\eta_q = \left(\frac{527}{815} \right) \approx 64.7\% \quad (1.3)$$

Ainsi, environ 35 % de l'énergie de pompe ($1-\eta_q$) est convertie en chaleur par les relaxations décrites à la figure 1.2, c'est-à-dire entre le niveau $|1\rangle$ et le niveau supérieur de la transition laser ainsi qu'entre le niveau inférieur de la transition laser et le niveau fondamental.

1.2.2. Rendement de couplage

Le rendement de couplage (μ_c) d'un cristal de Ti:Sa est une grandeur qui définit les pertes d'énergie par les transitions, en majorité vibrationnelles, ne participant pas à l'effet laser. Ces pertes comprennent les cascades de désexcitations ne conduisant pas au niveau supérieur de la transition laser ainsi que les transitions entre le niveau lasant et le niveau fondamental ou des états excités ne participant pas à l'effet laser [8].

Ce rendement, du fait de l'augmentation du couplage vibrationnel entre l'ion Ti^{3+} et la maille cristalline avec la température, varie fortement avec la température (tableau 1.2).

T (K)	120	180	220	240	260	280	300	320	340	380
η	1	0,999	0,989	0,972	0,939	0,884	0,806	0,708	0,601	0,325

Tableau 1.2 : Variation du rendement de couplage avec la température du cristal [9].

Ainsi, pour augmenter au maximum le rendement d'extraction du Ti:Sa, il est nécessaire de travailler à basse température. Pour ce faire, diverses techniques de refroidissement sont utilisées. Nous détaillerons ces techniques plus loin dans le chapitre.

1.2.3. Rendement global

L'énergie perdue par transitions non-radiatives est donnée par le rendement total, produit du rendement de couplage et du défaut quantique $(1 - \mu_c \eta_q)$. Si on excite un cristal de Ti:Sa à température ambiante (300 K), le rendement théorique maximum qu'il est possible d'atteindre entre l'énergie apportée pour exciter le cristal, à 527 nm pour une impulsion laser amplifiée autour de 815 nm est proche de 50 % ($\mu_c \eta_q \approx 52.5\%$). La valeur relativement faible de ce rendement global signifie que près de la moitié de l'énergie apportée au système est perdue par le biais de désexcitations non-radiatives, c'est-à-dire majoritairement sous forme de chaleur.

1.3. Conductivité thermique

L'avantage du cristal de Ti:Sa, en dépit d'un rendement proche de 50% sous forme d'émission de phonons au sein de la maille cristalline est de présenter, tout comme le saphir non dopé, une très bonne conductivité thermique. Cette propriété du Ti:Sa permet de compenser l'échauffement naturel du cristal, soumis à un pompage optique, par un bon refroidissement.

Nous indiquons à titre de comparaison, dans le tableau 1.3, des valeurs de conductivité thermique de quelques matériaux à température ambiante.

Matériaux	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$) A température ambiante
Saphir	46
Diamant	895-2300
Cuivre	400
Acier (inox)	26
Verre	1,35
Air	0,0262
Eau	0,6

Tableau 1.3: Quelques valeurs de conductivité thermique pour différents matériaux à température ambiante.

On constate qu'à température ambiante, la conductivité thermique du Ti:Sa est très supérieure à l'eau, mais demeure inférieure à celle du cuivre, qui est un très bon caloporteur souvent utilisé comme contact thermique. Cependant, la conductivité thermique du Ti:Sa, comme celle de tous les matériaux, varie avec la température. La figure 1.8 montre cette variation mesurée dans la gamme de température comprise entre 35 K et 300 K [9].

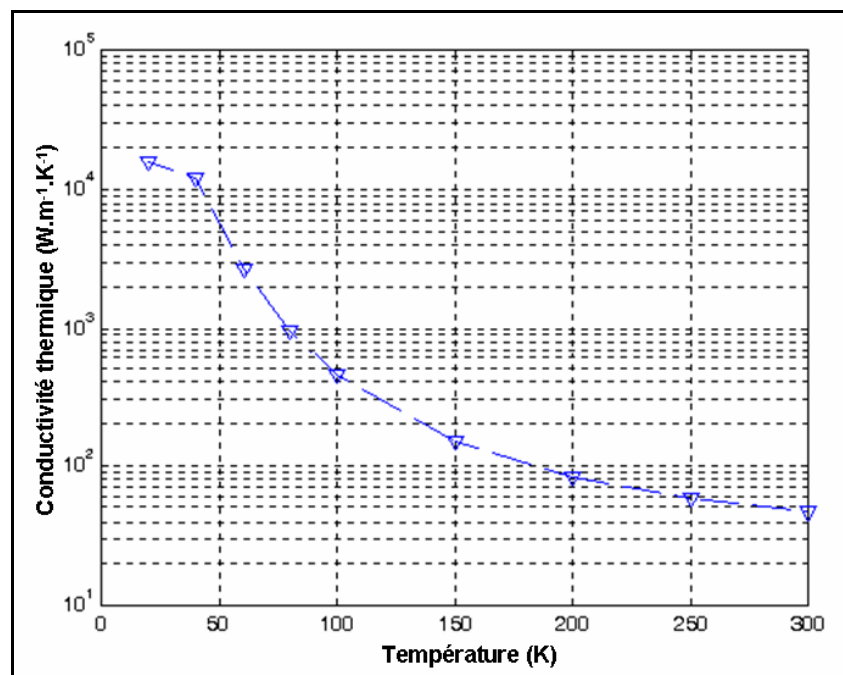


Figure 1.8: Courbe de variation de la conductivité thermique du Ti:Sa en fonction de la température.

Cette propriété permet, en travaillant à très basse température, d'augmenter considérablement les transferts thermiques entre le cristal et le milieu extérieur. Nous verrons dans la suite de ce chapitre comment cette propriété est utilisée pour améliorer à la fois le rendement des chaînes laser Ti:Sa mais aussi la qualité du faisceau infrarouge.

1.4. Facteur de mérite (FOM)

Le facteur de mérite du Ti:Sa (Factor Of Merit ou FOM) est défini comme étant le rapport entre les coefficients d'absorption à la longueur d'onde des lasers de pompe Nd:YAG doublés en fréquence (532 nm) et à la longueur d'onde centrale de gain du matériau, autour de 800 nm :

$$FOM = \frac{\alpha_{532}}{\alpha_{800}} \quad (1.6)$$

Ce facteur varie suivant les techniques de croissance utilisées et traduit la qualité de dopage du cristal en quantifiant la réabsorption parasite à la longueur d'onde d'amplification. Un cristal de bonne qualité a une valeur de FOM élevée, typiquement supérieur à 200.

Dans le Ti:Sa, les pertes autour de 800 nm sont majoritairement dues à l'absorption non résonnante par les ions Ti^{4+} résiduels présents dans la matrice cristalline [10], dont la mesure, dans le cas d'un cristal produit par technique HEM est présentée à la figure 1.9. L'inclusion de ces ions dans la maille cristalline est provoquée par une oxydation partielle des ions Ti^{3+} pendant la croissance cristalline.

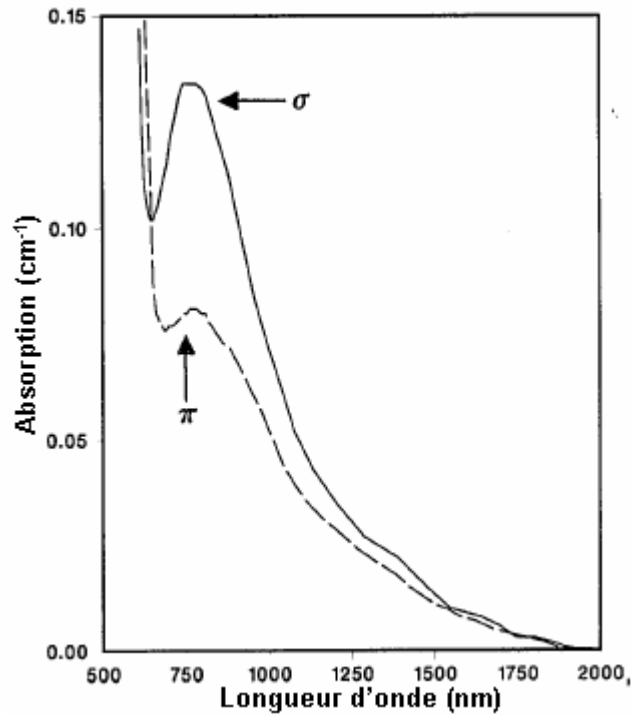


Figure 1.9: Courbes d'absorption pour un cristal de Ti:Sa selon les polarisations σ et π obtenus par croissance HEM. Le pic d'absorption autour de 800 nm est dû à la présence d'ions Ti^{4+} résiduels à l'intérieur de la maille cristalline [3]

L'absorption par le Ti^{4+} dans le Ti:Sa dépend en grande partie de la technique de croissance utilisée et de la concentration en ions Ti^{3+} au sein du cristal. Généralement, le FOM décroît avec l'augmentation du dopage en ions Ti^{3+} . Des défauts microscopiques ou macroscopiques, ou la présence d'impuretés dans la maille cristalline peuvent également être à l'origine de pertes optiques pour le faisceau amplifié. Ces défauts, couplés à la présence d'ions Ti^{4+} , sont à l'origine des variations des grandeurs spectroscopiques d'un cristal à l'autre.

Pour des cristaux d'oscillateurs ou d'amplificateurs régénératifs, pour lesquels un grand nombre de passages à travers le cristal est nécessaire, il est essentiel que le FOM soit supérieur à 200 pour limiter les pertes à chaque passage de l'impulsion au travers du cristal. Pour illustrer l'importance du FOM, considérons par exemple un cristal de Ti:Sa de 2 cm, absorbant à 95% à 532 nm, utilisé dans un amplificateur régénératif. Sa transmission sur 30 passages serait d'environ 65 % pour un FOM de 200, mais elle tomberait à seulement 22 % pour un FOM d'environ 60. Un FOM élevé peut, dans la majorité des cas, augmenter considérablement le rendement d'amplification au sein d'un cristal de Ti:Sa.

Le tableau 1.4 résume les principales propriétés du saphir dopé titane, telles qu'elles ont été exposées dans ce paragraphe.

Propriétés du Ti:Sa	
Structure cristalline	Rhomboédrique
Indice de réfraction à 800 nm	$n_e=1.755 (\pi) / n_o=1.76 (\sigma)$
Spectre d'émission	650 -1200 nm
Spectre d'absorption	400 – 600 nm
Section efficace d'amplification à 800 nm	$3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 (\pi)$
Section efficace d'absorption à 532 nm	$5.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 (\pi)$
Rendement de couplage à 293 K	0.81-0.82
Durée de vie du niveau excité à 293 K	3.15 μs
Conductivité thermique à 293 K	$46 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Indice non linéaire (n_2)	$3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2.\text{W}^{-1}$
F_{sat} (émission) à 800 nm	0.8 J.cm^{-2}
F_{sat} (absorption) à 532 nm	7.1 J.cm^{-2}

Tableau 1.4: Principales propriétés physiques du saphir dopé au titane.

2. Pompage des cristaux de Ti:Sa

2.1. Méthode de pompage des cristaux de Ti:Sa

Il existe de nombreuses sources de lumière, cohérente ou incohérente, adaptées au pompage des cristaux de Ti:Sa. Ces sources peuvent être continues ou pulsées, suivant le type d'amplificateur utilisé. Nous allons passer en revue dans ce paragraphe quelques sources de lumière parmi les plus utilisées pour le pompage des cristaux de saphir dopé titane.

2.1.1. Sources continues

- Le laser argon ionisé

Le laser à argon ionisé possède plusieurs raies d'émission très efficaces dans la gamme de longueur d'onde d'absorption du Ti:Sa. Deux raies d'émission particulières, à 488 nm et 515 nm, sont bien adaptées au pompage optique des cristaux de saphir dopé titane. Les lasers argon ont été utilisés pendant de nombreuses années pour le pompage continu des cristaux d'oscillateur.

On leur préfère maintenant les lasers solides pompés par diode, émettant autour de 1060 nm. Après doublage de fréquence, la longueur d'onde se situe dans la bande d'absorption du saphir dopé titane.

- Les lasers solides pompés par diode

Les diodes actuelles n'ont pas un niveau d'énergie suffisant dans la gamme d'absorption du saphir dopé titane pour servir directement au pompage de cristaux. Elles sont donc généralement utilisées à 980 nm pour pomper des cristaux de Nd:YAG, Nd:YVO₄ ou Nd:YLF dont l'émission laser est ensuite doublée en fréquence, pour pomper les cristaux de Ti:Sa autour du pic d'absorption du Ti:Sa, autour de 530 nm. La faible largeur spectrale d'émission des diodes permet d'augmenter considérablement le rendement et l'efficacité de l'excitation laser tout en diminuant l'échauffement au sein du milieu amplificateur. Il est possible dans ces conditions de faire fonctionner ces lasers en régime continu pour le pompage des oscillateur Ti:Sa.

2.1.2. Sources pulsées

- Le laser YAG dopé Néodyme

Le Nd:YAG est le matériau laser le plus utilisé pour le pompage "haute" énergie des chaînes de puissance Ti:Sa actuelles. Pouvant être excité soit par des lampes flash de grande largeur spectrale d'émission (Krypton, Xénon) soit par des empilements de diodes laser, ce matériau émet principalement à la longueur d'onde de 1064 nm. Après doublage de fréquence, la longueur d'onde d'utilisation pour le pompage des cristaux de Ti:Sa est de 532 nm.

La durée des impulsions générées en mode déclenché (Q-Switch) est typiquement de l'ordre de 10 ns pour une énergie allant de quelques centaines de millijoules à 2 joules à 532 nm. La cadence de ce type de laser, même s'il est le plus souvent utilisé à 10 Hz, peut atteindre des cadences de 50 Hz pour le pompage par flash et plusieurs kilohertz pour le pompage par diode. Ses qualités spatiales et temporelles en font un des lasers de pompe les plus robustes à l'heure actuelle. Ce type de laser est cependant limité en énergie par le diamètre maximum des barreaux amplificateurs de Nd:YAG de type commerciaux, qui est d'environ 16 mm.

- Le laser YLF dopé Néodyme

Le Nd:YLF est utilisé de la même manière que le Nd:YAG. Il présente cependant un meilleur comportement thermique, ce qui permet d'obtenir une meilleure qualité spatiale ainsi qu'un seuil de dommage plus élevé et un temps de vie du niveau excité plus important. Après doublage de fréquence, la longueur d'onde d'utilisation de ce type de laser est de 527 nm. L'énergie disponible est également limitée par le diamètre maximum des barreaux amplificateurs, situé dans le cas du Nd:YLF autour de 9 mm.

- Le laser Verre dopé Néodyme

L'atout majeur de la technologie Nd:Verre par rapport aux technologies présentées précédemment est de pouvoir faire croître des barreaux de Nd:Verre jusqu'à des diamètres supérieurs à 90 mm. Ainsi, même si la structure non cristalline de ce milieu limite fortement l'évacuation de la chaleur, il est possible d'y stocker une grande quantité d'énergie. Ce type de laser est en particulier utilisé dans les chaînes laser PW actuelles. Pour relaxer les contraintes optiques et mécaniques liées à l'échauffement du matériau à cause du pompage, qui induisent de fortes aberrations optiques ainsi que des risques d'endommagement, il est cependant nécessaire de travailler à faible cadence (typiquement 1 tir toutes les 20 minutes pour des barreaux de diamètre 90 mm).

Le tableau 1.5 résume les principales caractéristiques des sources laser servant usuellement à pomper les cristaux de saphir dopé titane.

Système de pompage	Longueur d'onde	Largeur spectrale	Energie Oscillateur	Durée des impulsions	Cadence pompage	Section des barreaux
Nd:YAG (Pompé diode)	1064 nm (Doublé à 532nm)	0,7 cm ⁻¹	de 1 à 10 mJ	35 ps à 15 ns	≤ 10 KHz	≤16 mm
Nd:YAG (Pompé flash)	1064 nm (Doublé à 532nm)	0,7 cm ⁻¹	de 1 mJ à 900 mJ	35 ps à 35 ns	de 0,1Hz à 120 Hz	≤16 mm
Nd:YLF (Pompé diode)	1054 nm (Doublé à 527nm)	1,1 cm ⁻¹	de 1 à 10 mJ	25 ps à 15 ns	≤ 10 KHz	≤12 mm
Nd:YLF (Pompé flash)	1055 nm (Doublé à 527.5nm)	1,1 cm ⁻¹	de 1 mJ à 900 mJ	25 ps à 35 ns	de 0,1Hz à 120Hz	≤12 mm
Nd:Verre PH (Pompé flash)	1053 nm (Doublé à 526,5nm)	~1,3 cm ⁻¹	de 1 mJ à 900 mJ	15 ps à 35 ns	de 1Tir / 10s à 1Tir/ mn	≤1000 mm

Tableau 1.5 : Caractéristiques principales des différentes sources laser servant à exciter le saphir dopé titane.

2.2. Puissance critique et distorsion de phase spatiale

Les propriétés des milieux transparents font qu'il n'est pas possible de faire propager un faisceau de très haute intensité au sein d'une optique sans s'exposer à l'apparition de phénomènes parasites risquant d'endommager le matériau. Ces phénomènes sont induits par la non linéarité des propriétés optiques des matériaux transparents en fonction de l'intensité du champ laser [11].

2.2.1. Phénomène d'auto-focalisation

L'indice de réfraction des matériaux transparents varie avec l'intensité du rayonnement lumineux qui les traverse selon la loi de Kerr:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1.7)$$

Dans laquelle n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 l'indice non linéaire ($\sim 3.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ pour le Ti:Sa) et I l'intensité de l'impulsion en W/cm^2 .

Cette propriété non linéaire des milieux transparents est à l'origine du phénomène d'autofocalisation. Pour un faisceau laser gaussien, l'indice de réfraction vu par le faisceau laser est plus important au centre du faisceau que sur ses bords, comme à la traversée d'une lentille convergente.

Ce phénomène d'autofocalisation conduit à l'endommagement des optiques dès que l'intensité en un point du faisceau laser dépasse le seuil de dommage du matériau traversé. Pour éviter ce phénomène, il convient de travailler à "faible" intensité, c'est-à-dire typiquement en dessous de $10^9 \text{ W}/\text{cm}^2$ dans une chaîne Ti:Sa.

2.2.2. Puissance critique

La puissance critique (P_{cr}) est la puissance laser au-delà de laquelle le phénomène d'autofocalisation devient prépondérant par rapport à la divergence naturelle du faisceau. Pour un faisceau gaussien idéal de longueur d'onde λ_0 , la valeur de la puissance critique est donnée par [11] :

$$P_{cr} \approx \frac{\lambda_0^2}{2\pi n_0 n_2} \quad (1.8)$$

Pour un faisceau laser de profil spatial gaussien à 800 nm, la puissance critique est égale à 1.8 MW. Cette formule n'est adaptée que pour décrire l'autofocalisation à grande échelle, c'est-à-dire pour toute l'ouverture du faisceau. La divergence naturelle du faisceau par diffraction étant inversement proportionnelle à son diamètre, la puissance critique est indépendante du diamètre du faisceau considéré.

L'ouverture du faisceau aura une influence sur la distance de propagation l au-delà de laquelle apparaît le phénomène d'autofocalisation du faisceau :

$$l = \frac{2\pi}{\lambda_0} w^2 \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{-1/2} \quad (1.9)$$

w étant le rayon du faisceau à l'entrée du matériau et P la puissance crête des impulsions laser considérées.

2.2.3. Distorsion de phase spatiale ou intégrale B

Pour un faisceau gaussien, la variation de l'indice de réfraction en fonction de la distance au centre du faisceau provoque, en plus du phénomène macroscopique d'autofocalisation, une distorsion de la phase spatiale. Intégré sur la traversée du matériau considéré, de longueur L , ce déphasage pour une impulsion d'intensité I est égal à :

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0} \int_0^L I dl \quad (1.10)$$

Ce phénomène a tendance à transmettre sur la phase les surintensités qui peuvent apparaître soit sur les faisceaux de pompe soit sur le faisceau infrarouge lui-même. Ceci peut avoir deux conséquences. A très haute intensité, il peut apparaître des phénomènes d'auto-focalisation à petite échelle et entraîner de multiples effets de filamentation au sein des optiques. Pour de plus faibles intensités, ces défauts apportés à la phase spatiale peuvent fortement limiter la focalisation de tels faisceaux.

On admet généralement que ce déphasage, aussi appelé intégrale B, doit demeurer inférieur à 1 radian pour ne pas limiter la focalisation du faisceau en fin de chaîne [12].

3. Génération et amplification d'impulsions femtosecondes

Cette partie introduit les techniques de génération d'impulsions laser ultra-brèves et les problématiques liées à l'amplification de ce type d'impulsions. Nous décrirons ici les différentes méthodes de génération et d'amplification des impulsions laser à forte énergie pour les chaînes laser haute énergie, qui sera l'objet principal des prochains chapitres.

3.1. Génération d'impulsions ultra brèves, oscillateur femtoseconde

Le principe d'un oscillateur consiste à placer le milieu amplificateur, un cristal de Ti:Sa dans notre cas, au sein d'une cavité optique (Figure 1.10). Les seules fréquences pouvant osciller de manière constructive dans ce type de cavité sont de la forme $\nu_n = N \frac{c}{2L}$, L étant la longueur optique de la cavité, c la vitesse de la lumière et N un nombre entier. Parmi ces fréquences, seules celles pour lesquelles le gain excède les pertes oscillent et s'amplifient dans la cavité. Ces fréquences, aussi appelées "modes de la cavité laser", constituent l'émission laser.

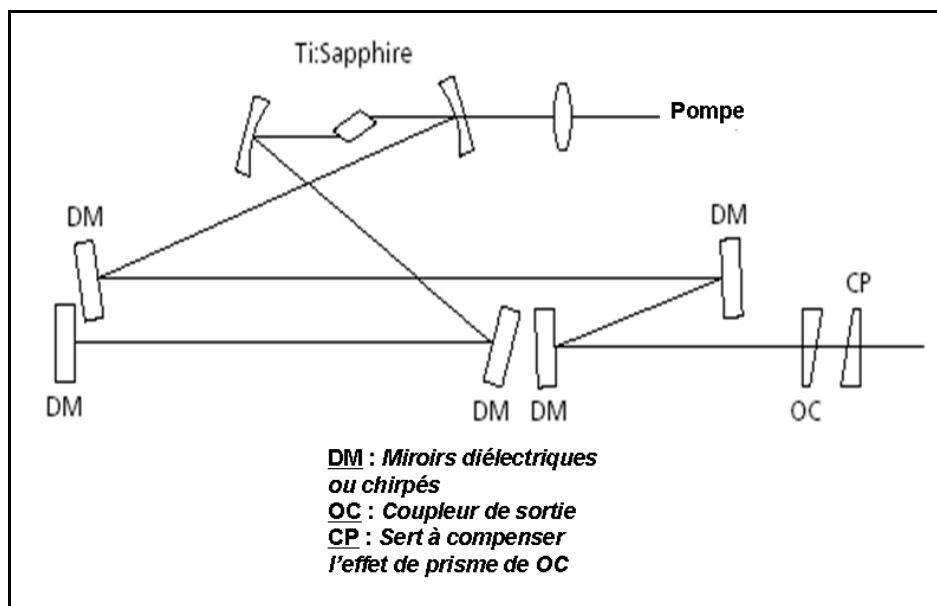


Figure 1.10 : Schéma d'un oscillateur utilisant des miroirs chirpés pour compenser la dispersion de phase spectrale apportée le cristal de saphir dopé titane. Ce schéma est celui de l'oscillateur femtosource (Femtolasers, Autriche).

S'il n'y a aucune relation de phase entre les différents modes, c'est-à-dire que ces modes ne sont pas synchronisés temporellement, l'émission lumineuse est continue et de faible puissance crête.

Il est possible, par des techniques de blocage des modes [12, 13] basées sur des processus non linéaires (absorbant saturable, effet Kerr, ...), couplés à des techniques de compensation de dispersion de la phase spectrale (prismes, miroirs chirpés, ...) de synchroniser et maintenir en phase un grand nombre de modes parmi ceux oscillant dans la cavité. Les champs électriques vont alors osciller en phase et former au sein de la cavité une impulsion laser courte et intense qui sera entretenue à chaque aller-retour dans la cavité et dont une partie sera transmise au niveau du miroir de couplage. L'émission laser se produit alors sous la forme d'un peigne d'impulsions dont la période correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité.

3.2. Amplification à dérive de fréquence

En sortie d'un oscillateur, les impulsions ont une durée typique de 10 à 100 femtosecondes pour une énergie par impulsion de quelques nanojoules sur une ouverture de l'ordre du millimètre. L'intensité de ces impulsions, inférieure à 100 MW.cm^{-2} , fait qu'il est possible de les faire se propager dans des milieux transparents sans risque d'endommagement par autofocalisation.

Pour des impulsions amplifiées d'énergie supérieure, de l'ordre de quelques microjoules, cette intensité est multipliée par un facteur 1000 et il devient alors impossible de les faire se propager au travers d'optiques sans risques d'endommagement.

3.2.1. Principe de l'amplification à dérive de fréquence

Pour éviter ces risques d'endommagement, la solution est de maintenir l'intensité de toute impulsion laser se propageant dans des milieux transparents en dessous du seuil de 1 GW.cm^{-2} . Cette condition se traduit, pour une énergie d'impulsion donnée, par des conditions sur la section et la durée de l'impulsion, comme le montre la figure 1.11.

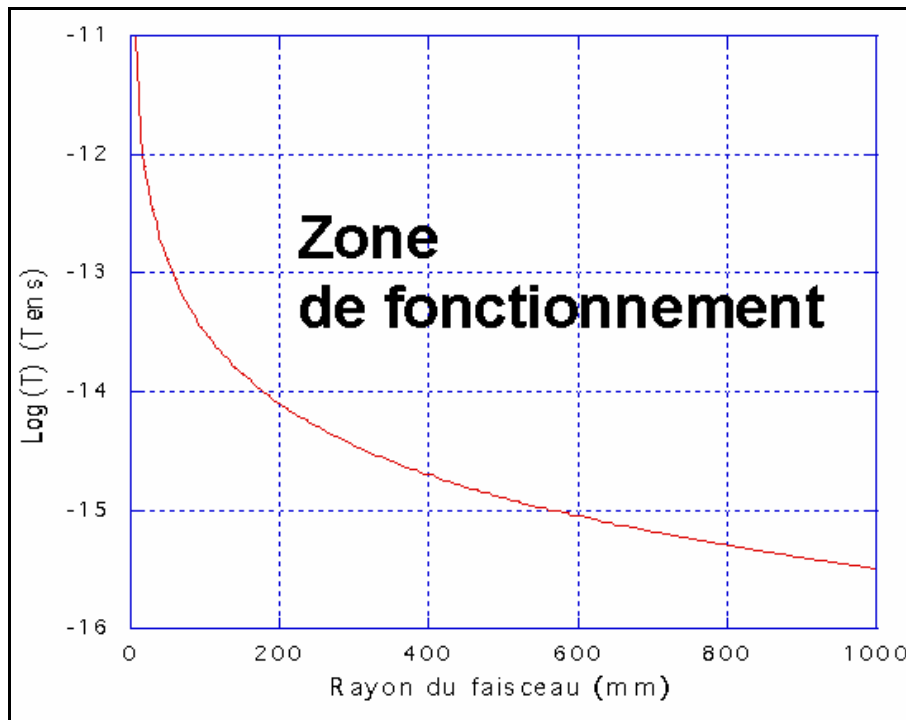


Figure 1.11 : Courbe représentant les couples durée d'impulsion/rayon du faisceau permettant à une impulsion transportant une énergie de 1 joule de se propager dans une chaîne d'amplification sans risque de dommage.

On remarque qu'une impulsion de 1 joule et de durée femtoseconde devrait, pour se propager sans risque aux travers de milieux transparents, avoir un diamètre supérieur à 1 mètre. Ce problème, qui implique l'utilisation d'optiques de très grandes dimensions pour augmenter l'énergie laser, a longtemps freiné l'évolution de cette technologie.

Une solution à ce problème a été trouvée au milieu des années 1980 [14]. En allongeant temporellement les impulsions jusqu'à plusieurs centaines de picosecondes, on diminue dans les mêmes proportions leur intensité et il est ainsi possible d'amplifier ces impulsions sans risques d'endommagement. Cet étirement temporel a été rendu possible en décalant temporellement les différentes composantes du spectre de l'impulsion les unes par rapport aux autres grâce à un système dispersif appelé "étireur". Cette technique, appelée "amplification à dérive de fréquence" ou CPA (pour Chirped Pulse Amplification) et représentée schématiquement à la figure 1.12, a permis d'envisager l'amplification Ti:Sa à très haute énergie (figure 1.13).

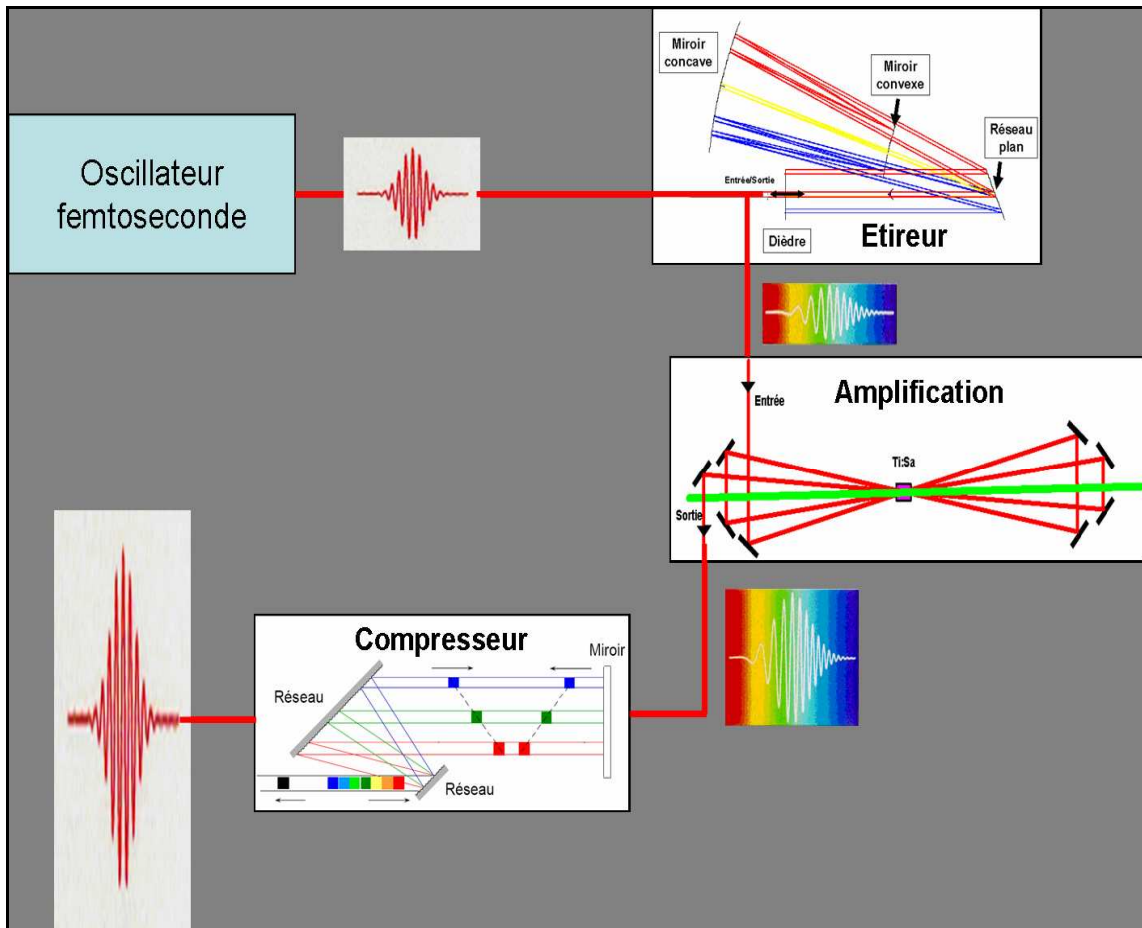


Figure 1.12 : Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA).

L'impulsion est étirée temporellement en sortie de l'oscillateur puis amplifiée jusqu'au niveau d'énergie voulue avant d'être recompressée temporellement. L'étirement temporel permet d'éviter les dommages provoqués sur les optiques dus aux fortes intensités atteintes.

Les impulsions, une fois amplifiées, sont recompressées temporellement dans un compresseur pour approcher la durée initiale de l'impulsion.

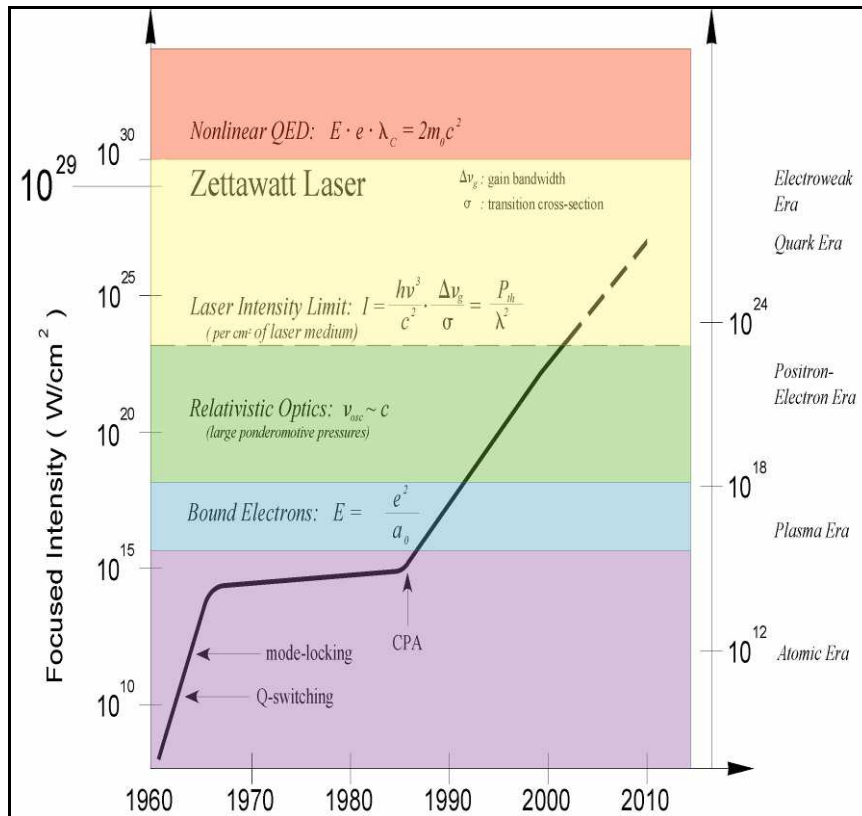


Figure 1.13 : Evolution de l'intensité atteinte par les lasers depuis la création du premier laser à rubis en 1960. L'invention de la technique d'amplification à dérive de fréquence a marqué le début de la physique des très hautes intensités laser.

3.2.2. Etirement et compression temporelle d'impulsions

L'étireur et le compresseur sont deux systèmes optiques dispersifs dont les rôles opposés permettent respectivement l'étirement temporel avant amplification puis la recompression des impulsions laser dans les chaînes CPA. Ils sont composés d'optiques dispersives, réseaux de diffraction ou prismes, qui permettent d'introduire une dispersion contrôlée de la phase spectrale de l'impulsion laser, c'est-à-dire un décalage temporel entre les différentes composantes spectrales (modes) de l'impulsion laser.

L'étireur introduit une dispersion positive de la phase spectrale en imposant un chemin optique plus important aux composantes du spectre de faible longueur d'onde. Cette technique permet d'allonger temporellement l'impulsion jusqu'à quelques nanosecondes. Le compresseur, qui est dimensionné pour compenser la dispersion introduite par l'étireur ainsi que par les différentes optiques traversées dans la chaîne laser permet de recompresser temporellement l'impulsion en remettant en phase les modes dispersés.

Pour obtenir en fin de chaîne l'impulsion la plus courte possible, il est nécessaire que la phase spectrale soit nulle pour toutes les pulsations ω du spectre de l'impulsion :

$$\phi_{\text{étireur}}(\omega) + \phi_{\text{matériaux}}(\omega) + \phi_{\text{compresseur}}(\omega) = 0 \quad (1.12)$$

Où $\phi_{\text{étireur}}(\omega)$ est la dispersion apportée par l'étireur, $\phi_{\text{matériaux}}(\omega)$ est la dispersion apportée par la traversée des différents matériaux constituant la chaîne d'amplification et $\phi_{\text{compresseur}}(\omega)$ la dispersion apportée par le compresseur.

- Principe de fonctionnement d'un étireur à triplet de Offner

L'étireur à triplet de Offner [15] est le plus couramment utilisé dans les chaînes Ti:Sa de dernière génération. L'intérêt de ce type d'étireur, représenté schématiquement à la figure 1.14, est de pouvoir produire une dispersion importante tout en réduisant le plus possible les aberrations optiques. Cette propriété est obtenue grâce à la combinaison d'un miroir concave et d'un miroir convexe tous deux utilisés sur l'axe, et dont les aberrations optiques se compensent jusqu'à l'ordre 5.

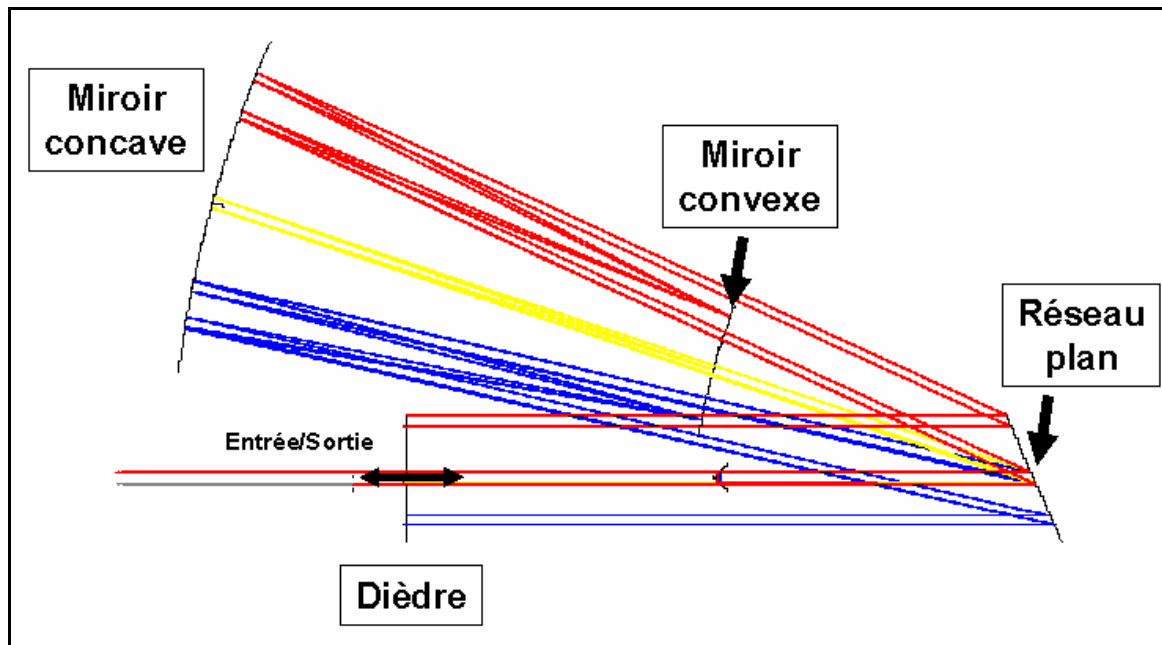


Figure 1.14: Schéma d'une vue de dessus d'un étireur à triplet de Offner.

Les grandes longueurs d'onde subissent par diffraction sur le réseau une dispersion plus importante que les courtes longueurs d'onde ce qui induit, par la différence de chemin optique parcouru, une dispersion positive du spectre de l'impulsion.

- Principe de fonctionnement d'un compresseur

Le compresseur est dimensionné à partir du calcul de la dispersion de la phase spectrale introduite par l'étireur et par la propagation du faisceau à travers la chaîne laser. Pour compenser cette dispersion et recomprimer l'impulsion, on utilise un couple de réseaux de diffraction [16] dans la configuration représentée à la figure 1.15.

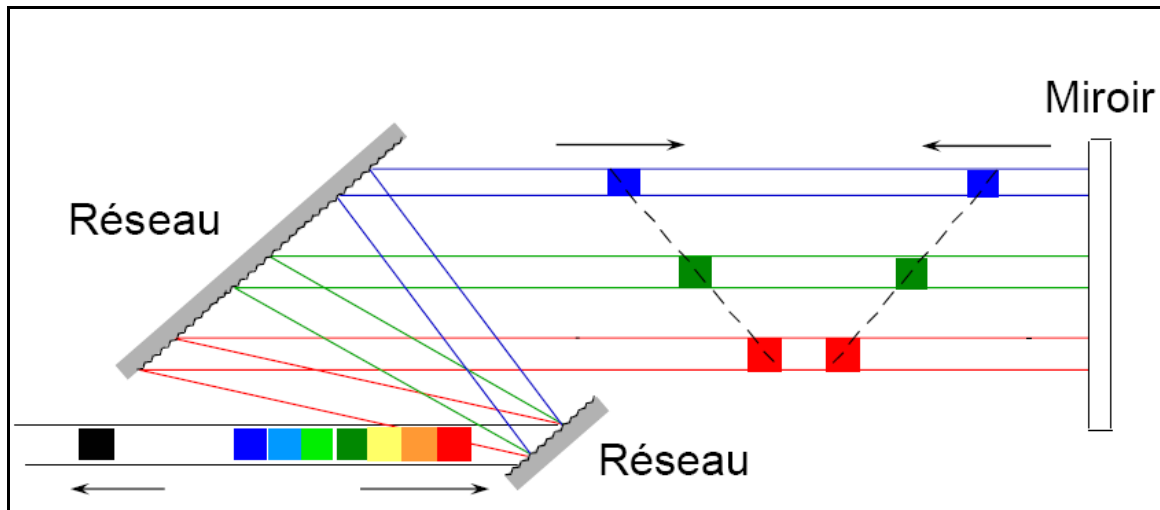


Figure 1.15: Schéma de principe d'un compresseur vu de dessus. Le chemin optique parcouru par chaque composante du spectre est calculé de manière à compenser la dispersion apportée en amont de la chaîne laser. Le dièdre de repli (Miroir sur la figure) permet à l'impulsion de ressortir du système à une hauteur différente en n'utilisant que deux réseaux.

Le nombre de trait des réseaux de diffraction, ainsi que l'angle d'incidence et la distance séparant les deux réseaux permet de modifier la phase spectrale introduite par l'ensemble du compresseur.

3.3. Amplification de puissance

Le principe de l'amplification de puissance dans les cristaux de Ti:Sa est le suivant : les faisceaux délivrés par les lasers de pompe, dont la longueur d'onde est située dans la partie verte du spectre visible, sont absorbés par le cristal et produisent une inversion de population. L'énergie ainsi stockée est transmise à l'impulsion laser infrarouge par émission stimulée lors d'une succession de passages du faisceau à travers le cristal.

3.3.1. Fluence de saturation en amplification

La fluence d'une impulsion laser présentant un profil spatial uniforme, souvent appelé "flat top" ou "top hat", est définie comme son énergie par unité de surface et s'exprime en $J.cm^{-2}$:

$$J = \frac{E}{\pi R^2} \quad (1.13)$$

E étant l'énergie de l'impulsion et R le rayon du faisceau.

La fluence de saturation en amplification (J_{sat}) est une valeur intrinsèque à chaque milieu amplificateur et représente la valeur de fluence d'une impulsion au-delà de laquelle l'amplification est saturée, c'est-à-dire que le milieu amplificateur subit une déplétion de la population excitée par émission stimulée non négligeable devant les pertes par émission spontanée. Cette valeur dépend de la longueur d'onde et de la section efficace d'amplification à cette longueur d'onde :

$$J_{sat} = \frac{h\nu_e}{\sigma_e} \quad (1.14)$$

où h est la constante de Planck, ν_e la fréquence centrale de l'impulsion amplifiée et σ_e la section efficace d'amplification du milieu amplificateur à cette longueur d'onde. Pour le saphir dopé titane, la fluence de saturation (J_{sat}) pour une impulsion infrarouge centrée à 800 nm est de l'ordre de $0,8 J/cm^2$.

3.3.2. Modèle de gain

Il existe deux modèles d'amplification d'une impulsion laser ayant un profil spatial uniforme suivant que la fluence de l'impulsion à amplifier (J) est très inférieure ou de l'ordre de grandeur de la fluence de saturation (J_{sat}).

- Pour $J \ll J_{sat}$, on peut considérer que l'inversion de population à l'intérieur du milieu amplificateur après pompage n'est pas perturbée par le passage de l'impulsion à amplifier et par conséquent que le gain demeure constant pendant tout le temps nécessaire à l'amplification. Dans ce cas, l'expression de la fluence finale J_f après la traversée du milieu amplificateur de longueur l est donnée par :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_f = G_0 J_i \\ G_0 = \exp(\Delta N \sigma_e l) \end{array} \right. \quad (1.15)$$

où J_i est la fluence de l'impulsion laser avant amplification, ΔN le nombre d'atomes par unité de volume portés dans l'état excité (Inversion de population), G_0 est appelé "gain petit signal". Ce gain est de l'ordre de 10 pour un cristal absorbant à 95 % à la longueur d'onde de pompe et pompé sur ses deux faces par une fluence de 1.5 J.cm^{-2} .

- Pour $J \geq J_{sat}$, le passage de l'impulsion au sein du milieu amplificateur influe sur la densité d'ions excités et c'est donc la propagation de l'impulsion au travers du cristal qui régit l'inversion de population. On dit que l'impulsion laser sature l'amplification, puisque l'inversion de population et le gain diminuent au passage de l'impulsion à amplifier. Ce phénomène a été modélisé par Frantz et Nodvik pour la propagation d'impulsions courtes [17], c'est-à-dire pour lesquelles la durée des impulsions est très inférieure à la durée de vie du niveau excité, comme c'est le cas pour les lasers Ti:Sa. D'après ce modèle, la fluence après amplification s'écrit :

$$J_f = J_{sat} \left[\ln \left[1 + \exp(\Delta N \sigma_e l) \left(\exp\left(\frac{J_i}{J_{sat}}\right) - 1 \right) \right] \right] \quad (1.16)$$

Notons que ces modèles ne prennent pas en compte la largeur spectrale de l'impulsion mais considèrent seulement une longueur d'onde moyenne et la section efficace lui correspondant.

3.3.3. Schémas d'amplification

L'amplification au cours d'un seul passage du faisceau dans le milieu amplificateur est en général insuffisante pour extraire une part notable de l'énergie emmagasinée. Pour extraire la totalité de cette énergie, il est souvent nécessaire que l'impulsion effectue plusieurs passages dans le milieu amplificateur. Dans le cas du Ti:Sa, deux types d'amplificateurs permettent de faire passer le faisceau plusieurs fois dans le milieu amplificateur, que nous décrirons dans la suite de ce paragraphe: d'une part l'amplificateur multi-passages, qui a été le premier à être utilisé, et d'autre part l'amplificateur régénératif, maintenant très répandu pour l'amplification à basse énergie (ou préamplification).

Dans tous les cas, le cristal de Ti:Sa est pompé longitudinalement par une impulsion lumineuse de durée comprise entre 5 et 200 ns dont la longueur d'onde se situe autour de 530 nm. Elle est par exemple de 527 nm pour la deuxième harmonique des lasers Nd:YLF et de 532 nm pour celle des lasers Nd:YAG.

- Amplificateurs multi-passages

Le schéma le plus classique d'amplificateur est l'amplificateur multi-passages, représenté schématiquement figure 1.16. Le principe consiste à faire passer une impulsion laser un grand nombre de fois au sein d'un cristal amplificateur par multiplexage angulaire.

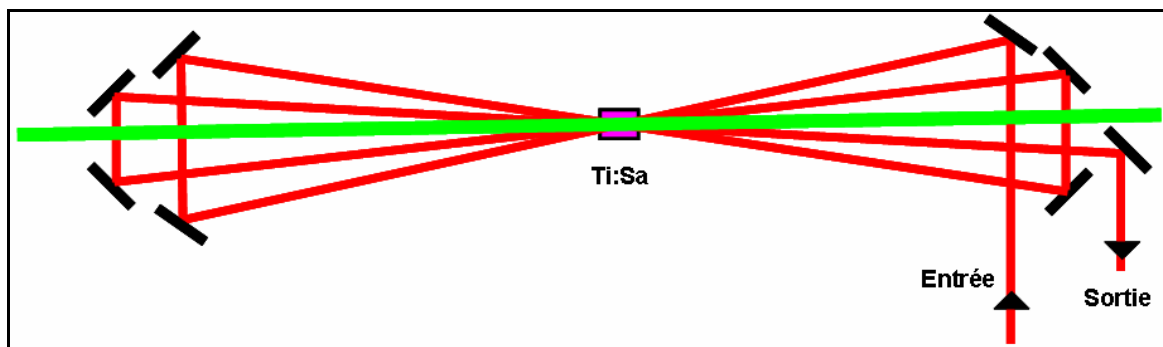


Figure 1.16: Schéma de principe d'un amplificateur multi-passages

Il existe deux configurations dans lesquelles ce type d'amplificateur est utilisé, suivant que la fluence de l'impulsion à amplifier est proche ou très inférieure à la fluence de saturation du Ti:Sa.

Dans le cas d'une impulsion dont la fluence est très inférieure à J_{sat} , le gain par passage est constant et uniquement dépendant de la densité d'énergie déposée dans le cristal. Dans ce cas, le gain cumulé sur l'ensemble des passages dépend uniquement du nombre d'allers-retours au sein du cristal. Si le nombre de passages est suffisamment important, il est possible d'atteindre des valeurs de gain supérieures à 10^4 .

Pour une impulsion laser injectée dont la fluence est proche de la fluence de saturation du milieu, quelques passages au sein du milieu amplificateur (3 ou 4 généralement) suffisent pour extraire la quasi-totalité de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur. Le gain intégré sur l'ensemble des passages nécessaires à l'extraction du maximum d'énergie se situe alors généralement autour de 10 à 15.

- Amplificateurs régénératifs

Les amplificateurs régénératifs sont des amplificateurs à très fort gain, supérieur le plus souvent à 10^3 , permettant d'amplifier des impulsions de faible énergie, allant de quelques nanojoules pour des impulsions sortant directement de l'oscillateur à quelques micro-joules pour des impulsions femtosecondes pré amplifiées jusqu'au niveau millijoules avant de les injecter dans des amplificateurs de puissance, dont le gain est plus faible en raison de la saturation du gain.

Le principe de cet amplificateur est de piéger une impulsion dans une cavité laser afin de lui imposer un grand nombre de passages au sein du milieu amplificateur (figure 1.17). Il suffit alors de l'extraire par le même procédé, une fois le niveau d'énergie requis atteint.

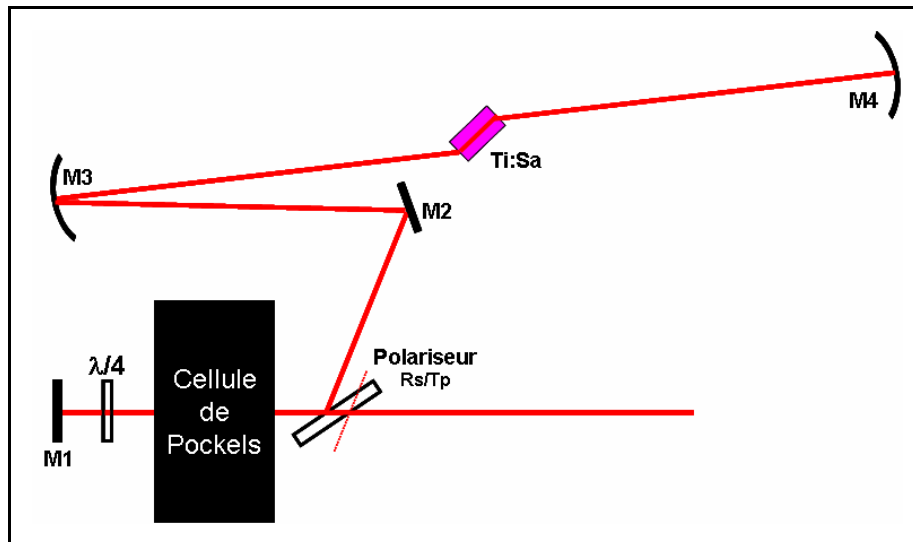


Figure 1.17 : Schéma de principe d'un amplificateur régénératif. L'injection et l'éjection de l'impulsion s'effectuent avec une cellule de Pockels couplée à une lame d'onde et un polariseur.

Le système d'injection et d'extraction de l'impulsion, composé d'une cellule de Pockels associée à une lame d'onde et un polariseur, constitue une porte optique rapide, de durée nanoseconde, contrôlée par une impulsion haute tension, qui permet de piéger l'impulsion à amplifier au sein d'une cavité formée par 3 miroirs. Le nombre d'allers-retours nécessaires au sein du cristal, pour que l'impulsion atteigne son maximum d'énergie, dépend de nombreux paramètres tels que l'énergie injectée, les fluences au sein du cristal et les pertes optiques apportées par la cavité.

Ce type d'amplificateur présente, par rapport à l'amplificateur multi-passages, l'avantage de stabiliser le pointé de faisceau du laser et de contrôler le profil spatial de l'impulsion, grâce à la configuration en cavité qui impose son mode transverse au faisceau injecté. Il permet également d'atteindre des gains de 10^6 , ce qui est plus difficile à obtenir avec un amplificateur multi-passages.

Ce système d'amplification peut cependant générer des pré-impulsions et post-impulsions par réflexions parasites, qu'il est nécessaire de filtrer temporellement avant de procéder à l'amplification de puissance.

3.3.4. Problèmes liés à l'amplification de puissance

L'amplification de puissance est à l'origine de nombreux phénomènes indésirables qu'il est nécessaire de supprimer ou de limiter afin d'optimiser l'amplification et rendre possible l'utilisation de l'impulsion laser pour des expériences d'interaction en fin de chaîne. Ces phénomènes sont principalement une distorsion de la phase spatiale induite par des effets thermiques au sein du milieu amplificateur, une distorsion du spectre, une réduction du contraste temporel de l'impulsion (présence d'un piédestal d'énergie incohérente dans les pieds de l'impulsion laser) et enfin le lasage transverse, qui fera l'objet d'une étude approfondie dans les prochains chapitres.

- Effets thermiques dans le Ti:Sa

L'indice de réfraction du Ti:Sa, comme celui de tout milieu transparent, varie avec la température. Cette propriété a pour conséquence de créer dans le cristal des variations locales de l'indice de réfraction en fonction des variations de température en volume. Cette distribution de température est la résultante de l'échauffement créé par le pompage, de l'extraction de l'énergie par l'impulsion infrarouge amplifiée et de la qualité du contact thermique avec le système de refroidissement du cristal.

Pour le pompage d'un cristal de Ti:Sa à basse cadence, il n'est pas toujours nécessaire de refroidir le cristal car la conductivité thermique du Ti:Sa est suffisante pour que l'énergie apportée au sein du cristal soit évacuée par simple convection avec l'air ambiant. Il devient par contre nécessaire de contrôler cette distribution de température dès que la puissance moyenne de pompe excède plusieurs dizaines de watts.

Pour pallier ces phénomènes, il est nécessaire de refroidir le cristal à basse température. En effet, la conductivité thermique du Ti:Sa augmente très fortement à basse température et il est donc possible, suivant la puissance de pompe, de trouver une température de fonctionnement pour laquelle les variations locales d'indice par effets thermiques deviennent négligeables. Deux techniques sont généralement utilisées pour le refroidissement des cristaux de Ti:Sa : le refroidissement à eau (Figure 1.18), qui consiste à faire circuler de l'eau froide soit autour du cristal soit au travers d'une monture caloporteuse au contact du cristal ou le refroidissement cryogénique, en utilisant par exemple la détente d'un gaz pour refroidir des blocs mécaniques en cuivre mis en contact du cristal à des température de -80°C à -160°C (figure 1.19).

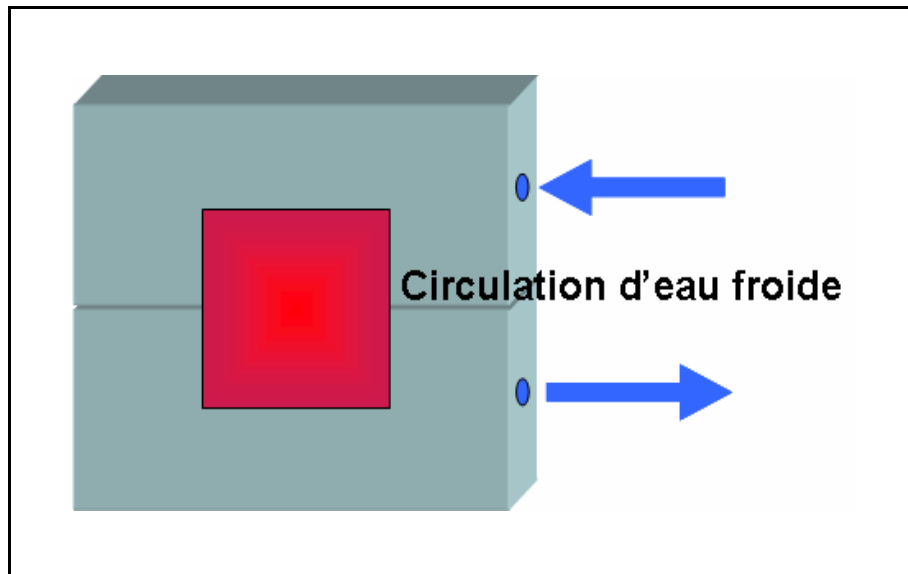


Figure 1.18 : Schéma du montage de refroidissement d'un cristal de Ti:Sa par circulation d'eau. L'eau refroidit la monture en cuivre qui est un très bon conducteur thermique.

La technique de refroidissement par eau présente l'avantage d'être à la fois facile à mettre en oeuvre et peu coûteuse. Cependant, elle ne permet pas de diminuer suffisamment la température au sein de cristal pour que la conductivité thermique de celui-ci atteigne des valeurs permettant une extraction très efficace de la chaleur. Pour de très hautes puissances de pompe, il est préférable d'utiliser un refroidissement cryogénique. Il est alors possible d'atteindre pour le cristal des valeurs de conductivité thermique proches de celle du cuivre qui se situe autour de $400 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

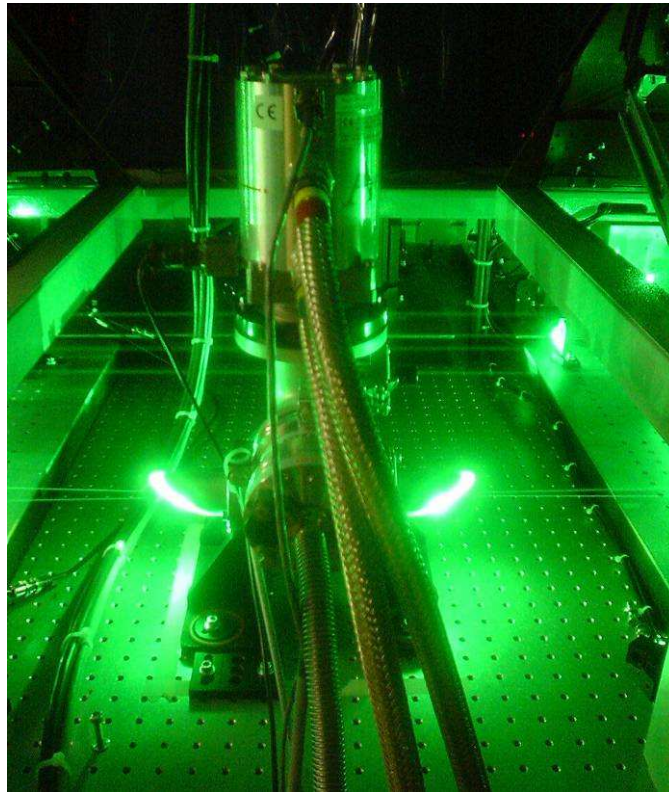


Figure 1.19 : Photographie d'un cryostat en fonctionnement. Les faisceaux de pompe, en vert, sont transmis à l'intérieur de l'enceinte à vide dans laquelle le cristal est refroidi à très basse température, par une détente d'hélium.

- Distorsion spectrale par l'amplification

Le fait d'amplifier une impulsion infrarouge entraîne une déformation du spectre à la traversée du milieu à gain. Ces effets sont de deux types. D'une part, le spectre de l'impulsion tend à se rétrécir à cause du profil de gain, qui n'est pas le même pour toutes les longueurs d'onde. D'autre part, il existe un effet de décalage des longueurs d'onde du spectre amplifié vers les grandes longueurs d'onde du fait que, comme l'impulsion est étirée temporellement, les grandes longueurs sont les premières à être amplifiées et à saturer le gain à la traversée du cristal, au détriment des courtes longueurs d'onde (figure 1.20).

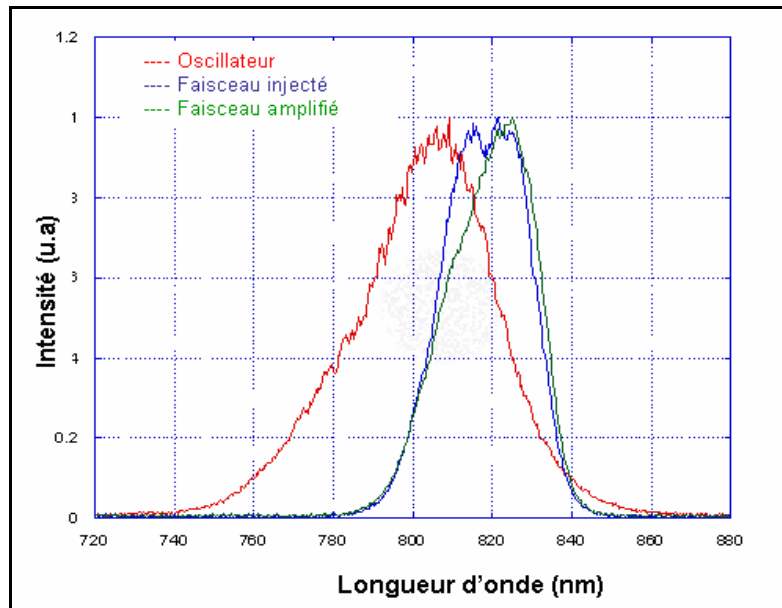


Figure 1.20 : distorsion spectrale par l'amplification au sein de la chaîne laser de la station LASERIX. Le spectre injecté dans le dernier étage est rétréci et « décalé vers le rouge » à cause de la préamplification. Les grandes longueurs d'onde du spectre injecté sont amplifiées de manière plus importante à la traversée du dernier étage.

L'effet conjoint de ces deux phénomènes fait qu'il est extrêmement difficile d'amplifier un spectre large (supérieur à 40 nm à mi-hauteur) au delà de quelques centaines de millijoules, le spectre ayant tendance à se rétrécir au fur et à mesure que l'impulsion est amplifiée.

Un modulateur acousto-optique (DAZZLER) [18], dont le principe de fonctionnement est présenté figure 1.21 est souvent installé en amont des chaînes laser actuelles de manière à pouvoir optimiser la forme du spectre amplifié en modulant le spectre de l'impulsion avant son injection dans les amplificateurs de puissance.

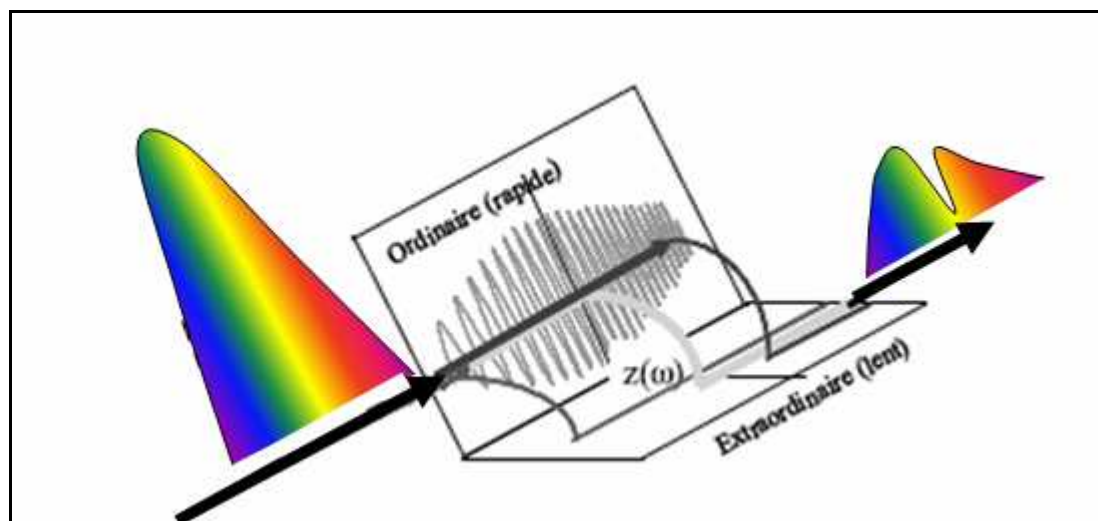


Figure 1.21 : Principe de fonctionnement du DAZZLER. L'impulsion infrarouge est diffractée par une onde acoustique modulée en fréquence et en amplitude. La vitesse de propagation d'une onde acoustique étant très inférieure à la vitesse de la lumière, il est possible en modulant cette onde de choisir la cote z de l'accord de phase entre l'onde acoustique et l'onde lumineuse et d'introduire ainsi un retard optique entre les différentes composantes du spectre infrarouge. La modulation en amplitude de l'onde acoustique permet de changer l'efficacité de diffraction.

Cet outil permet également de pré compenser le déphasage spectral apportée par la chaîne et d'améliorer ainsi la compression en jouant finement sur les ordres peu élevés.

- Contraste temporel incohérent

Lors de l'amplification d'une impulsion laser dans une succession d'étages amplificateurs, chacun des cristaux émet un rayonnement de fluorescence suivant l'axe de propagation du laser. Cette fluorescence, qui est amplifiée de la même façon que l'impulsion laser, produit un piédestal d'énergie autour de l'impulsion. Ce piédestal est, pour plusieurs raisons, généré essentiellement lors de la préamplification : le gain y est plus important, le recouvrement entre les faisceaux de pompe et l'impulsion à amplifier est assez mauvais du fait de la faible section des faisceaux mis en jeu, mais aussi à cause de la présence de miroirs sphériques qui accroissent le nombre de photons de fluorescence collectés et superposés au faisceau laser (sous cavité de l'amplificateur régénératif, miroir sphérique pour certains amplificateur multi-passages ...).

Ce piédestal en énergie (figure 1.22), qui peut durer plusieurs nanosecondes suivant la durée des impulsions de pompe utilisées, présente un profil temporel qui dépend de nombreux paramètres dont il est difficile de faire la synthèse.

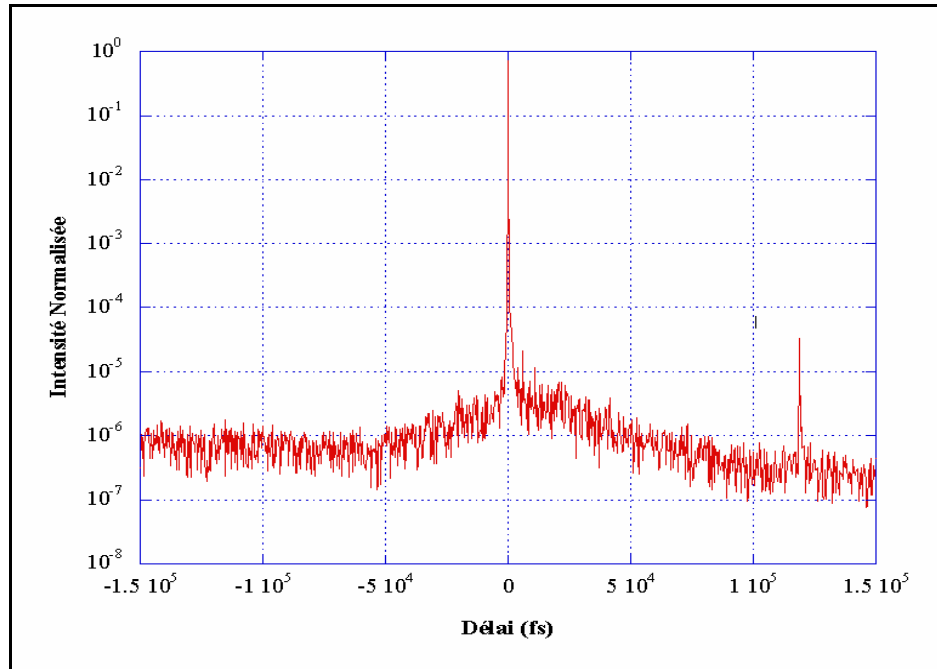


Figure 1.22 : Contraste mesuré en sortie de la préamplification de la chaîne laser pilote de la station LASERIX. On remarque la présence d'un post pulse situé à environ 120 ps de l'impulsion principale.

Nous présenterons une étude succincte de l'influence de la durée des impulsions de pompe sur le contraste nanoseconde au chapitre 4.

Ce problème est critique pour la création de certains processus physiques d'interaction du rayonnement laser avec la matière en régime femtoseconde, ce piédestal présentant parfois une intensité suffisante pour ioniser la matière avant l'impulsion principale, ce qui perturbe le processus d'interaction. C'est en particulier le cas pour la génération de protons, pour laquelle il est nécessaire de travailler en interaction avec des cibles métalliques de quelques microns d'épaisseur et donc très sensibles à l'intensité lumineuse que représente ce piédestal.

De nombreuses techniques ont été développées pour améliorer le contraste des chaînes laser actuelles [19].

- Lasage transverse

Le lasage transverse est un phénomène parasite qui empêche l'amplification à forte énergie. Il est provoqué par une réinjection partielle des photons de fluorescence vers la zone à gain depuis les interfaces du cristal (figure 1.23) et se manifeste par le vidage brutal de l'énergie stockée dans le matériau laser par des émissions stimulées transverses non contrôlées.

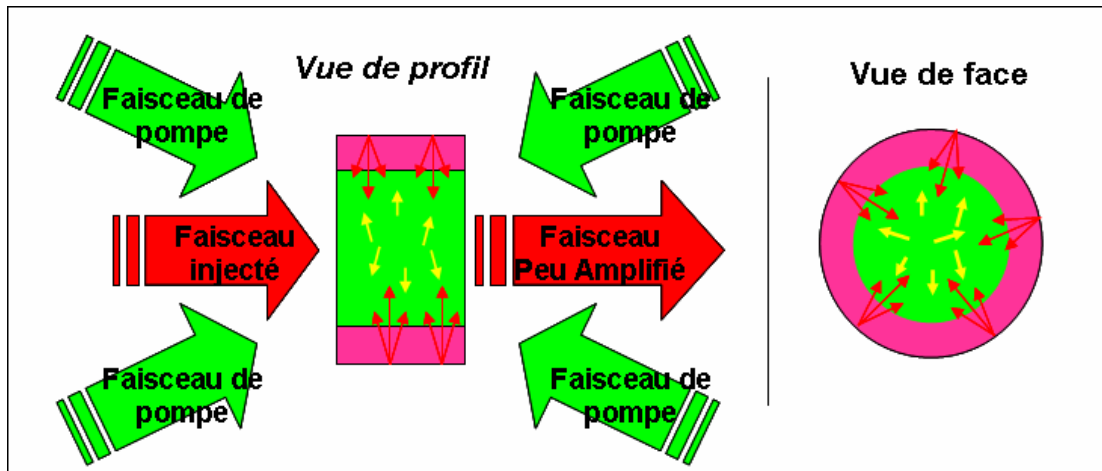


Figure 1.23 : Illustration du lasage transverse dans un cristal Ti:Sa cylindrique. Les faisceaux de pompe (flèches vertes) se superposent au centre du cristal où l'énergie est absorbée. Les photons sont émis (flèches jaunes) à partir de la zone pompée (en vert) vers la périphérie, puis réfléchis et/ou rediffusés (flèches rouges) aux interfaces vers la zone amplificatrice, puis amplifiés dans la zone pompée, etc. pouvant provoquer le vidage très rapide de l'énergie stockée dans le cristal.

Ce phénomène parasite est néfaste pour l'utilisation de milieux amplificateurs solides à fort gain et de grande dimension. Il a été mis en évidence dans le milieu des années 1960 sur les premiers lasers à rubis et observé dans de nombreuses chaînes laser Ti:Sa. Ce sujet, qui représente une grande partie du travail théorique et expérimental effectué pendant cette thèse, sera plus amplement détaillé dans le chapitre 2, où nous aborderons également les solutions que nous avons apportées pour résoudre ce problème.

3.3.5. Bilan des pertes dans les amplificateurs multi-passages

Les pertes dans un amplificateur multi-passages haute puissance sont nombreuses et souvent sous-estimées lors du dimensionnement d'une chaîne laser. De manière générale, le rendement d'extraction défini comme le rapport entre l'énergie de pompe et l'énergie cédée au faisceau infrarouge se situe plus souvent autour de 30 % à 40 % que des 50 % présentés au paragraphe 1.2.3.

En plus des pertes induites par transitions non-radiatives et présentées en début de ce chapitre, ce rendement est limité par les différents paramètres que sont l'énergie du faisceau incident, le nombre de passages au travers du cristal, le recouvrement spatial et temporel du faisceau injecté avec la zone excitée par les lasers le pompe, la qualité et les traitements des optiques ainsi que l'absorption résiduelle à la longueur d'onde du faisceau injecté.

-Nous avons vu au paragraphe 1.2.3 qu'à température ambiante (293 K), environ 47.5 % de l'énergie de pompe est perdue, transformée en chaleur par les transitions non radiatives. Les pertes induites par ces phénomènes sont données par le terme $(1 - \mu_c \eta_q) \approx 52.5\%$ où μ_c est le rendement de couplage et η_q le défaut quantique.

-La deuxième source de pertes est due au mauvais recouvrement spatial entre les faisceaux de pompe, qui définissent la zone excitée au sein du cristal et le faisceau infrarouge. En supposant par exemple un faisceau infrarouge "flat-top" de section D_i inférieur à la section D_p des faisceaux de pompe, également "flat-top", les pertes par recouvrement sont de l'ordre

$$\text{de} \left(1 - \frac{D_i^2}{D_p^2} \right).$$

Pour une différence de 10 % sur les diamètres des faisceaux de pompe et du faisceau injecté ces pertes s'élèvent à un peu moins de 17 %. Il est donc important d'optimiser au maximum ce recouvrement, en travaillant par exemple avec des faisceaux de pompe de diamètre inférieur à celui du faisceau injecté. On peut donc poser un terme de rendement géométrique, μ_g , égal

$$\text{à} \frac{D_i^2}{D_p^2}.$$

- Pour des impulsions de pompe de durée t , les pertes par fluorescence, en supposant une absence d'amplification transverse, sont de l'ordre de $\left(\frac{\tau_r}{t}\right)^{-1}$, ou τ_r est le temps de vie du niveau excité. Le rendement μ_f donnant les pertes par fluorescence se situe, dans le cas d'une impulsion de pompe d'une durée de 60 ns et à température ambiante, autour de 98 %.

- Pour un cristal présentant une absorption longitudinale de 95 % (A_p) à la longueur d'onde de pompe et d'environ 2 % (A_i) à 800 nm (valeurs moyennes obtenues sur les cristaux que nous avons utilisés pour l'amplification), en supposant que la réflectivité des traitements anti-reflets déposés sur le cristal est de 0.5 % (R_{AR}) aux deux longueurs d'onde et de 99.5 % pour les miroirs de l'amplificateur multi-passages (R_M sur la bande spectrale de l'impulsion amplifiée), l'énergie totale perdue est, pour un amplificateur de puissance, de l'ordre de :

$$\left(1 - [A_p(1 - A_i)R_M(1 - R_{AR})]\right) \approx 8 \%$$

Les pertes sur le faisceau infrarouge ne sont prises en compte que pour le dernier passage, pour lequel l'amplification est totalement saturée et l'énergie de l'impulsion infrarouge à son maximum. On peut définir, à partir de cette relation, un rendement optique maximum, μ_o , égal à $[A_p(1 - A_i)R_M(1 - R_{AR})]$.

Ainsi, pour un amplificateur multi-passages fonctionnant en régime saturé, le rendement d'extraction total, μ_t , est donné par :

$$\mu_t = \mu_c \eta_q \mu_g \mu_f \mu_o$$

Ce rendement, à température ambiante et pour une différence de 10 % sur le diamètre des faisceaux de pompe et du faisceau infrarouge, en ignorant l'énergie encore stockée dans le cristal à cause des effets de saturation, est de l'ordre de 42 %. Ce rendement peut être augmenté en adaptant les diamètres des faisceaux de pompe au faisceau infrarouge. Dans le cas où cette adaptation est parfaite, le rendement maximum est de 47 %.

4. Présentation du laser pilote LASERIX

Le projet LASERIX, à l'origine de ce travail, consiste en la réalisation d'une plateforme de travail comprenant diverses lignes de lumière X et XUV pour le développement des lasers dans le domaine des courtes longueurs d'onde [7-40 nm] et de leurs utilisations pour des applications nécessitant de très hautes intensités. Le cœur de cette plateforme est une chaîne laser de forte intensité, capable de produire les milieux émetteurs et amplificateurs de rayonnements X et X-UV. La technologie "saphir dopé titane" a été choisie pour le pilote de LASERIX car elle offre, outre une cadence de tir très supérieure à ce qui aurait été obtenu avec la technique plus classique du Nd:Verre, la possibilité d'utiliser, simultanément avec le laser XUV, diverses lignes de lumières infrarouge et XUV synchronisées, car toutes les sources sont produites à partir d'un seul et même oscillateur avec des gammes de durées fs à sub-ns.

Le pilote LASERIX doit produire des impulsions de 40 joules avant compression à la cadence de 0.1 Hz. Il est composé d'une partie "basse énergie" basée sur la technique CPA et sur l'utilisation de cristaux amplificateurs de Ti:Sa. Cette partie délivre à la cadence de 10 Hz des impulsions étirées temporellement à 500 picosecondes et d'énergies proches de 2 joules. La partie "haute énergie", qui compose la plus grande partie du travail effectué pendant cette thèse, consiste en un amplificateur de puissance de type multi-passages permettant d'amplifier les impulsions issues de la partie basse jusqu'à des énergies proches de 40 joules à la cadence de 1 tir toutes les 10 secondes.

4.1. Schéma du laser

4.1.1. Préamplification

La première partie de la chaîne est un système commercial développé par *Thalès Laser*. Il comprend toute la partie pré-amplification jusqu'à un niveau d'énergie d'environ 25 mJ à la cadence de 10 Hz (figure 1.24).

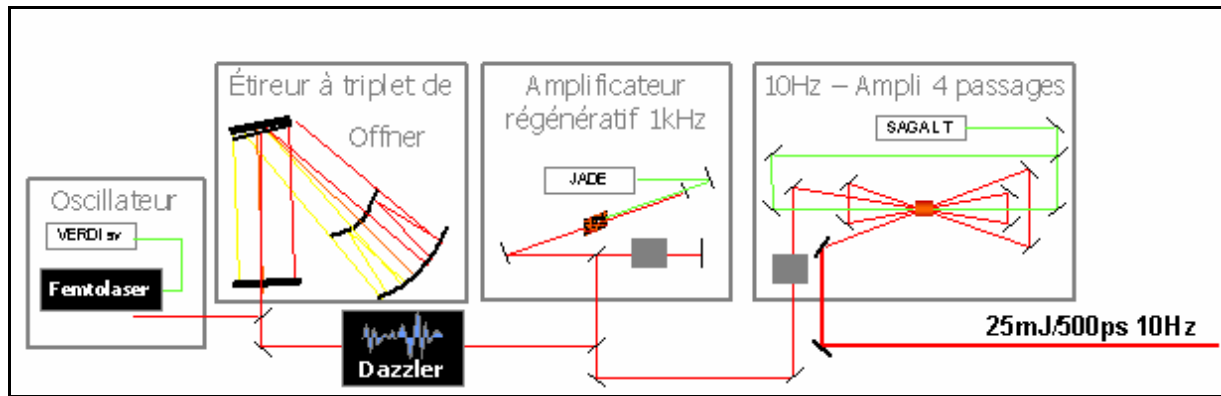


Figure 1.24 : Schéma de la partie "pré-amplification" de la chaîne laser pilote LASERIX. Cette partie délivre des impulsions d'environ 25 mJ à la cadence de 10 Hz pour une durée de 500 ps et un spectre de 35 nm de largeur à mi-hauteur.

Cette partie repose sur un oscillateur Ti:Sa (FS20-Femtolasers), un étireur à triplet de Öffner, un amplificateur régénératif fonctionnant à 1 kHz et un amplificateur multi-passages à 10Hz. Un filtre acousto-optique programmable (Dazzler, Fastlite) a été implanté sur cette partie de la chaîne de manière à pouvoir optimiser la compression de l'impulsion au plus court tout en maintenant une largeur spectrale optimale après amplification. Ce système, assez classique, présente une très bonne stabilité tant du point de vue de l'énergie que du mode spatial grâce à l'utilisation d'un amplificateur régénératif fonctionnant à très haute cadence.

4.1.2. Amplification de puissance

L'impulsion est ensuite injectée dans une succession de deux amplificateurs multi-passages cryogénés qui fonctionnent en régime saturé (Voir figure 1.25). Ce système commercial réalisé par *Amplitude Technologies* délivre, à la cadence de 10 Hz, des impulsions d'une énergie proche de 2 joules ayant une largeur spectrale supérieure à 35 nm à mi-hauteur. L'utilisation du refroidissement cryogénique présente un avantage majeur par rapport à l'utilisation d'un refroidissement à eau, cette technologie limite fortement les problèmes thermiques liés au pompage haute cadence tels la distorsion de phase et les effets de lentille thermique.

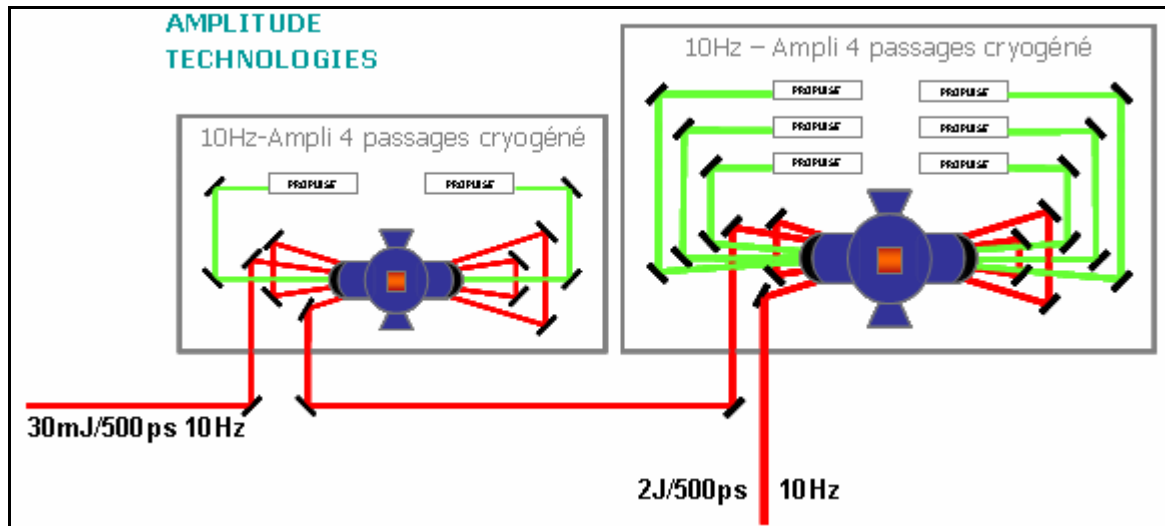


Figure 1.25 : Schéma de la partie "amplification de puissance" du laser pilote de la station LASERIX. Cette partie, composée de 2 amplificateurs multi-passages refroidis à température cryogénique, délivre des impulsions de 2 joules à 10 Hz avec un spectre de 35 nm à mi-hauteur.

4.1.3. Amplification "très haute énergie"

Les impulsions issues de la partie "amplification de puissance" sont injectées dans un amplificateur de forte énergie, conçu et réalisé par le LIXAM de manière à atteindre en sortie de chaîne une énergie de l'ordre de 40 joules. Pour arriver à un tel résultat, un cristal de Ti:Sa de 10cm de diamètre est pompé sur chaque face par 4 faisceaux lasers Nd:verre délivrant chacun, après doublage de fréquence, des impulsions de 12.5 joules et de 30 ns de durée à mi-hauteur à la cadence de 0.1 Hz.

La réalisation de ce dernier étage d'amplification a été confrontée à plusieurs défis technologiques qui ont constitué l'essentiel du travail théorique et expérimental de ma thèse. C'est en effet la première réalisation d'un amplificateur Ti:Sa délivrant une telle énergie à une cadence élevée.

La figure 1.26 donne le schéma d'implantation de l'amplificateur final de la chaîne laser.

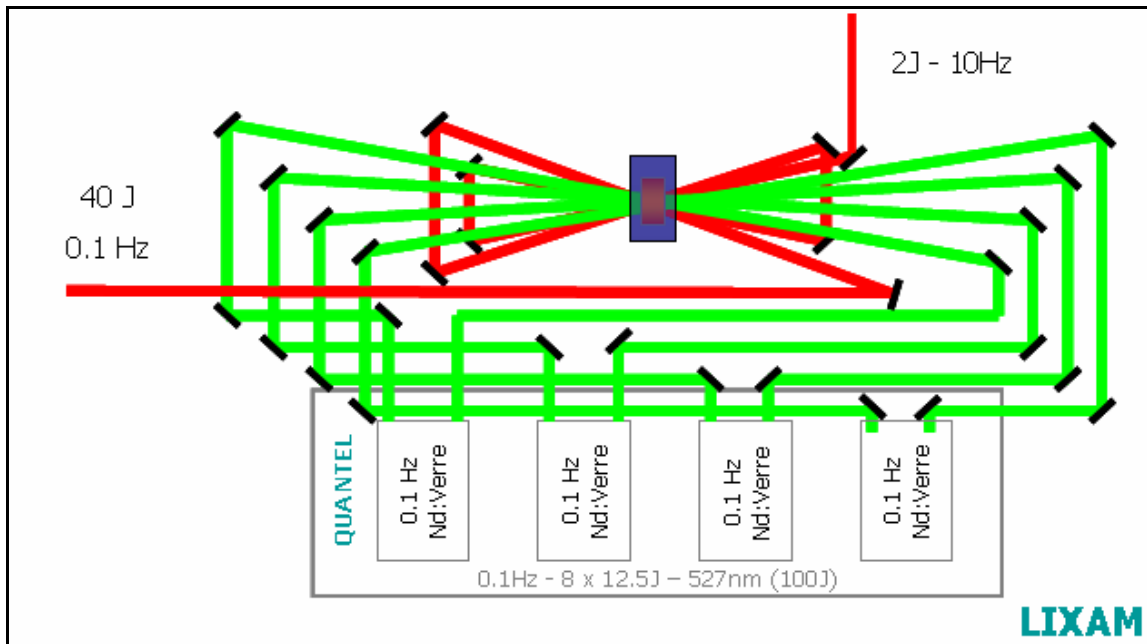


Figure 1.26 : Schéma de l'amplificateur final de la chaîne laser pilote de LASERIX. Le cristal, de 100 mm de diamètre, est pompé à 527 nm avec une énergie de 100 joules répartie sur 8 faisceaux à la cadence de 0.1 Hz. L'énergie en sortie de ce dernier étage d'amplification est d'environ 40 Joules.

4.2. Choix du système de pompage pour le dernier étage d'amplification

Pour obtenir 40 joules à 800 nm en sortie du dernier amplificateur de puissance, en supposant un rendement d'amplification dans le dernier cristal de l'ordre de 40%, il est nécessaire de pomper le dernier étage d'amplification avec une énergie minimum de 100 joules autour de 530 nm.

Pour réaliser le pompage du dernier étage amplificateur, nous nous sommes orientés vers des lasers de pompe basés sur la technologie Nd:verre. Comme nous l'avons précisé au paragraphe 2.2.1, ce matériau présente l'avantage de pouvoir être réalisé en grande dimension, ce qui permet d'avoir accès à des énergies élevées à chaque impulsion. L'inconvénient majeur de ce matériau amplificateur est sa très mauvaise conductivité thermique qui le rend impropre à un fonctionnement à haute cadence, l'accumulation de chaleur détériorant dramatiquement les qualités spatiales du faisceau laser.

L'amplificateur forte énergie est pompé par un système laser spécialement développé par *Quantel* (Les Ulis, France) pour cette application. Ce laser est l'une des clés de la réussite de ce projet, car bien que basé sur la technologie Nd:verre pour produire 100 joules d'énergie, il permet de travailler à la cadence de répétition élevée de 0.1Hz, 100 fois supérieure à la cadence typique de ce type de laser forte énergie, qu'il soit utilisé comme laser de pompe ou comme laser de puissance pour l'interaction sur cible solide.

La figure 1.27 montre l'implantation de ces lasers de pompe autour de l'amplificateur de puissance.



Figure 1.27 : Implantation des 4 tables laser QUANTEL et de la table optique du dernier amplificateur haute énergie.

Chaque chaîne laser est composée d'un oscillateur Nd:YLF fonctionnant à la cadence de 5 Hz, qui délivre des impulsions d'une durée à mi-hauteur de 30 ns. Ces impulsions sont successivement amplifiées à travers deux barreaux de Nd:Verre de 9 mm de diamètre puis à travers deux barreaux de Nd:Verre de 12 mm de diamètre. Le faisceau est ensuite séparé par une lame semi-réfléchissante. Les impulsions obtenues sur chaque voie sont ensuite amplifiées à travers un barreau de Nd:Verre de 16 mm de diamètre associé à un barreau de 25 mm de diamètre avant d'être doublées en fréquence par deux cristaux de KDP de 40 mm de diamètre (figure 1.28).

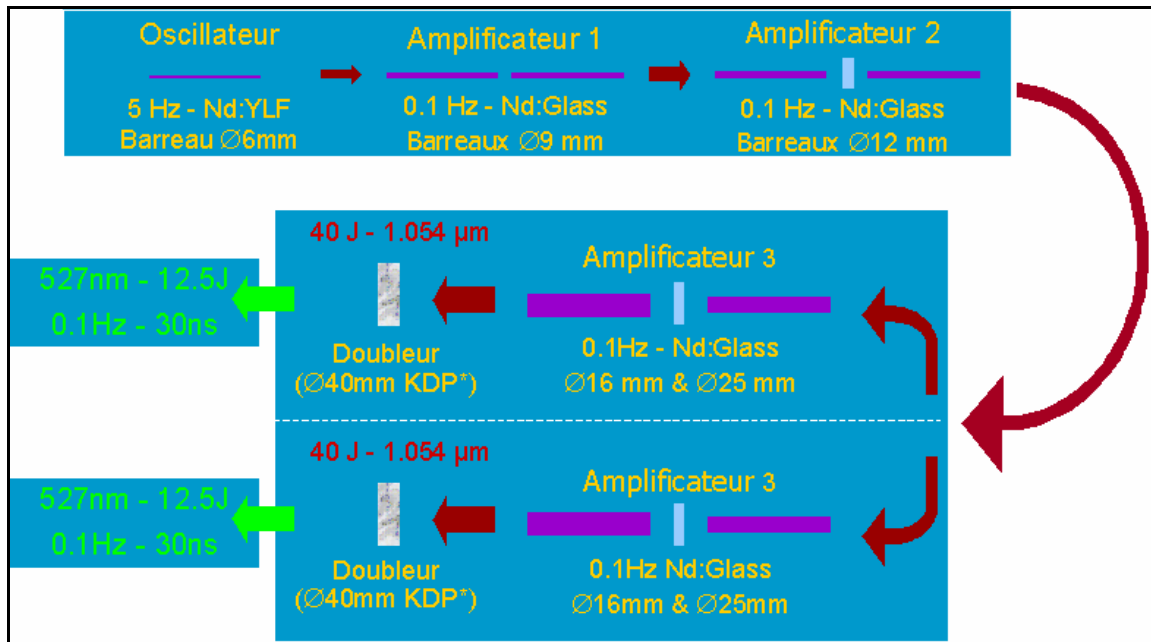


Figure 1.28 : Schéma de principe d'une table QUANTEL délivrant 2 faisceaux verts de 12.5 joules.

Chaque laser délivre finalement 2 impulsions doublées en fréquence à 527 nm ayant une énergie de 12.5 joules et une durée d'impulsion de 30 ns à mi-hauteur.

L'obtention d'une cadence de 0,1 Hz en sortie de chaîne a été rendue possible en adaptant le nombre d'amplificateurs en Nd:Verre pour limiter la charge thermique stockée par chaque barreau. A partir de l'amplification dans les barreaux de Nd:YAG de 12 mm de diamètre, la biréfringence induite thermiquement est compensée par une lame de quartz placée entre chaque couple de barreaux.

Cependant, et malgré la compensation de la biréfringence, les profils spatiaux en champ proche, après seulement quelques mètres de propagation en sortie des cristaux doubleurs, sont très inhomogènes, comme le montre la figure 1.29.

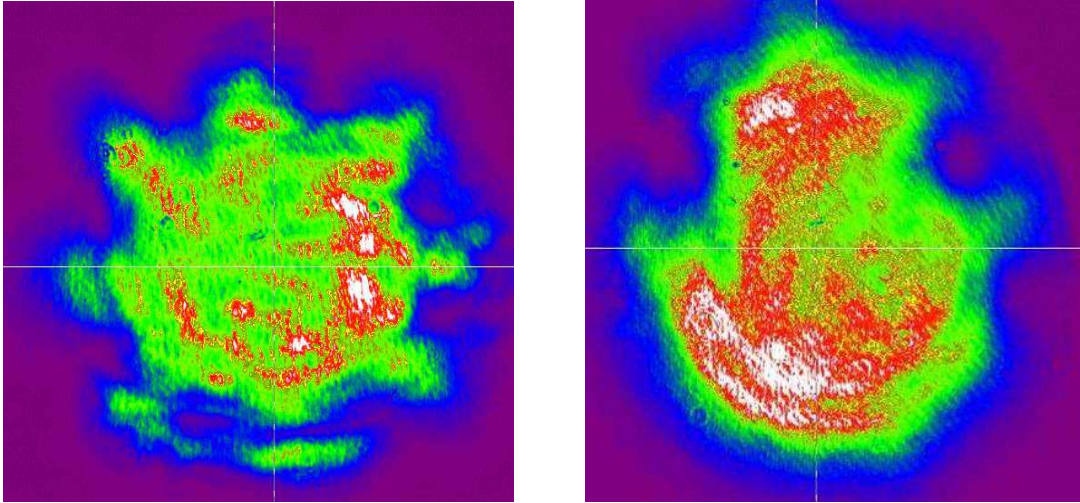


Figure 1.29 : Profils spatiaux en champ proche de deux faisceaux produits par les lasers "Quantel" décrits ci-dessus. Ces faisceaux ont une section d'environ 2 cm pour une énergie d'environ 12 joules. Les modulations d'intensité peuvent, suivant le régime thermique, atteindre des valeurs supérieures à 50% pic à pic.

Chapitre 2

**Réalisation de l'amplification haute énergie.
Homogénéisation des faisceaux de pompe et étude
du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa.**

Plan du chapitre :

1. Homogénéisation des faisceaux laser de pompe du dernier étage d'amplification	61
1.1. Introduction	61
1.2. Homogénéisation par des matrices de microlentilles.....	62
1.2.1. Principe.....	62
1.2.2. Problème de la cohérence spatiale.....	64
1.3. Mise en œuvre expérimentale du système.....	66
1.3.1. Choix des composants	66
1.3.2. Résultats expérimentaux sur les lasers de pompe du dernier étage	67
1.3.4. Conclusion.....	70
2. Lasage transverse dans les cristaux de grandes dimensions	72
2.1. Introduction	72
2.1.1. Description phénoménologique	72
2.1.2. Réflectivité interne aux interfaces du cristal.....	74
2.1.3. Evaluation des gains longitudinal et transverse dans le Ti:Sa	77
2.2. Mise en évidence expérimentale du lasage transverse	82
2.2.1. Mise en évidence des modes spatiaux de lasage transverse	84
2.2.2. Seuils d'apparition du phénomène de lasage transverse dans les cristaux C1 et C2	86
2.3. Suppression du lasage transverse : l'adaptation d'indice par un fluide de haut indice de réfraction.....	88
2.3.1. Principe.....	89
2.3.2. Limitations.....	90
2.3.3. Fluorescence amplifiée (ASE transverse).....	93
2.3.4. Résultats expérimentaux.....	94
2.4. Augmentation du seuil d'apparition du lasage transverse par injection du faisceau infrarouge en cours de pompage	103

3. Amplification à forte énergie	105
1.1. Amplification dans le cristal C1.....	105
1.2. Amplification dans le cristal C2.....	107
1.3. Discussion sur les résultats expérimentaux.....	109
4. Conclusion.....	111

La qualité spatiale à haute énergie des faisceaux de pompe du dernier étage d'amplification et le phénomène de lasage transverse sont les deux des principaux verrous technologiques de l'amplification haute énergie.

La qualité spatiale des faisceaux de pompe est une problématique inhérente à l'amplification laser. L'utilisation d'impulsions laser de pompe dont le profil spatial n'est pas homogène induit des risques d'endommagement importants sur le cristal du dernier étage d'amplification, ainsi que des modulations dans le profil du faisceau amplifié qui peuvent endommager les optiques du compresseur. Dans le cas particulier des lasers de pompe Nd:Verre que nous avons utilisés pour pomper le dernier étage d'amplification, les performances exigées, à la fois en énergie et en cadence, font qu'il est impossible d'obtenir un profil spatial d'impulsion homogène sans développer de solution particulière. L'altération du profil spatial des faisceaux de pompe provient des problèmes thermiques induits dans les barreaux amplificateurs.

Le lasage transverse est un phénomène parasite qui limite l'amplification laser à forte énergie [20, 21]. Observé depuis une dizaine d'années dans les cristaux de Ti:Sa, ce phénomène parasite, qui vide la zone de gain par l'émission de fluorescence amplifiée, diminue très fortement le rendement des amplificateurs haute énergie. Dans le cas particulier du projet LASERIX, avant les développements réalisés pendant cette thèse, le lasage transverse survenait pour une énergie de pompe du cristal inférieure à 10% de l'énergie de requise pour le projet.

Dans ce chapitre, nous présenterons une analyse théorique du phénomène de lasage transverse ainsi que les solutions expérimentales mises en œuvre sur le laser pilote de la station LASERIX, pour la suppression du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions et l'homogénéisation des faisceaux de pompe du dernier étage. Ce travail expérimental a permis d'obtenir pour la première fois une énergie proche de 40 joules en sortie d'un amplificateur Ti:Sa à haute cadence (0.1 Hz).

1. Homogénéisation des faisceaux laser de pompe du dernier étage d'amplification

Le risque principal lié à l'utilisation de faisceaux de pompes de très haute énergie est l'endommagement du cristal de Ti:Sa. Pour assurer la sécurité des cristaux de Ti:Sa, on limite usuellement la fluence de pompe moyenne à 2 J/cm^2 sur toute la pupille du faisceau. Cependant, si le faisceau présente de trop fortes modulations sur son profil spatial, l'intensité à la surface du cristal peut devenir suffisamment élevée pour provoquer des dommages irréversibles dans le volume du cristal.

Pour limiter ces risques d'endommagement, nous avons fait le choix d'homogénéiser chacun des faisceaux de pompe de façon à obtenir un profil spatial uniforme au niveau du cristal de Ti:Sa. La technique utilisée, que nous allons présenter dans cette partie, est basée sur l'association d'une matrice de microlentilles et d'une lentille de champ.

1.1. Introduction

Jusqu'à maintenant, la méthode usuelle utilisée pour assurer une bonne qualité spatiale du faisceau de pompe sur le cristal Ti:Sa consistait à imager sur le cristal un plan de propagation homogène, généralement situé au niveau de sortie des barreaux amplificateurs du laser de pompe. Ces systèmes d'imagerie relais sont encombrants et difficile à aligner en raison de la nécessité d'utiliser un tube à vide dans la zone de focalisation du couple de lentilles convergentes qui permet à la fois le filtrage spatial de l'impulsion et l'adaptation du diamètre du faisceau pour le pompage du cristal. Le vide est effectué pour prévenir le claquage dans l'air dû à la concentration de l'énergie des faisceaux de pompe au foyer de la première lentille.

Une méthode alternative, plus simple d'utilisation et peu encombrante, est d'utiliser une matrice de microlentilles associée à un système à "relais d'image" [22]. Dans ce cas, une matrice de microlentilles aléatoires, associée à une lentille de champ de courte focale permet d'homogénéiser le profil du faisceau dans un plan intermédiaire, plan ré-imagé au niveau du cristal avec le grandissement voulu avec une seconde lentille. L'intensité au foyer de la première lentille étant trop faible pour provoquer un claquage dans l'air, ce système permet de travailler sans tube sous vide ce qui limite l'encombrement et les contraintes d'alignement

liées à l'usage d'un trou de filtrage sous vide. Le profil d'éclairement obtenu au niveau du cristal est gaussien, homogène et de petite dimension, de quelques millimètres.

1.2. Homogénéisation par des matrices de microlentilles

Les méthodes évoquées en introduction présentent des limites pour l'amplification à très forte énergie.

Tout d'abord, le système à relais d'image "classique", en plus d'être encombrant (distance typique entre les lentilles : 1 à 2 m), nécessite un système de pompage pour le vide, source de nuisances sonores et vibratoires. Par ailleurs, en cas de dégradation du faisceau au niveau du plan de référence, l'imagerie reporte le défaut sur le cristal ce qui risque de l'endommager. Pour pallier cet effet, une méthode couramment mise en oeuvre consiste à effectuer un filtrage spatial du faisceau dans le tube sous vide. Ce système est limité aux faibles énergies de pompe du fait de la résistance limitée des trous de filtrage aux fortes intensités. Il présente également une efficacité limitée en termes de transmission de l'énergie (généralement 10 à 20 % de l'énergie est bloquée) et impose au faisceau filtré une distribution spatiale gaussienne de l'énergie.

La méthode utilisant une matrice de microlentilles couplée au relais d'image permet d'éliminer le risque lié à une dégradation du faisceau dans la zone de référence, mais ne permet en revanche pas de s'affranchir de tubes "sous vide" dans le cas de l'utilisation de lasers de pompe de très forte énergie (plusieurs joules à plusieurs dizaines de joules). D'autre part, la répartition selon un profil "en cloche" de l'énergie sur le cristal, obtenu dans ce cas comme avec un système afocal avec filtrage spatial, est un facteur limitant une bonne extraction de l'énergie pour des amplificateurs de forte énergie. L'idéal étant de déposer l'énergie de façon uniforme sur toute la surface éclairée par les lasers de pompe.

1.2.1. Principe

Le système d'homogénéisation que nous avons adopté est basé sur l'association d'une matrice de microlentilles et d'une lentille de champ de longue focale. Le principe général de fonctionnement d'un tel système est déjà connu et utilisé notamment dans le domaine de l'holographie UV et du recuit de silicium par laser à excimère. La matrice de microlentilles,

placée dans le champ proche du faisceau, échantillonne celui-ci avec un pas égal à la surface de chaque microlentille, formant ainsi un nombre de faisceaux élémentaires égal au nombre de microlentilles éclairées par le faisceau initial. La lentille de champ a pour rôle de collecter les faisceaux élémentaires. Tous ces faisceaux se superposent alors dans le plan focal de la lentille de champ où on obtient théoriquement une répartition homogène de l'énergie, comme le montre la figure 2.1.

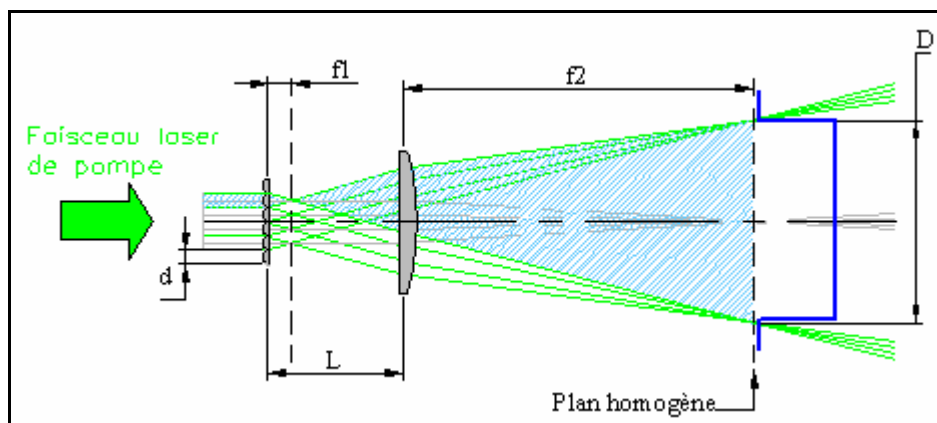


Figure 2.1 : Schéma de principe d'un dispositif d'homogénéisation de faisceau basé sur l'association d'une matrice de microlentilles avec une lentille de champ. La coupe du profil d'intensité "idéal" dans le plan homogène est représentée en bleu.

Le profil spatial de cette zone homogène est celui d'une microlentille dont la dimension est donnée par la relation suivante (formule de grossissement d'un instrument optique) :

$$D = \frac{f_2}{f_1} d \quad (2.1)$$

dans laquelle D et d sont respectivement les dimensions caractéristiques de la tache éclairée et d'une microlentille et f_1 et f_2 sont les distances focales respectives des microlentilles et de la lentille de champ.

D'autre part, puisque l'échantillonnage dépend du nombre de microlentilles utilisées, la qualité d'homogénéisation sera d'autant meilleure que le nombre de microlentilles éclairées est important.

1.2.2. Problème de la cohérence spatiale

Si ce type de dispositif est extrêmement efficace pour l'homogénéisation de faisceaux laser à excimères, il fonctionne mal avec les lasers usuellement utilisés pour le pompage optique des lasers Ti:Sa. Ceci s'explique par le fait que les lasers excimères sont spatialement et temporellement peu cohérents (l'émission excimère est de type fluorescence amplifiée), ce qui limite les phénomènes d'interférences entre les différents faisceaux élémentaires. Une autre raison est que la longueur d'onde d'émission des lasers excimères se situe dans l'ultraviolet, domaine dans lequel les phénomènes de diffraction aux interfaces de contact des microlentilles sont faibles.

- Effet Talbot

Dans le cadre de l'utilisation de lasers cohérents émettant dans le domaine visible, les phénomènes d'interférences dans la zone de recombinaison des faisceaux élémentaires donne lieu à des structures d'intensité très contrastées et très fines, semblables à des figures de speckle et qui peuvent endommager la surface d'un cristal. D'autre part, à cause de la périodicité structurelle de la matrice de microlentilles, la cohérence du laser donne lieu à l'apparition périodique, le long de la propagation du faisceau, de structures d'intensité liées à la géométrie de la matrice ; c'est un effet d'auto imagerie appelé effet Talbot [23,24].

La période de répétition des structures le long de la propagation du faisceau (distance de Talbot, Z_T) est donnée en fonction de la longueur d'onde λ du laser et de la taille d des microlentilles par :

$$Z_T = 2 \frac{d^2}{\lambda} \quad (2.2)$$

on peut noter que cette distance s'allonge quand les longueurs d'onde se déplacent vers l'ultraviolet.

En réalité, le phénomène se répète avec le même contraste d'intensité toutes les demi-périodes, mais avec une inversion de structure. Pour les applications d'homogénéisation de faisceau, il importe donc de se situer exactement entre 2 zones contrastées, région dans laquelle ces modulations sont brouillées.

Par voie de conséquence, la structure de la matrice de microlentilles et la longueur d'onde doivent permettre de maximiser la distance $Z_T/4$ qui correspond à la profondeur de champ "maximale" de zone homogène. La taille de chaque microlentille doit donc être suffisamment petite pour qu'un grand nombre d'éléments participe, mais suffisamment grande pour que la profondeur de champ soit en adéquation avec l'application visée. On peut contourner ce problème simplement en décalant le cristal par rapport au plan focal de la lentille de champ (figure 2.2). Ceci a pour conséquence de rajouter des ailes, correspondant aux zones dans lesquelles les faisceaux élémentaires ne se recouvrent pas totalement, sur les bords du profil d'énergie du faisceau homogène.

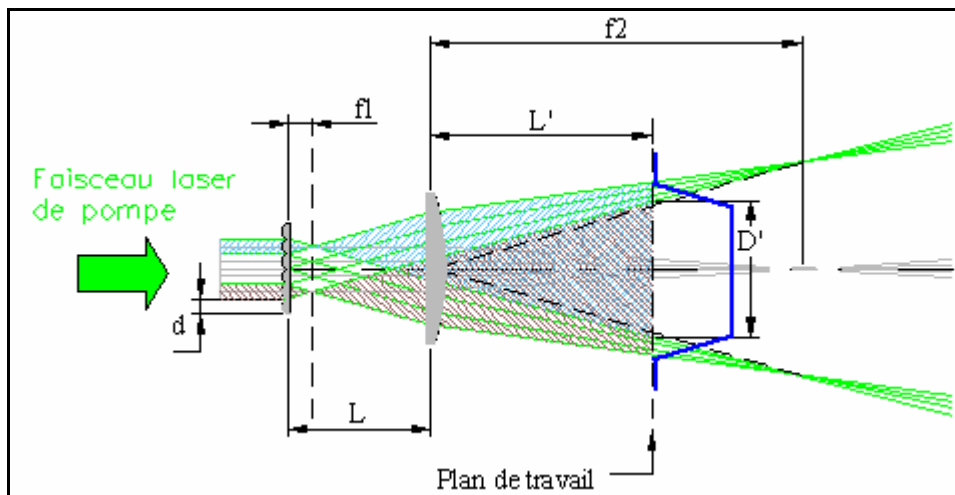


Figure 2.2 : Reprise du schéma de principe de la figure 2.1. Pour s'affranchir des fortes modulations de cohérence présentes dans le plan focal de la lentille de champ, le plan de travail est décalé à la distance L' de la lentille. La zone homogène est délimitée par la superposition des deux zones extrêmes hachurées. En dehors de cette zone, l'intensité lumineuse décroît, ce qui se traduit par des "ailes" visibles sur la coupe du profil d'intensité "idéal" dans ce plan (représentée en bleu).

Dans ce cas, la dimension transverse du faisceau homogène devient approximativement :

$$D' \approx \frac{L'}{f_1} d \quad (2.3)$$

L' étant la nouvelle distance qui sépare le plan de travail de la lentille de champ. Dans la réalité, la distance L' est ajustée empiriquement pour obtenir la meilleure qualité d'homogénéisation, fixant par là la taille du faisceau sur le cristal.

1.3. Mise en œuvre expérimentale du système

Le système d'homogénéisation que nous avons conçu a été dimensionné pour travailler avec les faisceaux délivrés par les lasers de pompe Nd:Verre haute énergie et haute cadence et présentant un faible niveau de cohérence spatiale et temporelle. L'homogénéisation étant effectuée au niveau de chaque faisceau, 8 systèmes d'homogénéisation ont été réalisés. Le diamètre des faisceaux de pompe au niveau du cristal, pour optimiser les conditions d'amplification, a été choisi entre 5 et 6 cm.

Etant donné la nature unique des lasers de pompe utilisés, ainsi que le manque de bibliographie sur l'influence de la cohérence spatiale et temporelle sur l'homogénéisation des faisceaux, l'essentiel du travail effectué a été expérimental. C'est pourquoi nous ne présentons pas de travail théorique préalable mais juste une étude succincte des phénomènes mis en jeu.

1.3.1. Choix des composants

Chaque système d'homogénéisation est constitué d'une matrice de microlentilles en silice fabriquée par la société allemande "Advanced Microoptic Systems GmbH" et d'une lentille de champ. Les matrices ont une surface de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, chaque microlentille a une forme hexagonale de $480 \mu\text{m}$ (d) et une distance focale de 10 mm (f_1). La zone de la matrice éclairée par le faisceau de pompe a un diamètre d'environ 25 mm . La lentille a une ouverture de 50 mm et une distance focale de 3500 mm (f_2). Les distances de travail sont respectivement de 20 cm entre la matrice et la lentille de champ (L) et de 1.2 m entre la lentille de champ et le cristal (L') ; la distance L' est ajustée expérimentalement de façon à optimiser la qualité spatiale du faisceau dans le plan du cristal, visualisé par une caméra CCD 12 bits. Dans ces conditions expérimentales, la distance $\left(\frac{Z_T}{4}\right)$ entre deux plan d'auto imagerie est de 22 cm et la taille de tache théorique dans la zone de travail est de 5.7 cm (D').

1.3.2. Résultats expérimentaux sur les lasers de pompe du dernier étage

La figure 2.3 présente le profil spatial type des faisceaux de pompe dans le plan de travail, après propagation à travers le système d'homogénéisation. Le faisceau a une section hexagonale, avec une répartition d'intensité régulière et des modulations peu contrastées. La profondeur de champ homogène obtenue expérimentalement et jugée exploitable pour la sécurité des cristaux est de l'ordre de 10 cm ce qui est très suffisant pour pomper l'un des deux cristaux utilisés pour l'amplification, dont les épaisseurs ne dépassent pas 3.5 cm. Les modulations rapides enregistrées directement sur une matrice CCD placée en champ proche ont une périodicité moyenne de l'ordre de 100 μm et un contraste moyen, dans la zone centrale, inférieur à 10% (RMS). Les deux optiques étant traitées antireflet à la longueur d'onde de pompe, la transmission globale de ce système est supérieure à 95%.

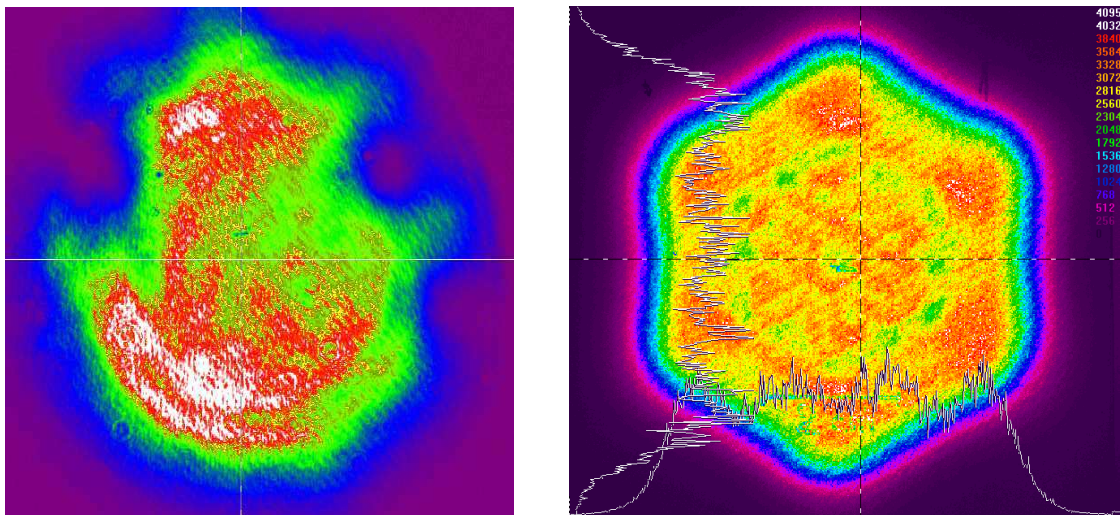


Figure 2.3 : Distribution d'énergie dans l'un des faisceaux de pompe avant (gauche) et après propagation (droite) au travers du système d'homogénéisation.

Les performances globales de ce systèmes sont dans notre cas encore améliorées par le fait que nous multiplexons 4 faisceaux de pompe sur chacune des faces du cristal Ti:Sa. De plus, en orientant angulairement les matrices de microlentilles autour de l'axe de propagation de chaque faisceau de pompe, il est possible de faire tourner l'empreinte d'éclairage de chaque faisceau sur le cristal de façon a obtenir un profil global circulaire, qui s'adapte ainsi à la forme du faisceau à amplifier dans le cristal (Voir figure 2.4). Dans ce cas, sur une seule face du cristal, les modulations de basse fréquence sont totalement masquées et les modulations de

hautes fréquences, qui ont un pas moyen de l'ordre de 100 μm , ont un contraste fortement atténué.

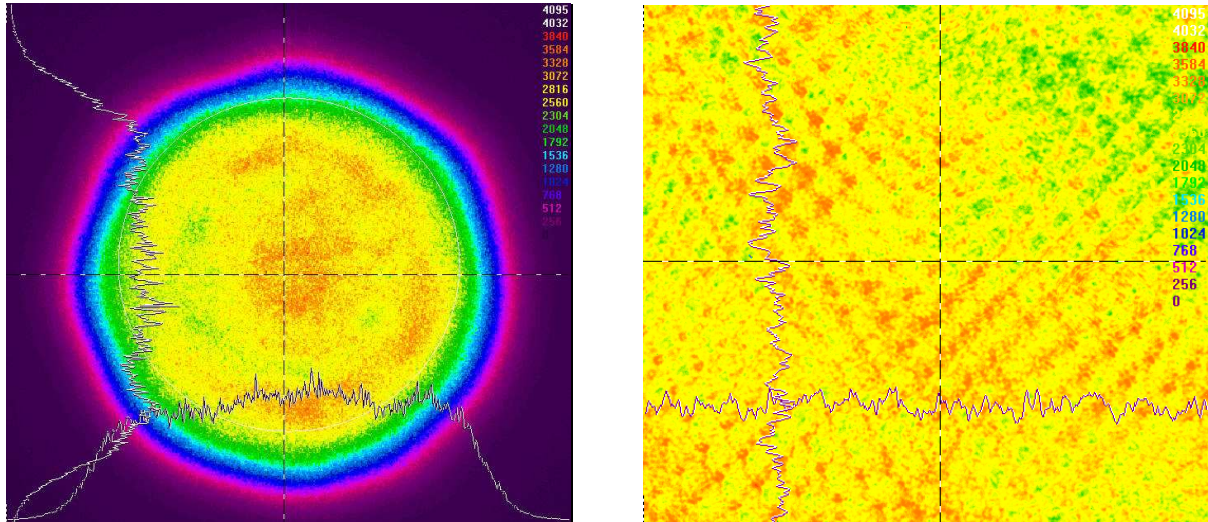


Figure 2.4 : A gauche, profil laser de pompe effectif obtenu sur une face du cristal en multiplexant 4 faisceaux lasers de pompe. Les matrices de microlentilles sont orientées les une par rapport aux autres de façon à ce que la forme du profil total soit circulaire. A droite, imagerie en champ proche sur le senseur de la caméra CCD.

L'objectif est d'obtenir en sortie du dernier amplificateur de puissance une énergie d'environ 40 joules avec 100 joules d'énergie de pompe et une énergie injectée de 2 joules. Sachant que la fluence de pompe est limitée à $2\text{J}/\text{cm}^2$ sur chaque face du cristal, le diamètre des faisceaux de pompe doit être supérieur à 6 cm sur un profil "top-hat". Comme nous pouvons l'observer sur la figure 2.4, le profil spatial de pompe obtenu avec ce système d'homogénéisation s'apparente à une super-gaussienne dont l'ordre dépend de la qualité d'homogénéisation souhaitée. Il est en effet possible d'augmenter l'ordre de cette supergaussienne en se rapprochant du foyer de la lentille de champ, à condition d'accepter l'augmentation des modulations hautes fréquences que cela implique.

Les différentes distances entre les optiques de ce système d'homogénéisation ont été adaptées expérimentalement pour obtenir un bon compromis entre la taille des faisceaux sur le cristal et la qualité d'homogénéisation. Dans la configuration que nous avons choisie (figure 2.5), l'énergie de pompe est déposée sur un diamètre de 7 cm à $1/e^2$, le profil étant assimilable à une supergaussienne d'ordre 5, assez éloigné d'un profil "top-hat" idéal. Pour une énergie de

pompe de 50 joules par face, la fluence de pompe maximale (au centre) associée à ces profils est d'environ $1.8\text{J}/\text{cm}^2$.

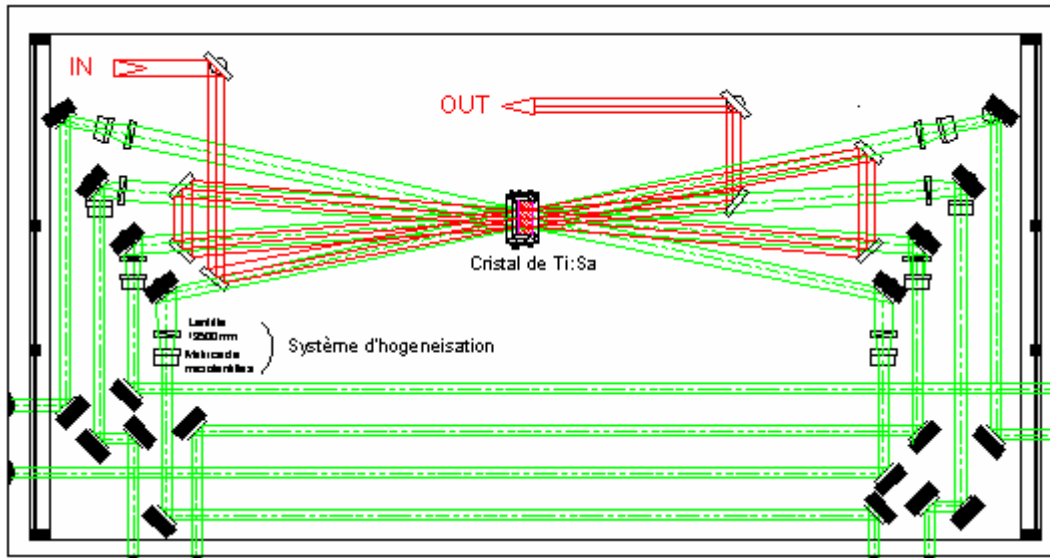


Figure 2.5 : Implantation du système d'homogénéisation dans l'amplificateur de puissance. Le faisceau injecté dans l'amplificateur est représenté en rouge. Les 8 faisceaux de pompe sont représentés en vert. Chaque faisceau de pompe traverse un dispositif d'homogénéisation.

Cette méthode d'homogénéisation par échantillonnage et recombinaison présente un autre avantage : le profil de pompe à la surface du cristal est totalement indépendant du profil à l'entrée du système optique d'homogénéisation. Ainsi, l'introduction d'un point chaud ou de toute forme de défaut sur le trajet du faisceau avant homogénéisation n'a aucune influence sur le profil spatial du faisceau de pompe résultant. Les risques d'endommagement du cristal sont ainsi fortement limités, quelle que soit la qualité du profil spatial initial des faisceaux laser de pompe.

1.3.3. Résultats expérimentaux en faisceaux très cohérents

Nous avons essayé d'appliquer cette technique d'homogénéisation aux lasers de pompe du dernier étage d'amplification du laser 100 TW du laboratoire d'optique appliquée. Ces lasers sont des lasers pulsés Nd:YAG commerciaux dont les impulsions ont une durée approximative de 10ns à mi-hauteur.

La figure 2.6 illustre les résultats d'homogénéisation en champs proche que nous avons obtenus en adoptant les mêmes matrices de microlentilles que celles utilisées pour homogénéiser les lasers de pompe du dernier étage d'amplification du laser pilote LASERIX.

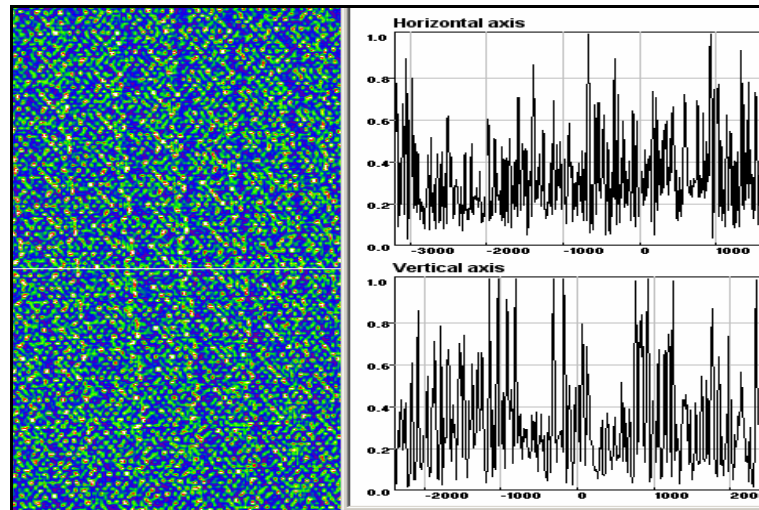


Figure 2.6 : profil en champ proche, obtenu par imagerie sur le senseur d'une caméra CCD 12bit, d'un faisceau laser Nd:YAG homogénéisé à l'aide d'une matrice de microlentilles et d'une lentille de champ. On observe des modulations haute fréquence, très contrastées, de speckle.

La figure 2.6 est à comparer avec la figure 2.5 montrant les profils homogènes obtenus avec le laser Nd:Verre.

La très forte cohérence spatiale des lasers commerciaux Nd:YAG induit dans le plan de recombinaison du système d'homogénéisation des modulations spatiales très contrastées dans le profil d'intensité du laser. Ces figures de speckle, présentes tout au long de la propagation des faisceaux, empêchent d'appliquer cette technique d'homogénéisation à ce type de laser de pompe.

1.3.4. Conclusion

En conclusion, le dispositif que nous avons réalisé permet de s'affranchir des inconvénients propres aux méthodes d'homogénéisation classiques, tout en assurant une excellente efficacité tant pour l'homogénéisation des faisceaux que pour le transport de l'énergie, avec une transmission supérieure à 95 %.

Chapitre 2 : Réalisation de l'amplification haute énergie. Homogénéisation des faisceaux de pompe et étude du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa

L'absence de système d'imagerie permet une implantation compacte, sans utilisation de tube à vide. La longueur totale du système est de l'ordre de 30 à 40 cm, soit près de 10 fois moins que les systèmes usuels à relais d'image. L'énergie admise par le système d'homogénéisation n'est limitée que par la tenue au flux du matériau, en l'occurrence celle de la silice revêtue de traitement anti-reflet à 527 nm, ce qui permet d'utiliser des niveaux de pompage de plusieurs dizaines de joules avec des optiques de diamètre inférieur à 50 mm.

Le principe du dispositif associant une matrice de microlentilles avec une lentille de champ génère intrinsèquement un plan d'éclairement uniforme totalement indépendant de la distribution spatiale du laser incident, avec une répartition "top-hat" de l'énergie ; ce qui permet à la fois d'assurer une sécurité optimale du cristal Ti:Sa et de maximiser le rendement d'amplification en adaptant le diamètre de pompe à celui du faisceau infrarouge. Cette méthode nous a permis de pomper les cristaux de Ti:Sa utilisés dans le dernier amplificateur de puissance avec une fluence proche de 2 J/cm^2 sans risquer d'endommager les cristaux et d'amplifier le faisceau infrarouge dans des conditions optimales. Cette méthode n'est cependant exploitable qu'avec des faisceaux de pompe présentant de faibles longueurs de cohérence spatiale, inférieures, ou de l'ordre du diamètre des microlentilles utilisées. Elle n'est de ce fait pas transposable au pompage avec des lasers Nd:YAG doublés en fréquence tels que ceux proposés actuellement sur le marché.

Des travaux approfondis sont actuellement en cours au Laboratoire d'Optique Appliquée, prenant en compte l'influence des propriétés de cohérence spatiale et temporelle des sources laser, pour optimiser les techniques d'homogénéisation appliquées aux lasers de pompage des cristaux de Ti:Sa.

2. Lasage transverse dans les cristaux de grandes dimensions

Les expériences décrites dans ce chapitre ont été réalisées avec 2 cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1. Nous nommerons ces cristaux, dans toute la suite de ce travail : cristal C1, le plus petit, moins épais et plus fortement dopé et le cristal C2.

Caractéristiques	Cristal C1	Cristal C2
Géométrie	Cylindrique	Cylindrique
Épaisseur	1.95 cm	3.15 cm
Diamètre	100 mm	115 mm
Absorption à 527nm	96%	95%
Transmission à 800 nm	~96%	~98%
Traitement périphérique	Brut de carottage (non dépoli)	Brut de carottage (non dépoli)
Traitement sur les faces	Anti-reflet @ 527 & 750-900 nm (R<0.5% en incidence normale)	Anti-reflet @ 527 & 750-900 nm (R<0.5% en incidence normale)

Tableau 2.1 : Caractéristiques des cristaux C1 et C2 utilisés pour la caractérisation du lasage transverse et l'amplification à forte énergie

2.1. Introduction

2.1.1. Description phénoménologique

Le lasage parasite transverse a été observé pour la première fois en 1969 dans les barreaux amplificateurs de Nd:Yag [25]. Il se manifeste par le vidage brutal de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur du fait de la création de pseudo-cavités laser parasites dans le volume : la périphérie et les faces du cristal se comportent comme des miroirs à réflectivité partielle pour les photons de fluorescence générés au cours du pompage, qui sont ré-amplifiés en retraversant la zone de gain. Si le gain sur un aller-retour au sein de ces "pseudo-cavités" est supérieur aux pertes engendrées par les réflexions aux interfaces et la réabsorption dans le volume du cristal, alors le rayonnement de fluorescence s'amplifie jusqu'à saturer le milieu amplificateur.

Suivant la forme et l'environnement du cristal, la déplétion de la zone de gain peut se manifester de différentes façons. Dans la suite de ce chapitre, nous nous appliquerons à détailler ce qui se passe dans le cas d'un cristal cylindrique. La figure 2.7 montre les conséquences de la création de telles cavités sur la zone de gain du cristal que nous avons utilisé pour l'amplification dans le dernier étage.

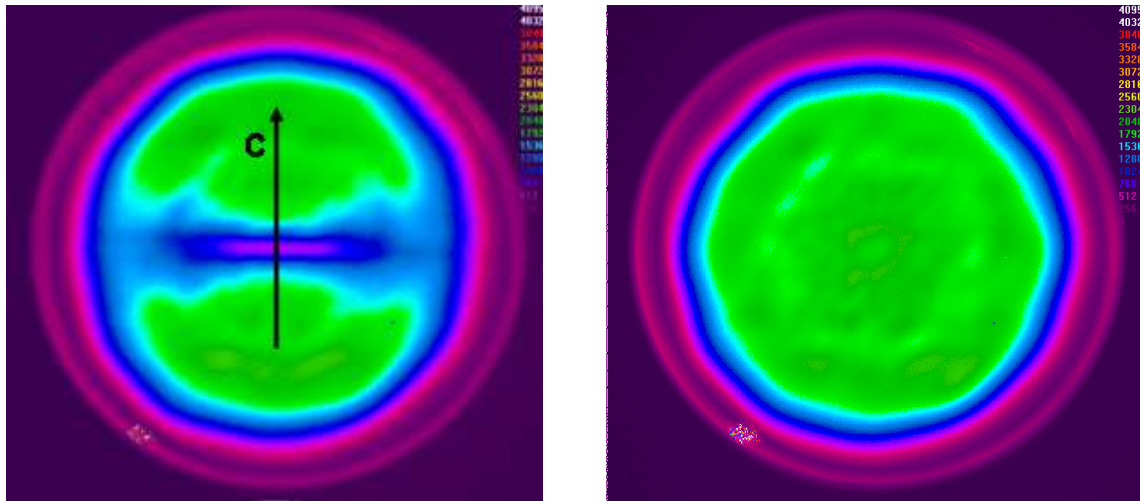


Figure 2.7: Images de la zone de fluorescence du cristal après pompage observée à 800 nm à l'aide d'une caméra CCD 12 bits. Gauche : pour un pompage à forte énergie, on observe une disparition de l'émission de fluorescence dans la zone centrale provoquée par le phénomène de lasage transverse dans la direction de gain maximal. L'axe c, représenté sur la figure, correspond à l'axe optique du cristal. Droite : une image de la zone de gain pour une énergie de pompe située en dessous de seuil d'apparition du lasage transverse.

Usuellement, pour contrer ce phénomène, la périphérie du cristal est dépolie de manière à rendre cette surface fortement diffusante. Cette technique permet d'augmenter les pertes géométriques par diffusion des photons de fluorescence sur la périphérie du cristal et d'augmenter ainsi l'énergie de pompe maximale qu'il est possible de stocker dans le milieu amplificateur.

2.1.2. Réflectivité interne aux interfaces du cristal

La réflectivité interne aux interfaces du cristal est dépendante de l'état de surface des interfaces, de leur nature, nue ou traitée, et des indices de réfraction du cristal et du milieu extérieur.

2.1.2.1. Réflexions internes sur les faces du cristal

Sur les faces du cristal, le traitement anti-reflet est généralement déposé sur une surface de planéité $\lambda/10$ ayant une rugosité inférieure à 1 nanomètre RMS (superpoli). A incidence normale, le réflectivité à 800nm est inférieure à 0.5 %. Cette réflectivité interne du traitement anti-reflet (AR) augmente cependant rapidement au dessus d'un certain angle d'incidence. La figure 2.8 donne la réflectivité interne théorique à 800 nm sur les surfaces traitées anti-reflet. Ce calcul de réflectivité d'un empilement simple de couches minces diélectriques pour un traitement anti-reflet large bande à 800 nm a été effectué par la société SAGEM.

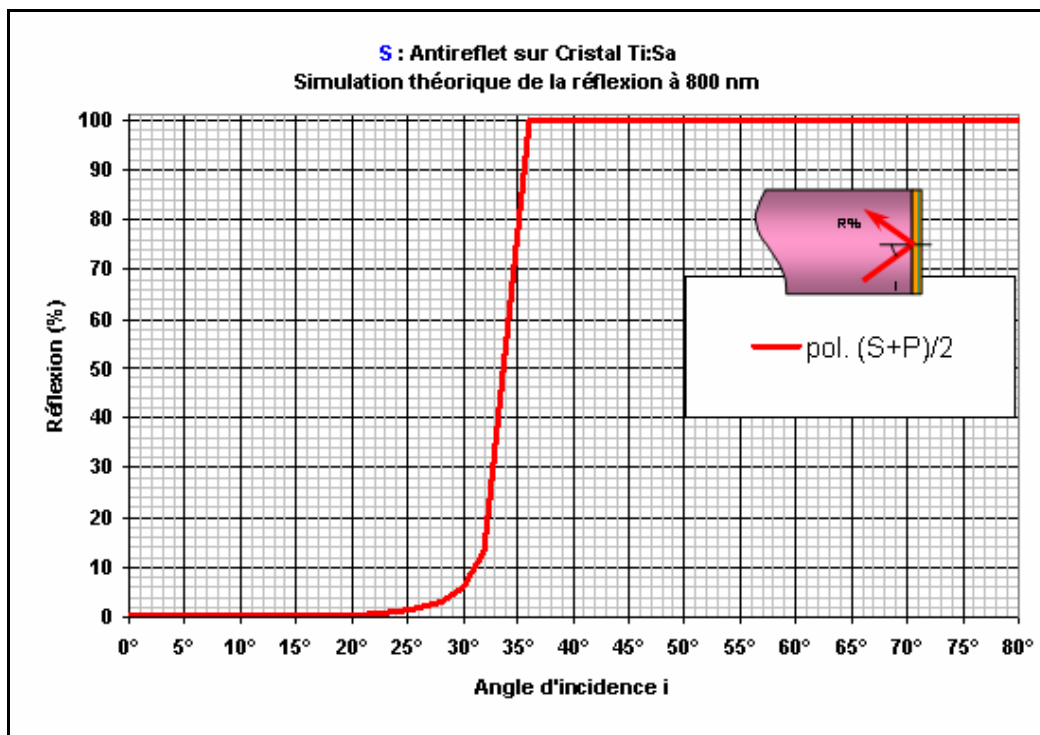


Figure 2.8 : Courbe théorique de réflectivité typique du traitement anti-reflet en réflexion interne (Source SAGEM). On observe que la réflexion devient totale pour un angle d'incidence supérieur à 36°.

Nous observons sur la figure 2.8 que la réflexion théorique devient totale au-delà d'un angle d'incidence de 35°. Pour une incidence normale la réflectivité à 800 nm mesurée expérimentalement est de l'ordre de 0.4 %.

2.1.2.2. Réflexions internes sur la surface périphérique du cristal

Il est plus difficile d'évaluer la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence sur la surface périphérique du cristal. Sur les cristaux que nous avons utilisés, cette surface est "brute de carottage" et présente de ce fait une diffusion locale résiduelle qui varie de façon aléatoire sur la périphérie, ces variations pouvant être localement assez importantes.

Compte tenu de la difficulté à quantifier cette diffusion, qui n'a qu'une influence locale, nous en négligerons les effets et supposerons que la réflectivité à la périphérie du cristal est donnée par les relations de Fresnel :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_p = \frac{\tan^2(i - r)}{\tan^2(i + r)} \\ R_s = \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)} \\ r = \sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(i)\right) \end{array} \right. \quad (2.4)$$

R_p étant le coefficient de réflexion de la composante du champ parallèle au plan d'incidence, R_s celui de la composante perpendiculaire au plan d'incidence et i et r les angles d'incidence et de réfraction.

A partir de l'indice du saphir dopé titane, on en déduit l'angle de réflexion totale, à l'interface du cristal de Ti:Sa dans l'air :

$$\theta_{tot} = \arcsin\left(\frac{1}{n_{Ti:Sa}}\right) \approx 34.5^\circ \quad (2.5)$$

On remarque que pour un cristal dans l'air, la réflectivité interne est totale sur chacune des interfaces pour un angle d'incidence du rayonnement supérieur à 34.5° . La figure 2.9 illustre la propagation d'un faisceau laser à l'intérieur du cristal, dont la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe optique du cristal, avec un angle d'incidence supérieur à 34.5° sur les faces traitées du cristal.

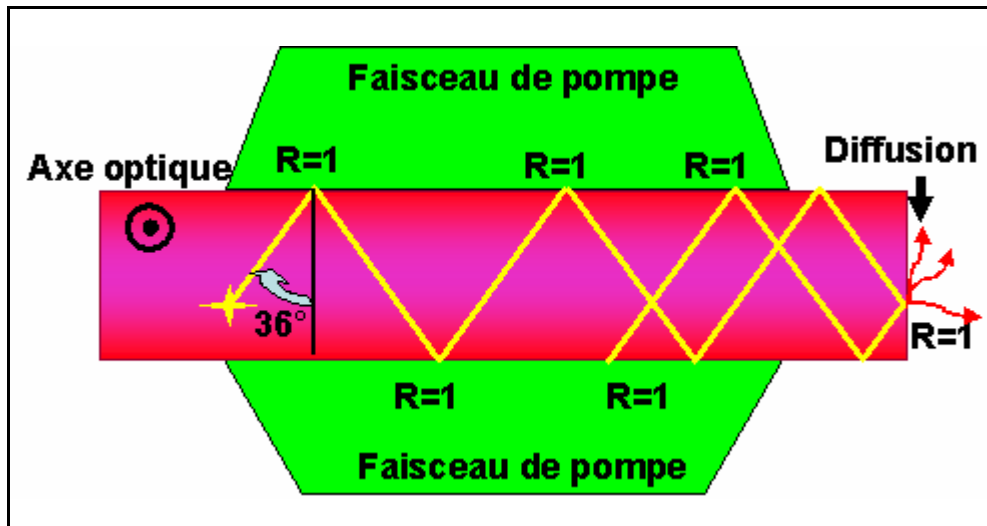


Figure 2.9: Représentation des réflexions internes au centre d'un cristal cylindrique excité sur chaque face (Vue de dessus). Pour un angle d'incidence supérieur à 36° sur les faces traitées anti-reflet, ces réflexions sont totales et les pertes dépendent de l'indice de réfraction n de l'environnement du cristal.

Le trajet d'un rayon illustré à la figure 2.9 montre l'une des "pseudo-cavités" susceptibles d'apparaître au sein du cristal et de créer un effet parasite. A partir des résultats précédents, on constate que les seules pertes optiques au sein de ces "pseudo-cavités" sont dues à la diffusion sur les dioptries et à l'absorption résiduelle à la longueur d'onde du faisceau laser.

Lorsque le gain à l'intérieur du cristal est supérieur aux pertes résiduelles provoquées par la diffusion sur la périphérie du cristal et par l'absorption résiduelle à 800 nm, de nombreuses pseudo-cavités sont susceptibles de se former au sein du cristal, pour des angles d'incidence sur les faces traitées anti-reflet variant de 36° à 54° , favorisant ainsi l'apparition de lasage transverse.

Dans le cas où des pertes sont créées à la périphérie du cristal, l'angle d'incidence maximum θ_{max} à la périphérie du cristal pour lequel il n'apparaît aucune perte par réflexions sur le traitement anti-reflet est donné, dans le cas d'un cristal carré ou cylindrique, par l'expression suivante :

$$\theta_{max} = \frac{\pi}{2} - \theta_c \approx 54^\circ$$

où θ_c est l'angle d'incidence sur le traitement anti-reflet au-delà duquel la réflexion devient totale.

Cet angle d'incidence θ_{max} à la périphérie du cristal est l'angle en deçà duquel les pertes par réflexions sont minimisées, quel que soit l'indice extérieur au cristal.

2.1.3. Evaluation des gains longitudinal et transverse dans le Ti:Sa

Pour trouver une solution efficace permettant la suppression du lasage transverse, qui est dû à l'amplification de la fluorescence, il est nécessaire d'estimer assez précisément le gain stocké à l'intérieur du cristal. Nous allons présenter dans ce paragraphe les calculs permettant d'évaluer les gains transverse et longitudinal à l'intérieur d'un cristal cylindrique soumis à un pompage optique. La figure 2.10 illustre, par rapport au cristal et à son axe optique, la définition géométrique que l'on donne à ces gains.

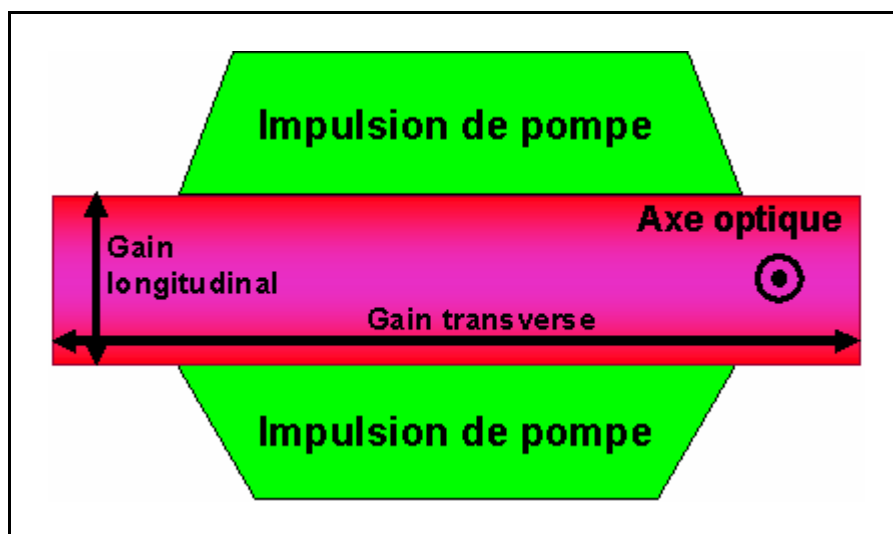


Figure 2.10 : Représentation des conditions dans lesquelles sont calculés les gains transverse et longitudinal.

Pour mener à bien ces deux calculs, nous avons négligé la saturation de l'absorption et supposé que le cristal était pompé sur les deux faces par des impulsions laser identiques, ayant un profil spatial parfaitement uniforme sur toute la pupille. Les faisceaux de pompe sont polarisés parallèlement à l'axe optique pour maximiser l'absorption.

2.1.3.1. Calcul du gain transverse

Nous calculons l'énergie stockée à la côte z , $E_{sto}(z)$, dans une tranche d'épaisseur dz d'un cristal cylindrique de longueur l pompé par un faisceau de diamètre Φ et de fluence J_0 (Figure 2.11). Nous appellerons α_p le coefficient d'absorption du cristal à la longueur d'onde de pompe λ_p et μ_c et η_q le rendement de couplage et le défaut quantique définis au chapitre 1.

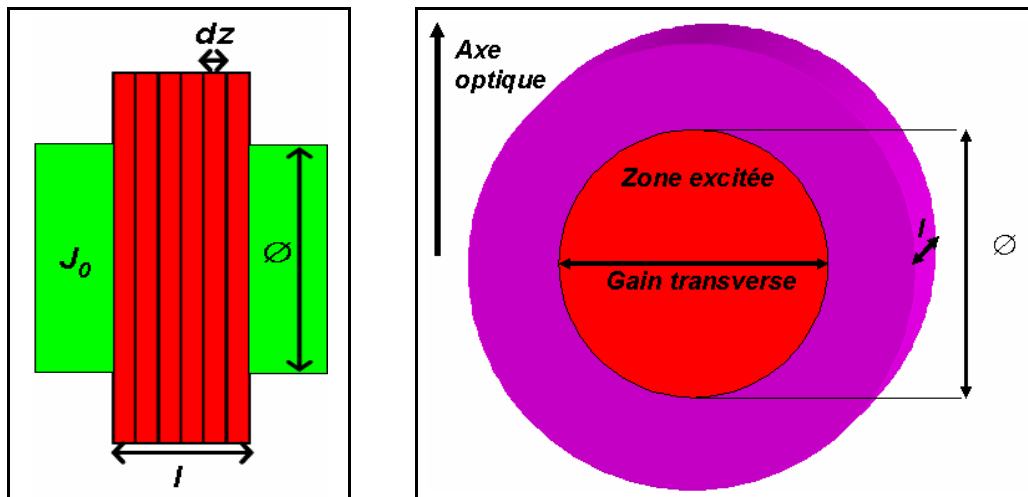


Figure 2.11 : Schémas de principe pour le calcul de gain transverse dans les cristaux de Ti:Sa. A gauche, le cristal est vu de profil. A droite, le cristal est vu de face.

L'énergie stockée à la côte z du cristal, dans une tranche d'épaisseur dz , est donnée par l'expression suivante :

$$E_{sto}(z) = \frac{\pi \Phi^2 J_0 \mu_c \eta_q}{2} [\exp(-\alpha_p(z+dz)) - \exp(-\alpha_p z) + \exp(-\alpha_p(l-z+dz)) - \exp(-\alpha_p(l-z))] \quad (2.6)$$

Nous allons calculer le gain transverse dans une tranche d'épaisseur dz très inférieure à l'épaisseur du cristal. Ainsi, pour une tranche dz infiniment mince ($dz \ll l$), on peut effectuer un développement limité sur chacun des termes $[\exp(-\alpha_p(z+dz)) - \exp(-\alpha_p z)]$ et $[\exp(-\alpha_p(l-z+dz)) - \exp(-\alpha_p(l-z))]$, l'expression (2.6) devient :

$$E_{sto}(z) = \frac{\pi \Phi^2 J_0 \mu_c \eta_q \alpha_p dz}{2} [\exp(-\alpha_p z) + \exp(-\alpha_p(l-z))] \quad (2.7)$$

Pour une tranche du cristal de largeur dz située à la cote z et pour une polarisation du faisceau parallèle à l'axe optique, le gain transverse petit signal est donné par :

$$\left[\begin{array}{l} G_0^t(z) = \exp(\Delta N(z) \sigma_e \Phi) \quad (2.8) \\ \Delta N(z) = \frac{E_{sto}(z) \lambda_e}{\pi \Phi^2 dz h c} \end{array} \right.$$

où σ_e est la section efficace d'amplification à la longueur d'onde λ_e .

Ainsi $G_0^t(z)$ s'écrit :

$$G_0^t(z) = \exp\left(\frac{\sigma_e J_0 \mu_c \eta_q \alpha_p \Phi \lambda_e}{h c} [\exp(-\alpha_p z) + \exp(-\alpha_p(l-z))]\right) \quad (2.9)$$

On peut simplifier l'expression, de manière à n'y faire apparaître que les paramètres physiques du cristal et les propriétés de pompage, en posant $\eta_q \lambda_e = \lambda_p$ et $\alpha_p = \frac{-\ln(1-A^{\lambda_p})}{l}$ pour aboutir à :

$$\boxed{G_0^t(z) = \exp\left(\frac{-\sigma_e J_0 \mu_c \Phi \lambda_p \ln(1-A^{\lambda_p})}{h c l} [\exp(-\alpha_p z) + \exp(-\alpha_p(l-z))]\right)} \quad (2.10)$$

où A^{λ_p} est l'absorption du cristal à la longueur d'onde de pompe. Cette expression permet de calculer la distribution de gain transverse dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, à partir de l'absorption du cristal à la longueur d'onde de pompe, l'épaisseur du cristal, ainsi que du diamètre et de la fluence des impulsions de pompe (figure 2.12).

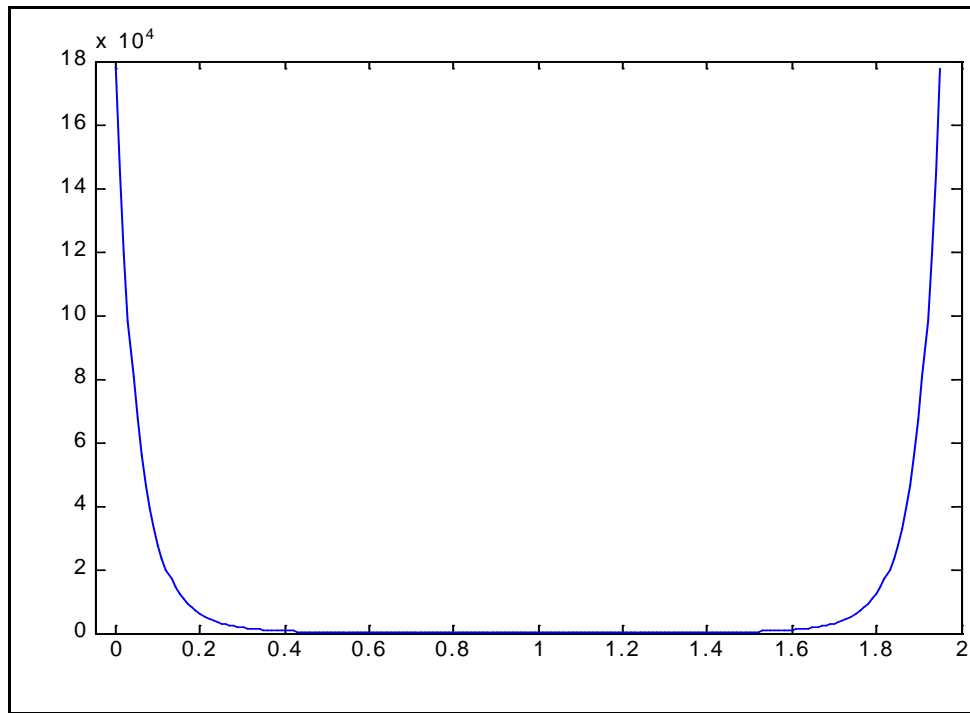


Figure 2.12: Courbe représentant la répartition du gain transverse à l'intérieur d'un cristal de Ti:Sa de 10 cm de diamètre pompé avec une énergie de 100 joules à 527 nm ($l=1.95$ cm, $J_0=2$ J/cm², $\varnothing=5$ cm). L'énergie de pompe, dans le cas d'un pompage longitudinal, est fortement absorbée à proximité des surfaces, l'absorption variant exponentiellement avec la distance [11]. Le gain se concentre donc à proximité des faces.

On remarque sur la figure 2.12, qui donne le gain transverse théorique au sein du cristal C1 dans les conditions de pompage envisagées dans le cadre du projet LASERIX, que le gain petit signal à la surface du cristal atteint des valeurs supérieures à 10^5 . Sachant qu'en incidence normale, la réflectivité à l'interface cristal/air est de l'ordre de 7%, on comprend qu'il soit nécessaire de limiter les réflexions sur cette interface pour empêcher l'apparition de cavités laser dans le cristal.

2.1.3.2. Gain longitudinal

Nous avons effectué les mêmes calculs pour le gain longitudinal petit signal le long de l'axe de propagation des faisceaux. L'expression du gain longitudinal est la suivante :

$$G_0^l = \exp\left(\frac{2\mu_c \sigma_e J_0 A^{\lambda_p} \lambda_p}{hc}\right) \quad (2.11)$$

Pour une fluence de pompe de 2 J/cm², le gain petit signal sur un passage, à température ambiante et dans un cristal absorbant à 95 %, est de l'ordre de $G_0^l \approx 17$ pour un faisceau polarisé parallèlement à l'axe optique. Cette valeur est calculée pour une section efficace d'amplification $\sigma_e = 3.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$. Si l'on compare avec la valeur du gain transverse près des faces du cristal (près de $2 \cdot 10^5$ sur 5 cm dans les mêmes conditions), ce gain longitudinal est environ de deux ordre de grandeur inférieur (17 sur 2 cm soit environs 2000 sur 5 cm), à cause de la plus faible inversion de population qui se crée dans le volume du cristal par rapport aux faces d'entrées des faisceaux de pompe.

Cependant la réalité est plus complexe que ne le supposent ces approximations, le gain impliqué dans le phénomène de lasage transverse étant un effet en 3 dimensions qui résulte de la combinaison des gains transverse et longitudinal dans différentes configurations géométriques de pseudo-cavités et pour différents états de polarisation des photons de fluorescence. En raison de la complexité à prendre en compte tous ces paramètres, il a été nécessaire de développer un code de simulation permettant de mieux comprendre et prévoir ce phénomène. Le code que j'ai développé en ce sens est présenté au chapitre 3; ces calculs simples ne servant qu'à donner des tendances.

2.2. Mise en évidence expérimentale du lasage transverse

Pour caractériser expérimentalement le lasage transverse et mettre en place des solutions adaptées, nous avons utilisé deux types de diagnostics, dont la figure 2.13 donne un schéma simplifié :

Un diagnostic d'imagerie, composé d'une caméra CCD 12 bit, d'un objectif de 50mm de focale et d'un filtre laissant passer le rayonnement émis autour de 800 nm permet d'imager la zone de gain. La figure 2.7 donne un exemple des images obtenues pour un cristal cylindrique observé selon un angle de 0° à 10° par rapport son axe de révolution. Ce diagnostic permet de caractériser la géométrie du phénomène de lasage transverse au sein du cristal mais également d'en détecter le seuil d'apparition.

Un diagnostic temporel, constitué d'une photodiode et d'un oscilloscope rapides, qui permet de caractériser la dynamique d'émission de la fluorescence en fonction des conditions de pompage (figure 2.14).

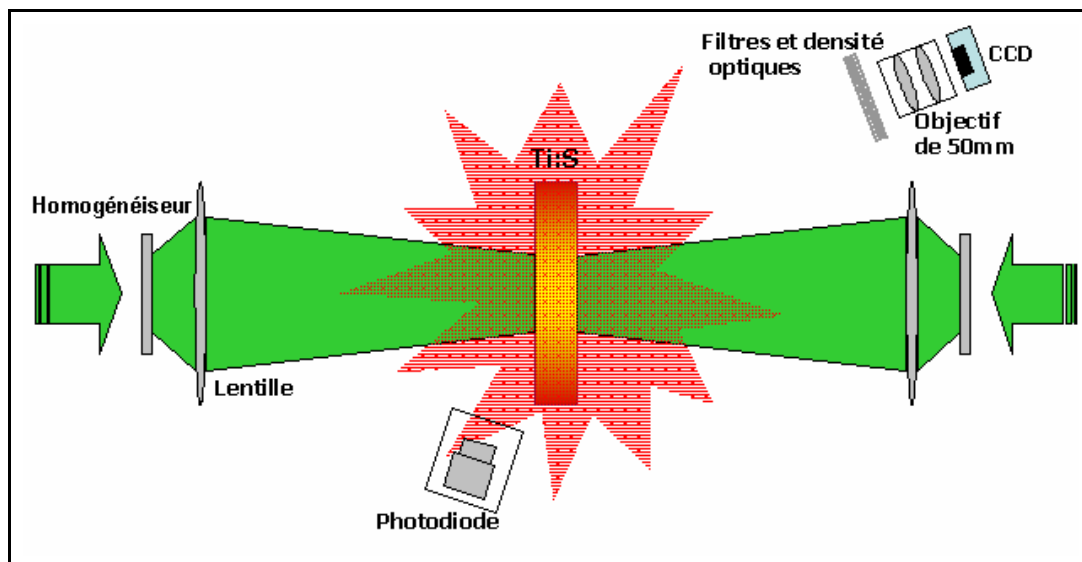


Figure 2.13 : Schéma de principe de mise en place des diagnostics du lasage transverse. Les faisceaux de pompe sont en vert. La CCD permet de visualiser la distribution spatiale de gain et une photodiode rapide permet de mesurer la dynamique des phénomènes transitoires (fluorescence et lasage transverse).

Le phénomène de lasage transverse est un phénomène transitoire rapide, d'une dizaine de nanosecondes (figure 2.14), caractérisé par le temps nécessaire à l'émission de fluorescence pour effectuer un nombre de passages suffisant dans le milieu à gain pour saturer l'amplification. Il se manifeste par une augmentation brutale de l'énergie émise dès que le gain interne du cristal atteint une sorte de seuil ; le phénomène ne dure que quelques dizaines de nanosecondes, jusqu'à ce que les pertes produites au sein du cristal fassent redescendre le gain transverse en dessous de cette valeur seuil. Le signal enregistré présente alors une décroissance exponentielle normale, de l'ordre de 3 μ s, conforme au temps de vie radiatif de l'état excité du Ti:Sa.

La caméra CCD, ayant un temps d'intégration très long devant les temps caractéristiques des phénomènes mis en jeu (Pompage, fluorescence, lasage transverse), visualise la zone de gain vidée, caractérisée par une très faible émission spontanée.

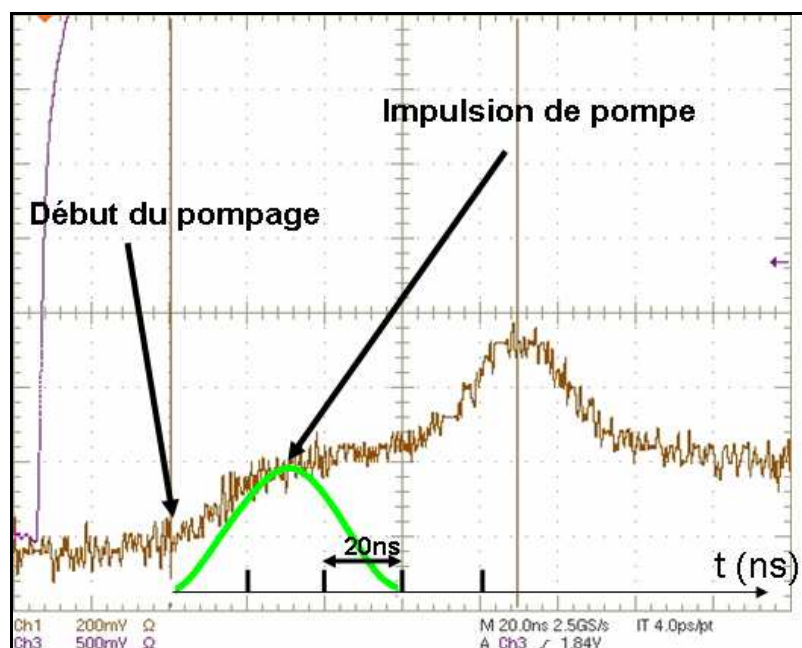


Figure 2.14 : Signal photodiode au seuil d'apparition du lasage transverse. L'impulsion de pompe est une gaussienne de 30 ns à mi-hauteur (représentée sur la figure).

L'intensité mesurée par la photodiode est relative. Elle ne donne une information que sur l'instant d'apparition et la durée de l'émission de fluorescence par rapport à l'instant t_0 qui caractérise le début du pompage. Le lasage transverse étant un phénomène directionnel, l'intensité du signal mesuré dépend du positionnement de la photodiode, de l'angle

d'observation et de la distance. Compte tenu de la mauvaise qualité optique périphérique du cristal, qui induit une diffusion du rayonnement issu du phénomène de lasage transverse, il n'a malheureusement pas été possible d'effectuer une étude précise de la répartition spatiale de l'éclairement produit par le lasage transverse.

L'observation avec une caméra de l'énergie émise par un point du cristal dans l'angle solide défini par l'ouverture de l'objectif du système imageur montre que l'émission de fluorescence captée par la caméra CCD provient majoritairement de la fluorescence non amplifiée par le phénomène de lasage transverse, comme le prouve le signal mesuré avec une photodiode (figure 2.15).

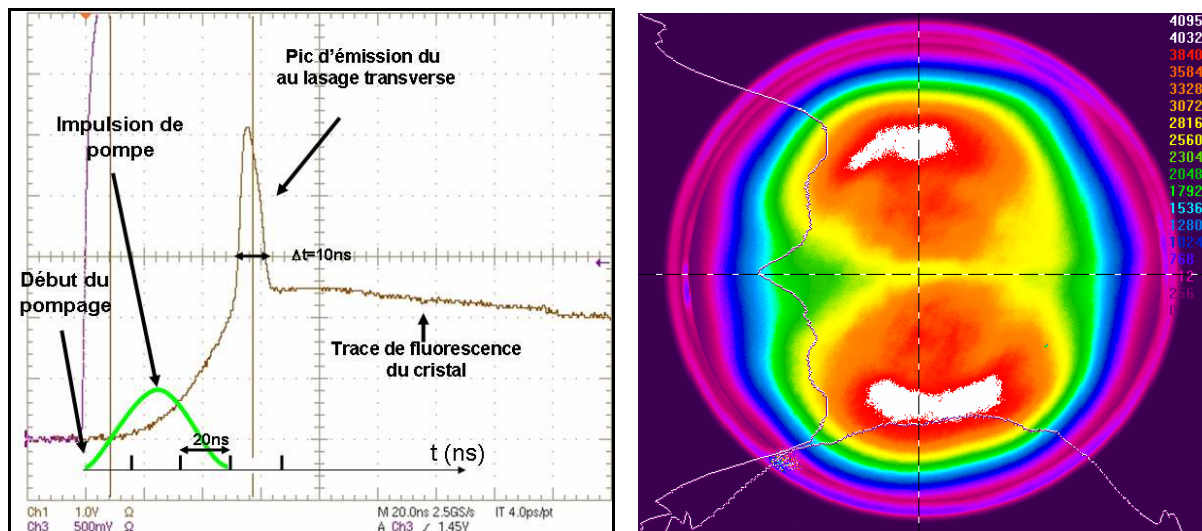


Figure 2.15 : Mise en évidence expérimentale du lasage transverse. Gauche : signal mesuré avec la photodiode. Droite : imagerie de la zone de gain. La mesure spatiale du profil de gain, intégrée temporellement, met en évidence les zones d'émission de fluorescence.

2.2.1. Mise en évidence des modes spatiaux de lasage transverse

D'après les calculs effectués dans l'introduction, les "pseudo cavités" ayant la plus grande probabilité de se former sont celles décrites sur la figure 2.9. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons imagé l'émission du cristal à 800 nm dans la direction transverse en plaçant le dispositif d'imagerie comme représenté sur la figure 2.16. La figure 2.17 donne les profils de gain, mesuré dans la direction transverse, au dessus et en dessous du seuil d'apparition du lasage transverse.

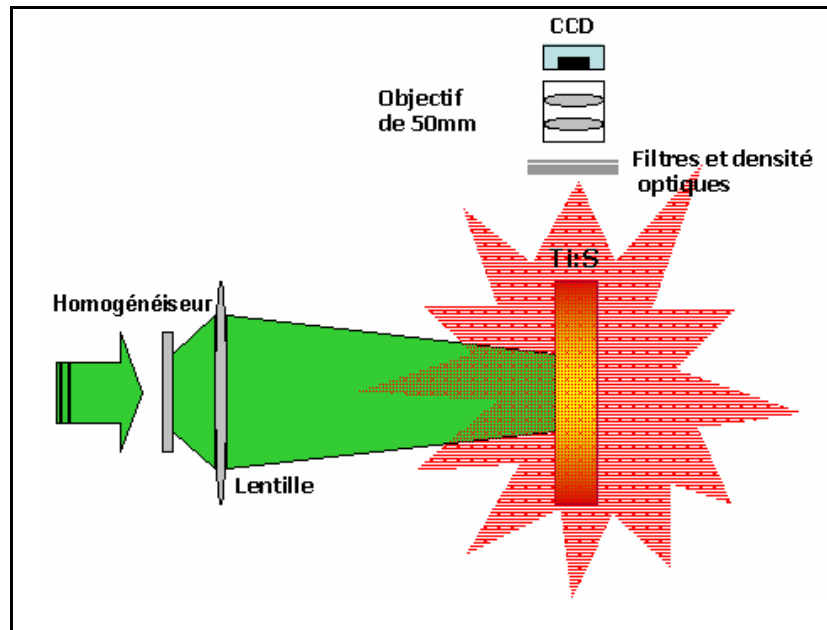


Figure 2.16 : Schéma de principe du système d'imagerie du profil de gain dans l'épaisseur du cristal avec une caméra CCD 12 bits et un système d'imagerie.

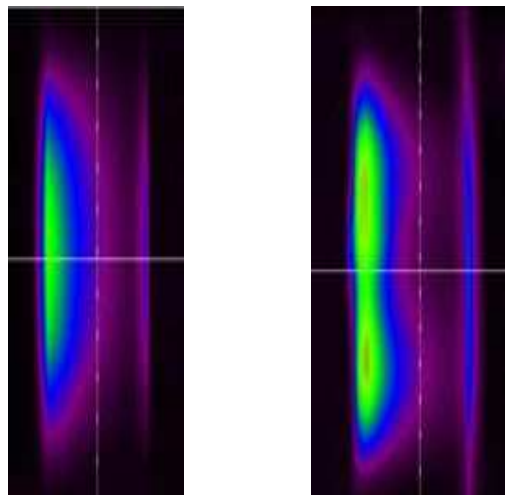


Figure 2.17 : Images de la zone de fluorescence du cristal obtenues en plaçant le système d'imagerie sur un coté du cristal. Gauche : profil homogène obtenu pour une énergie de pompe inférieure au seuil d'apparition du lasage transverse. Droite : enregistrement similaire obtenu pour un niveau de pompe supérieur. On observe une déplétion en profondeur dans la zone centrale du cristal suivant tout le plan perpendiculaire à l'axe optique du cristal, signature de la présence de lasage transverse dans toute l'épaisseur.

Les images de la figure 2.17 montrent que le lasage transverse est un phénomène tridimensionnel et que l'oscillation apparaît préférentiellement dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, pour lequel la section efficace d'amplification est maximale. La configuration de bouclage illustrée sur la figure 2.9 minimise les pertes par réflexion aux interfaces du cristal.

2.2.2. Seuils d'apparition du phénomène de lasage transverse dans les cristaux C1 et C2

Nous avons mesuré les seuils d'apparition du lasage transverse pour chacun des 2 cristaux C1 et C2 dédiés à l'amplification haute énergie dans le dernier étage d'amplification du laser, c'est-à-dire l'énergie de pompe nécessaire pour que le gain soit supérieur aux pertes sur le chemin optique des "pseudo-cavités" présentées dans les paragraphes précédents. Pour ce faire, nous avons déterminé que nous étions au seuil d'apparition du phénomène dès apparition à la caméra d'une déplétion au centre de la zone de gain. Ces mesures ont été réalisées en ne pompant qu'un seul coté du cristal. Chaque impulsion de pompe fait un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ pour un profil supergaussien d'ordre 5 (figure 2.4) La durée de ces impulsions est de l'ordre de 30 ns à mi-hauteur.

Le seuil d'apparition du lasage transverse dans l'air pour chaque cristal correspond ici au niveau d'énergie de pompe à partir duquel nous observons une distorsion spatiale de l'émission de fluorescence, observée avec une caméra CCD (mesure présentée figure 2.13). Les mesures effectuées sur les cristaux C1 et C2 montrent les niveaux de pompage au seuil suivant :

- $9,8 \pm 0.2$ joules pour le cristal C1. Seuil qui correspond à un gain transverse $G_0^t \approx 10$ en surface du cristal et à un gain transverse de l'ordre de $G_0^t \approx 3$ suivant une cavité telle que celle représentée à la figure 2.9, ces gains étant calculés à partir de l'outil de simulation présenté dans le chapitre 3. Le gain longitudinal est égal à $G_0^l \approx 1,3$.

- $6,8 \pm 0.2$ joules pour le cristal C2. Seuil qui correspond à un gain transverse $G_0^t \approx 2.6$ en surface du cristal et à un gain transverse de l'ordre de $G_0^t \approx 1.6$ suivant une cavité telle que celle représentée à la figure 2.9. Le gain longitudinal est égal à $G_0^l \approx 1,2$.

Contre toute attente, le cristal C1 présente un seuil de lasage plus élevé que le cristal C2, qui est pourtant plus faiblement dopé. D'après le schéma de "pseudo-cavité" présenté à la figure 2.9, ceci peut s'expliquer soit par des pertes par diffusion aux interfaces plus importantes, soit par une différence importante sur l'absorption résiduelle. On remarque en effet que le gain transverse au seuil d'apparition du phénomène est plus important d'environ un facteur 2 pour le cristal C1, alors que ces gains devraient être égaux, puisque les pertes introduites sur le chemin optique des pseudo-cavités sont comparables d'un cristal à l'autre.

En supposant que les états de surface périphérique des deux cristaux sont identiques, puisqu'ils ont subi le même procédé de carottage, on peut supposer que cette différence de seuil provient d'une absorption résiduelle différente sur les cristaux C1 et C2. Les facteurs de mérite (FOM) des deux cristaux sont en effet très différents ; le cristal C1 présente une transmission longitudinale à 800 nm T_1 de 96 % contre une transmission T_2 de 98 % pour le cristal C2. Si on calcule le rapport μ_L de ces transmissions on obtient :

$$\mu_L = \frac{T_1}{T_2} \approx 0.98$$

Les coefficients d'absorption dus à la présence d'ions Ti^{4+} au sein de la maille cristalline, calculés à partir de la transmission à 800nm, sont égaux à $\alpha_1 = 0.0209 \text{ cm}^{-1}$ pour le cristal C1 et $\alpha_2 = 0.0064 \text{ cm}^{-1}$ pour le cristal C2.

Si on calcule cette transmission le long du chemin optique de la "pseudo-cavité" présentée à la figure 2.9, avec un angle de réflexion interne de 36° , ce rapport μ_T devient :

$$\mu_T = \frac{\exp\left(\frac{-\alpha_1 D_1}{\sin(36^\circ)}\right)}{\exp\left(\frac{-\alpha_2 D_2}{\sin(36^\circ)}\right)} = \frac{0.7008}{0.8823} \approx 0.8$$

Où D_1 et D_2 sont respectivement le diamètre des cristaux C1 et C2.

On déduit de ce calcul que l'absorption résiduelle intégrée sur tout le chemin optique des "pseudo-cavités" est beaucoup plus importante pour le cristal C1 que pour le cristal C2 ce qui peut en partie expliquer la différence sur les seuils d'apparition du lasage transverse entre les cristaux C1 et C2.

2.3. Suppression du lasage transverse : l'adaptation d'indice par un fluide de haut indice de réfraction

Les mesures de seuil d'apparition du lasage transverse obtenus pour des cristaux dont la périphérie est transparente montrent qu'il est impossible de les pomper avec plus d'une dizaine de joules sans que le rendement d'amplification ne soit largement altéré par l'apparition de lasage transverse. Pour réussir à augmenter ce seuil, de manière à amplifier l'impulsion au delà de quelques joules, nous avons été obligés d'envisager plusieurs solutions.

Une solution couramment utilisée pour supprimer le lasage transverse dans les cristaux de petites et grandes dimensions est de sabler la périphérie de manière à augmenter les pertes par réflexion diffuse. Les limites de cette technique, appliquée sur tous les cristaux de diamètre inférieur à quelques centimètres, ne sont pas connues précisément. Le seuil d'apparition dans ces cristaux dépend de nombreux paramètres tels que la géométrie du cristal, l'état de surface à la périphérie et le FOM, dont certains sont complexes à mesurer et donc à prendre en compte. Diverses expériences ont cependant prouvé que cette technique de suppression du lasage transverse n'était efficace que pour un gain transverse assez faible, inférieur à 10.

Sachant, à partir des calculs prévisionnels effectués sur les cristaux C1 et C2, que le gain transverse maximum serait supérieur à 10^4 , nous avons choisi de mettre en place une solution plus adaptée qui consiste à faire circuler un liquide de haute indice de réfraction, proche de celui du Ti:Sa, à la périphérie du cristal [26].

2.3.1. Principe

Le principe de l'adaptation d'indice pour la suppression du lasage transverse consiste à déposer sur le pourtour du milieu amplificateur un matériau dont l'indice de réfraction est très proche de celui du cristal, ce qui diminue très fortement les réflexions de Fresnel, données par la relation 2.4 pour un angle d'incidence quelconque. Le coefficient de réflexion à l'interface, en incidence normale, varie en fonction des indices de réfraction suivant l'expression suivante:

$$R = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.12)$$

où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux milieux considérés.

En diminuant suffisamment la réflectivité sur les interfaces, il est possible de limiter l'apparition de lasage transverse à l'intérieur du cristal, par l'introduction de fortes pertes sur le trajet optique des "pseudo-cavités" responsables de l'apparition du phénomène. Le rayonnement transmis à l'interface est absorbé soit directement par le matériau soit par un absorbant dissout dans le matériau.

Le principe d'utiliser un matériau possédant un indice de réfraction proche de celui du milieu à gain pour diminuer la réflectivité à l'interface de contact n'est pas nouveau; il a été en particulier utilisé pour supprimer le lasage transverse dans les cristaux de verre dopés au néodyme au début des années 1970 [26]. Dans le cas du Ti:Sa, les premières applications de l'adaptation d'indice datent de 1999 et de la réalisation des premiers cristaux ayant une ouverture proche de 10 cm, pour le développement des premiers laser Ti:Sa petawatt. Jusqu'à cette date, les gains transverses mis en jeu n'imposaient pas la mise en place d'une telle solution. Un polymère d'indice de réfraction $n \approx 1,68$ aux longueurs d'onde situées autour de 800nm et dopé avec de la poudre de carbone pour absorber le rayonnement a été en particulier utilisé par différentes équipes à travers le monde (LLNL, JAERI, CUOS, ...) [20, 27, 28].

2.3.2. Limitations

Le choix du matériau pour l'adaptation d'indice se fait à partir de plusieurs critères : l'indice de réfraction requis pour limiter la réflectivité aux interfaces et supprimer les effets parasites, la qualité du contact optique et la résistance dans le temps aux forts flux lumineux, et la conductivité thermique pour le refroidissement du cristal par la périphérie.

- Dans le cas des revêtements solides déposés en périphérie du cristal tels que de l'encre de feutre ou des polymères, le fait de travailler à haute cadence est une forte limitation. En effet, on estime que pour une énergie de pompe de 100 J, plusieurs joules d'énergie sont émis par fluorescence amplifiée sur un temps inférieur à 10 ns. La puissance transmise à la périphérie dans ces conditions détériore le revêtement absorbant au cours du temps. Avec seulement 10 joules de pompe, nous avons observé pour le cristal C1, en un seul tir laser, une vaporisation du dépôt d'encre de feutre noir que nous avons déposé en test à la périphérie du cristal.

Pour à déterminer les bons paramètres du liquide d'indice, il est nécessaire de calculer la réflectivité aux interfaces en fonction de l'indice de réfraction du liquide et des angles d'incidence à la périphérie du cristal montrés sur le schéma de la figure 2.9.

- L'angle critique pour lequel apparaît une réflexion totale à l'interface varie avec l'indice de réfraction du matériau utilisé au contact du cristal. Nous avons vu au paragraphe 2.1.2.2 que pour un angle d'incidence supérieur à 35° sur les faces du cristal, traitées anti-reflets, les seules pertes sont celles générées par les réflexions à l'interface entre le cristal et le matériau déposé à la périphérie. Or, pour un indice de réfraction inférieur à 1.45, l'angle critique est inférieur à 55° (figure 2.18). Il est donc nécessaire que l'indice de réfraction extérieur soit supérieur à cette valeur seuil de 1.45 pour qu'aucune "pseudo cavité" sans pertes par réflexion n'existe au sein du cristal.

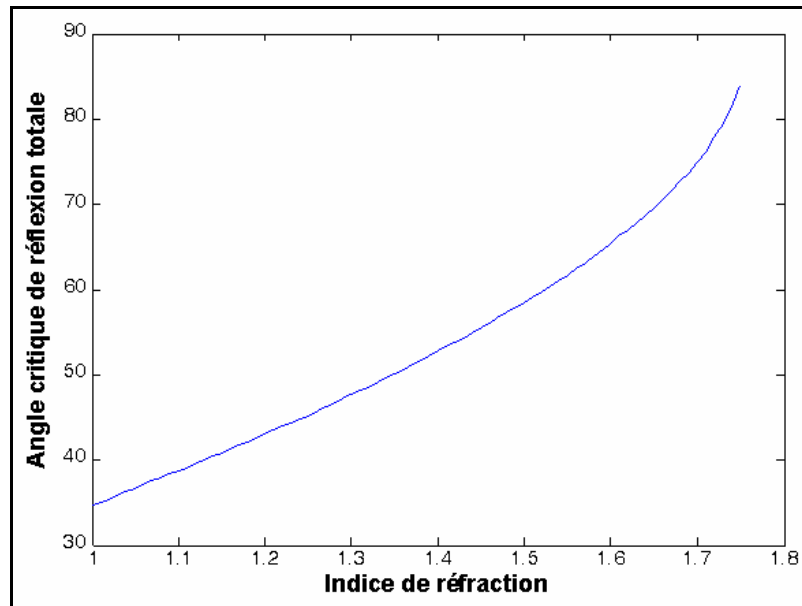


Figure 2.18 : Evolution de l'angle de réflexion totale à l'intérieur d'un cristal de Ti:Sa en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

- Quel que soit l'indice de réfraction du matériau utilisé pour l'adaptation d'indice, la réflectivité à l'interface varie très fortement avec l'angle d'incidence. Il est donc important de prendre en considération l'angle d'incidence dans la relation 2.12, qui donne les pertes par réflexion à l'interface. Par exemple, avec un milieu d'indice de réfraction égal à $n \approx 1,68$ [20, 27, 28], la réflectivité augmente d'un facteur 6 entre 0° et 55° , comme le montre l'exemple donné à la figure 2.19.

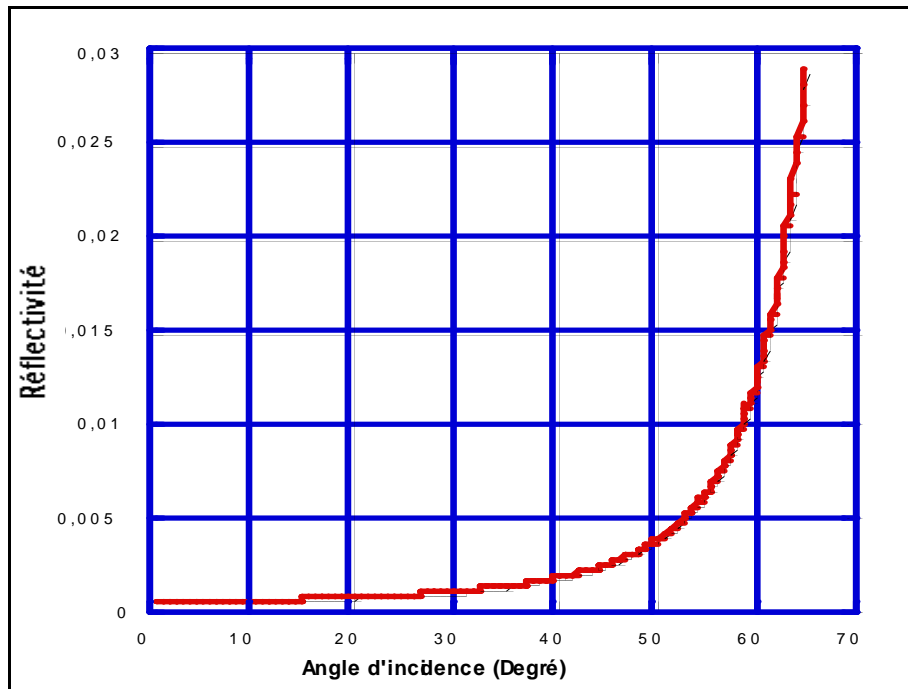


Figure 2.19 : Réflectivité en fonction de l'angle d'incidence à l'interface entre le cristal et un milieu d'indice de réfraction $n=1.68$ [18]

Pour illustrer la problématique, si on suppose que l'effet de lasage transverse provient de la création de pseudo-cavités laser ayant des angles d'incidence supérieurs à 35° sur les faces traitées anti-reflet, soit un angle d'incidence de 55° en périphérie, la réflectivité à l'interface entre le cristal et un milieu extérieur d'indice de réfraction $n \approx 1,68$ est alors de l'ordre de $R=0,6\%$. En utilisant ce polymère d'indice et en supposant un contact optique parfait, il est impossible de pomper le cristal C1 avec plus de 25 joules par faces, avec des impulsions de profil spatial supergaussien d'ordre 5 et de 7 cm de diamètre à $1/e^2$, puisque le gain transverse, supérieur à 200 dans ce cas, excède les pertes ($G > 1/R$).

Dans de nombreuses publications [20, 28], il est fait mention de la réflectivité pour un angle d'incidence nul à l'interface, ce qui est une simplification très excessive puisque le lasage transverse est un phénomène tridimensionnel.

2.3.3. Fluorescence amplifiée (ASE transverse)

L'ASE transverse est un phénomène parasite mis en évidence dans le Ti:Sa pendant cette thèse. Ce phénomène, qui se traduit par la dépopulation rapide (quelques nanosecondes) du milieu à gain, est causé par l'amplification transverse de l'émission spontanée, sans bouclage à la périphérie du cristal. Il est dû aux gains transverses très importants pouvant apparaître à proximité des faces des cristaux de grandes dimensions (figure 2.12).

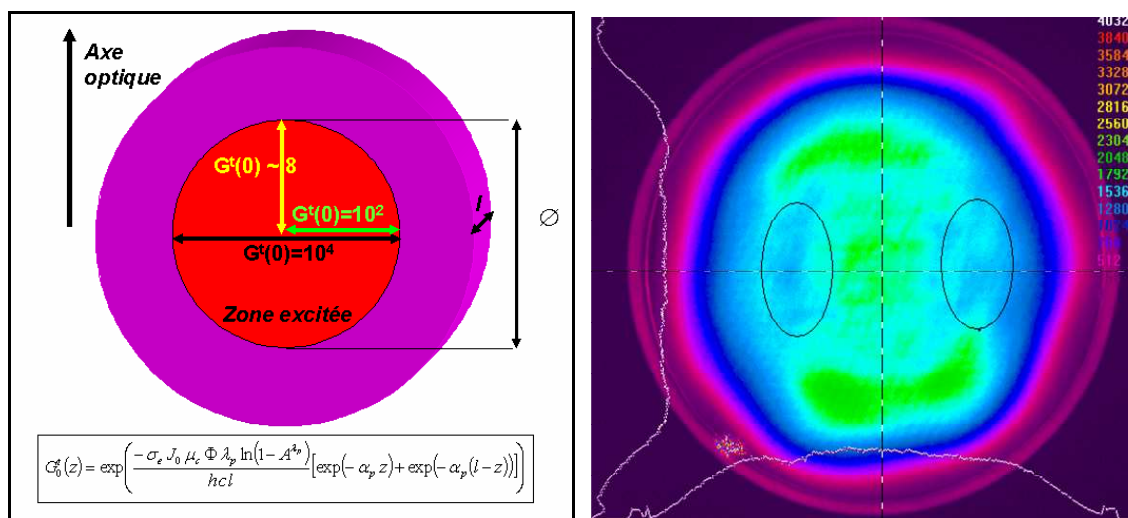


Figure 2.20 : Gauche : Schématisation du gain transverse en fonction de la direction et de la distance parcourue. Droite : imagerie de la zone de gain du cristal C1 pompé sur chaque face par une énergie de l'ordre de 30 joules. La solution mise en place pour supprimer le lasage transverse est efficace, on ne constate aucune déplétion du gain au centre du cristal, mais une légère déplétion, due à la fluorescence transverse amplifiée, apparaît au niveau des zones repérées sur la figure.

Ce phénomène, propre aux nouvelles générations d'amplificateurs de puissance pompés par de très fortes énergies, pour lesquels les gains transverses sont très supérieurs à 1, n'avait pas été observé expérimentalement jusqu'à maintenant. Du fait de l'anisotropie du gain et du profil de la zone de gain, l'émission spontanée n'est pas amplifiée de manière identique, suivant la position d'où elle est émise et sa direction de propagation. La figure 2.20 montre l'influence de cette émission parasite sur le profil d'inversion de population au sein du cristal lorsque le gain est de l'ordre de 10^4 . Sur cette figure on observe une légère diminution de la

fluorescence au voisinage du centre du cristal sans qu'il y ait un vidage de l'énergie selon un axe horizontal à cause du lasage transverse comme le montre la mesure de la figure 2.15.

Nous avons mis ce phénomène en évidence à travers les simulations numériques présentées au chapitre 3 et servant à dimensionner l'amplification haute énergie des futures chaînes de puissance. C'est à partir de ces observations que nous avons choisi d'utiliser le cristal C2 pour l'amplification puisqu'il devrait permettre, d'après les calculs, de se trouver en dessous du seuil d'apparition de ce phénomène. Grâce à un dopage plus faible, le gain transverse maximum près des faces du cristal, pour une même énergie de pompe, est plus faible dans le cristal C2 que dans le cristal C1; ce qui permet d'augmenter le rendement d'extraction à pleine énergie en diminuant les pertes par fluorescence amplifiée. Ceci nous a également permis de comprendre les images de gain obtenues pour des énergies de pompe très importantes, c'est à dire proche de 100 joules, dont la figure 2.20 donne un exemple.

Nous mènerons une étude plus approfondie du phénomène d'ASE transverse dans le chapitre 3, dédié aux simulations.

2.3.4. Résultats expérimentaux

Les expériences menées sur l'adaptation d'indice et les expériences d'amplification ont été réalisées dans le même temps avec les cristaux C1 et C2. Nous avons choisi de réaliser l'adaptation d'indice de réfraction avec un liquide de manière à optimiser le contact optique et permettre un bon échange thermique avec le cristal. Les polymères sont en effet de mauvais conducteur thermique et il est difficile d'y mélanger des absorbants.

Les liquides que nous avons utilisés sont des dérivés du diiodométhane (CH_2I_2), qui présentent un indice de réfraction très élevé, proche de celui du Ti :Sa.

2.3.4.1. Conception mécanique du système "anti lasage transverse"

Pour faire circuler un fluide à la périphérie du cristal, il a été nécessaire de développer une monture mécanique spécifique. La monture réalisée pour répondre à ce besoin est présentée à la figure 2.21.

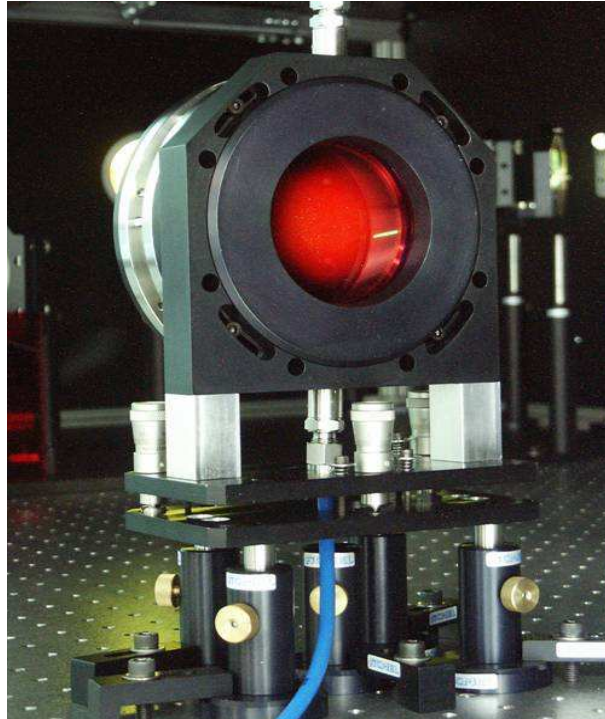


Figure 2.21 : Photographie de la monture du cristal Ti:Sa.

Le système de maintien du cristal doit autoriser le passage des faisceaux de pompe et du faisceau injecté sur une grande ouverture et permettre la circulation du liquide autour du cristal, tout en assurant une parfaite étanchéité. La monture est constituée de deux parties cylindriques distinctes assemblées en périphérie du cristal. L'étanchéité est assurée par 3 joints en appuis sur les faces du cristal et dans le plan de jonction des 2 éléments (figure 2.22). Un système de soufflet à lamelles en inox permet, après positionnement du cristal sur le premier plan de joint puis serrage des deux parties mécaniques au niveau du second plan de joint, d'assurer le contact du troisième plan de joint sur la deuxième face du cristal. La zone d'immersion du cristal est une couronne de 5mm d'épaisseur qui recouvre toute la largeur du cristal et redescend d'un centimètre sur les faces du cristal jusqu'aux joints d'étanchéité. Le passage du fluide à travers la monture est assuré par deux raccords filetés diamétralement opposés situés sur l'axe vertical du montage. Le fluide circule à faible débit de bas en haut pour garantir le remplissage complet et homogène du volume d'immersion en chassant les bulles d'air.

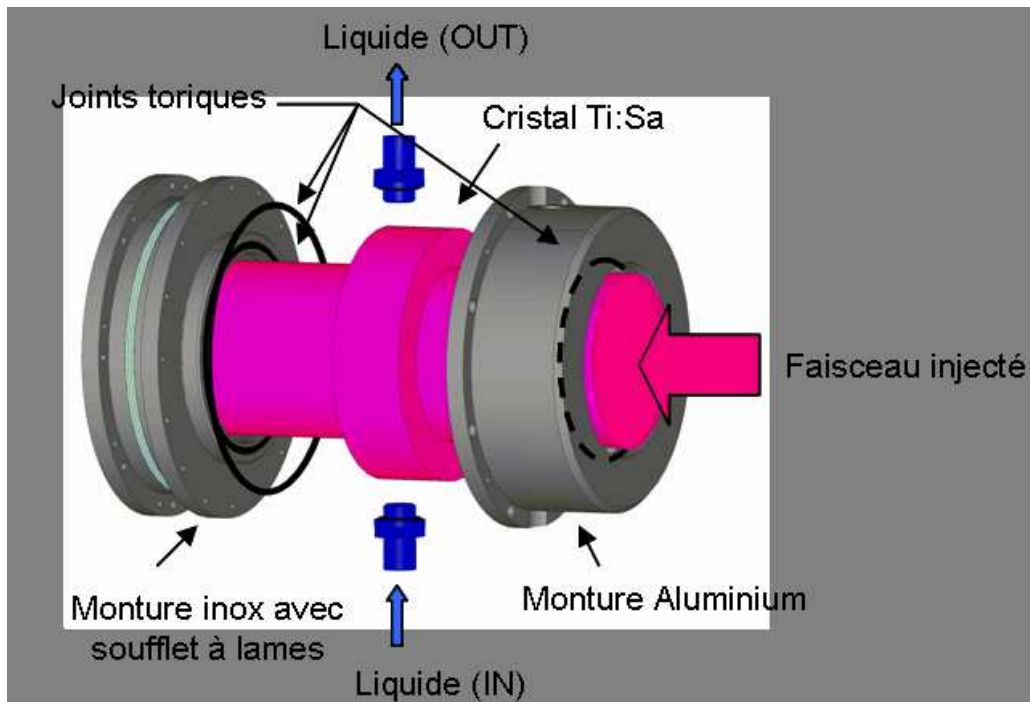


Figure 2.22 : Plan 3D éclaté de la monture du cristal Ti:Sa. Les faisceaux laser sont représentés de la même couleur que le cristal. Le joint torique en pointillés apparaît par transparence à travers la mécanique en aluminium. Les deux joints de plus petits diamètres sont en appui sur les faces du cristal. Le joint de plus grand diamètre assure l'étanchéité entre les deux parties de la monture mécanique.

Une pompe magnétique permet de faire circuler le liquide autour du cristal.

2.3.4.2. Résultats obtenus avec le cristal C1

Les mesures de caractérisation du lasage transverse ont été effectuées avec des énergies de pompe variant de 5 à 90 joules réparties sur chacune des faces du cristal. Le profil spatial de chaque faisceau de pompe sur chaque face, après homogénéisation (figure 2.4), est assimilable à une super gaussienne d'ordre 5 de 7 cm de diamètre à $1/e^2$.

En faisant circuler une solution de diiodométhane ($n=1.72$ à 800 nm) autour du cristal, nous avons mesuré un seuil d'apparition de lasage transverse pour une énergie totale de pompe de l'ordre de **15 joules**. Nous avons attribué la faible augmentation du seuil par rapport à celui observé dans l'air à une réflectivité non négligeable de la monture en inox à la longueur d'onde de l'émission de fluorescence.

Pour contrer cet effet, nous avons dopé le liquide d'indice avec une forte concentration de colorant, dans le but d'y absorber le rayonnement transmis dans le liquide d'indice (figure 2.23).

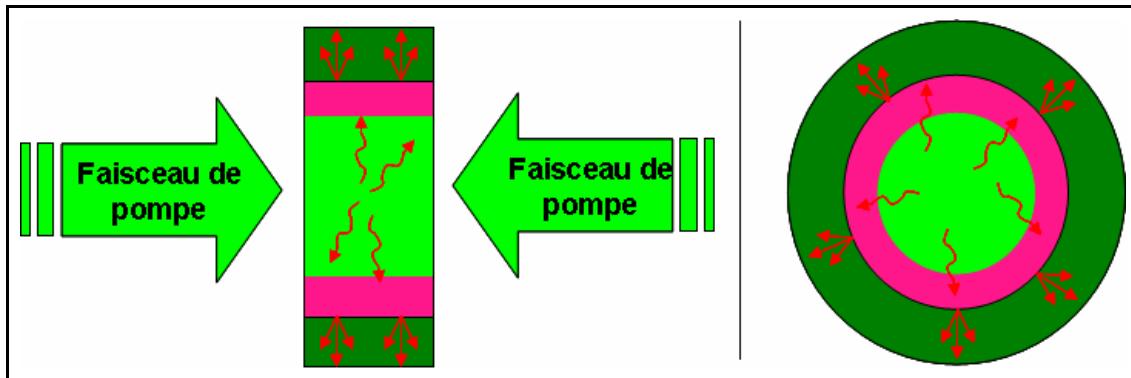


Figure 2.23 : Illustration du principe de suppression du lasage transverse dans un cristal cylindrique (vues de profil et de face) entouré par un milieu d'indice de réfraction identique contenant des molécules absorbantes à la longueur d'onde de fluorescence du cristal. Les photons émis à partir de la zone pompée vers la périphérie sont transmis à l'interface du cristal dans le liquide dans lequel ils sont absorbés.

Après une étude portant sur plusieurs molécules présentant un pic d'absorption proche de 800nm, notre choix s'est porté sur l'Hexamethyl Indo TricarboCyanine Iodide (HITCI), un colorant de la famille des tricarbo cyanines dont le spectre d'absorption mesuré en par l'équipe de Monique Martin au département de chimie de l'école normale supérieure est présenté à la figure 2.24.

Ce colorant, très utilisé dans le domaine laser comme milieu à gain et comme absorbant saturable, est très soluble dans le diiodométhane, ce qui nous a permis de réaliser une solution très concentrée, qui présentait une absorption à 800 nm sur 5 mm supérieure à 99.99 % soit l'équivalent d'une densité optique de 4.

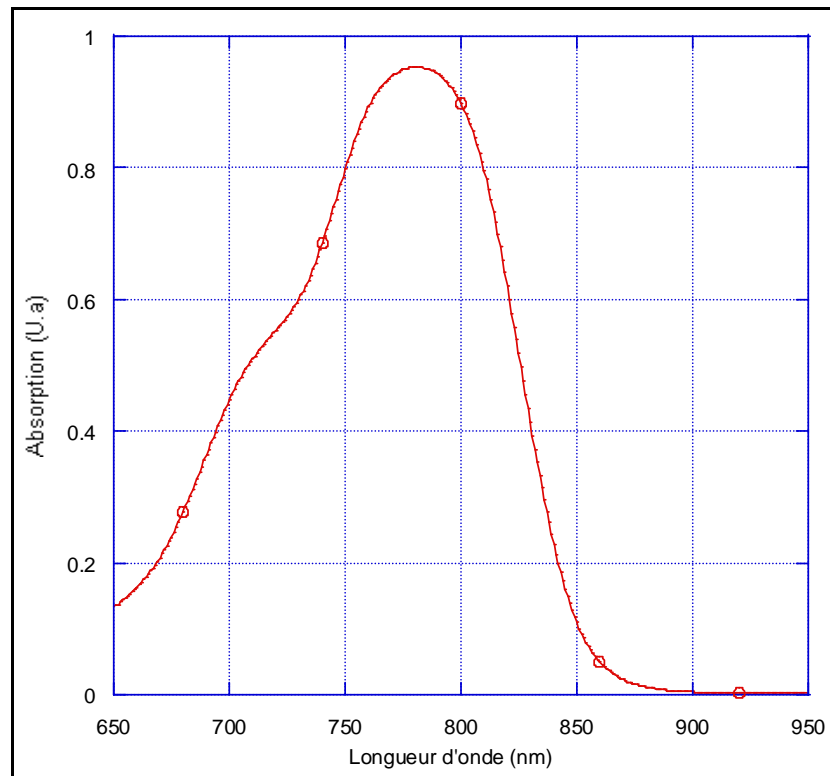


Figure 2.24 : Spectre d'absorption de HITCI dissout dans du diiodométhane. La concentration est de $7.4 \times 10^{-5} \text{ mol.L}^{-1}$ (40 mg.L^{-1})

Le choix du matériau absorbant est critique pour notre application car il doit être à la fois très absorbant dans la gamme de longueur d'onde d'émission du Ti:Sa mais aussi être suffisamment soluble dans le liquide d'indice pour obtenir une concentration suffisamment élevée pour absorber la totalité de l'énergie fluorescée transmise.

Avec une solution composée de HITCI dans le diiodométhane à forte concentration, nous avons mesuré un seuil d'apparition du lasage transverse pour une énergie de pompe totale proche de 60 joules.

Dans une deuxième étape, nous avons remplacé le diiodométhane par un liquide d'indice plus adapté, $n=1.75$ à 800 nm (liquides d'indices série M, Cargile, USA), très proche de celui du saphir dopé titane. Nous avons dissout 24 mg de HITCI dans 180 ml de liquide ($1.7 \times 10^{17} \text{ molécules.cm}^{-3}$) ce qui donne une transmission $T < 10^{-5}$ sur 5 mm à 800 nm. Dans ces conditions expérimentales, nous n'avons pas obtenu de lasage transverse avec l'énergie de pompe maximale alors limitée à 90 joules.

Cependant, comme on peut l'observer sur la figure 2.25, il apparaît une distorsion du profil spatial de la zone pompée du cristal que nous avons attribuée à un fort phénomène d'ASE transverse (cf. paragraphe 2.3.3).

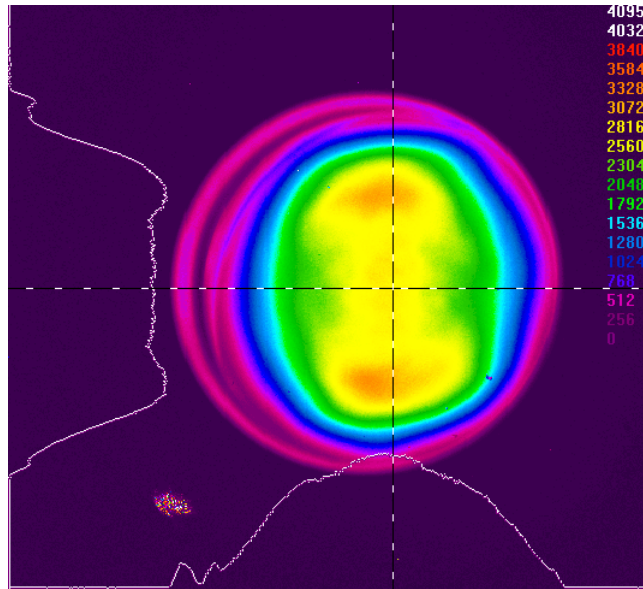


Figure 2.25 : Imagerie de la zone de gain du cristal C1 pour une énergie de pompe d'environ 90 joules. On observe une baisse de la fluorescence émise sur les flancs de la zone pompée due à une dépopulation significative provoquée par un phénomène de fluorescence amplifiée. Le pourtour du cristal est plongé dans un liquide absorbant d'indice de réfraction proche de 1.75 à 800nm.

2.3.4.3. Résultats obtenus avec le cristal C2

En utilisant un liquide d'indice de réfraction égal à 1.75 à 800 nm dans les mêmes conditions que pour le cristal C1, les énergies de pompe disponibles ne nous ont pas permis d'atteindre le seuil de lasage transverse (figure 2.26). Pour une énergie de pompe de 90 joules, le gain transverse théorique à l'intérieur de ce cristal n'excède pas 500 et alors que la réflectivité à l'interface avec ce liquide d'indice est de l'ordre de 10^{-4} pour des angles d'incidence à l'interface supérieurs à 50° (figure 2.27).

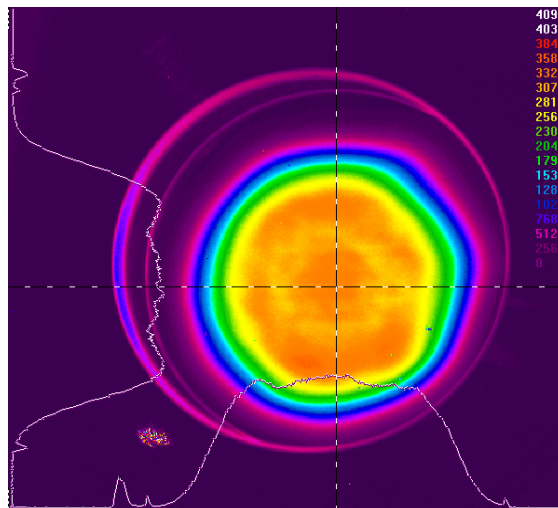


Figure 2.26 : Imagerie de la zone de gain du cristal C2 pour une énergie de pompe d'environ 90 joules et un liquide absorbant d'indice de réfraction égale à 1.75. On n'observe ni lasage transverse, ni super fluorescence.

Le seuil d'apparition du lasage transverse pour ce cristal se situe donc au-delà de 90 joules pour des faisceaux de pompe de ce diamètre, avec ce liquide d'indice et cet absorbant.

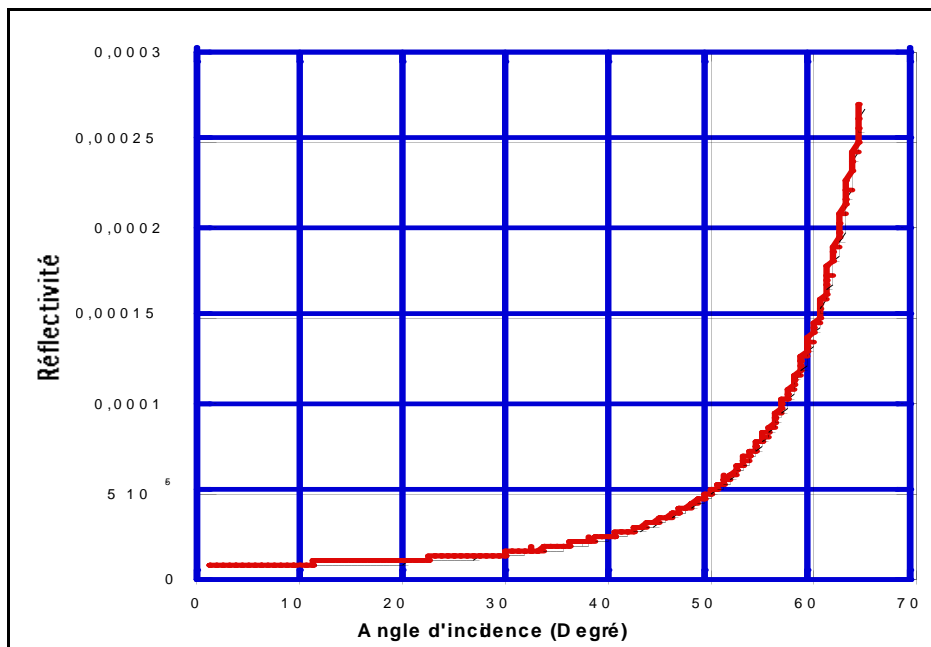


Figure 2.27 : Réflectivité à 800nm pour une lumière non polarisée, en fonction de l'angle d'incidence à l'interface entre le cristal et un milieu d'indice de réfraction $n=1.75$

2.3.4.4. Remarques complémentaires

En utilisant un liquide dont l'indice de réfraction à 800 nm est très proche de l'indice du Ti:Sa ($\Delta n \approx 10^{-2}$) nous avons réussi à pomper les deux cristaux amplificateurs avec une énergie de pompe proche de 90 joules sans observer de lasage transverse. Cependant, dans le cristal C1, plus fortement dopé, le fort gain transverse entraîne l'apparition d'un autre effet parasite de fluorescence amplifiée qui limite, mais de façon plus homogène que le lasage transverse, l'énergie qu'il est possible de stocker au sein du milieu amplificateur.

Un résultat surprenant est que le seuil d'apparition dans l'air du lasage transverse est plus élevé pour le cristal C1 que pour le cristal C2, et que cette tendance s'inverse à haute énergie lorsque l'on fait circuler un liquide absorbant de haut indice de réfraction à la périphérie du cristal. D'après les observations faites sur les pseudo-cavités à l'origine du lasage transverse, les pertes induites par réflexions sur les bords sont identiques d'un cristal à l'autre, quel que soit son environnement, ce qui implique que le seuil d'apparition du lasage transverse devrait être, à absorption constante, toujours plus élevé dans un cristal moins fortement dopé. On peut expliquer ceci par un simple calcul, qui met en évidence l'importance du FOM (absorption parasite à 800 nm) et de la longueur du cristal sur le seuil d'apparition du lasage transverse.

Prenons 2 cristaux, C'_1 et C'_2 , pompés de manière similaire et ayant une absorption à la longueur d'onde de pompe identique. On suppose donc que seules l'épaisseur et la transmission à 800 nm (FOM) varient d'un cristal à l'autre. Le cristal C'_1 présente une transmission intégrée égale à T_1 sur le chemin optique d'une pseudo-cavité responsable du lasage transverse et que le cristal C'_2 présente une transmission sur le même chemin optique égale à T_2 . Les épaisseurs respectives de ces deux cristaux sont notées l_1 et l_2 (si l_1 et l_2 sont différentes, le dopage varie alors d'un cristal à l'autre). La réflectivité à la périphérie, notée R , est supposée identique pour les deux cristaux.

Le gain transverse au seuil d'apparition du lasage transverse dans l'air se situe pour le cristal C'_1 autour de $\frac{1}{RT_1}$ et autour de $\frac{1}{RT_2}$ pour le cristal C'_2 . Ces gains transverses, que l'on note respectivement G_1 et G_2 , correspondent aux énergies de pompe au seuil d'apparition du phénomène que nous nommerons E_1 et E_2 . Les conditions de pompage étant identiques par

ailleurs, on obtient au seuil d'apparition du lasage transverse, à partir de l'équation 2.10, le couple d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_1 = \exp \frac{C E_1}{l_1} \\ G_2 = \exp \frac{C E_2}{l_2} \\ C = \frac{-4 \sigma_e \mu_c \lambda_p \ln(1 - A^{\lambda_p})}{\pi h c D_p} \end{array} \right. \quad (2.13)$$

où A^{λ_p} est l'absorption du cristal à la longueur d'onde de pompe des cristaux C_1 et C_2 et D_p le diamètre des faisceaux de pompe. σ_e , h , c et μ_c sont respectivement la section efficace d'amplification à 800 nm, la constante de Planck, la vitesse de la lumière dans le vide et le rendement de couplage.

A partir de ce couple d'équations, on obtient facilement le rapport des énergies de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{l_1 \log(RT_1)}{l_2 \log(RT_2)} \quad (2.14)$$

De manière plus générale, T_1 et T_2 peuvent être remplacés par l'ensemble des pertes introduites sur le chemin optique des pseudo-cavités (diffusion à la périphérie, défauts du cristal ...). Lorsque l'on introduit des pertes à la réflexion aux interfaces ($R \rightarrow 0$), ce qui est le cas lors que l'on fait une adaptation d'indice, le terme $\frac{\log(RT_1)}{\log(RT_2)}$ tend vers 1.

Ainsi, l'augmentation des pertes à l'interface diminue les influences respectives de la transmission à 800 nm et de la diffusion à la périphérie du cristal sur le seuil d'apparition du lasage transverse. Cette propriété explique que le seuil expérimental d'apparition du lasage transverse puisse être plus important dans l'air pour le cristal C_1 , court et très absorbant à 800 nm, que pour le cristal C_2 , plus long mais moins absorbant, mais que cette tendance s'inverse lorsque l'on introduit des pertes par réflexions ($R \rightarrow 0$).

2.4. Augmentation du seuil d'apparition du lasage transverse par injection du faisceau infrarouge en cours de pompage

Une technique complémentaire à l'utilisation du liquide absorbant pour augmenter le seuil d'apparition du lasage transverse consiste à injecter le faisceau infrarouge dans le cristal avant la fin du pompage, dans le but d'extraire progressivement l'énergie stockée tout en maintenant le gain transverse dans une gamme de valeur raisonnable [28].

La durée du pompage des amplificateurs très haute énergie est généralement supérieure au temps de propagation du faisceau entre 2 passages au sein de l'amplificateur multi passages ; le pompage dure généralement de 20 ns à 100 ns alors que le temps de propagation entre deux passages, 2 mètres environ, est d'environ 6 ns. Il est donc possible d'amplifier l'impulsion infrarouge au cours du pompage et de limiter ainsi les gains transverses et longitudinaux au sein du cristal en transférant à l'impulsion infrarouge une partie de l'énergie stockée dans le cristal. En ajustant convenablement les synchronisations entre l'injection du faisceau infrarouge dans le dernier amplificateur et les différentes impulsions de pompe, il est possible de maintenir les gains transverses et longitudinaux à l'intérieur du cristal en dessous de la valeur critique qui provoque l'apparition de phénomènes parasites.

Dans le cas particulier de notre amplificateur, les impulsions de pompe ont une durée d'environ 30 ns à mi-hauteur ce qui donne une durée totale de pompage de l'ordre de 60 ns. Le temps mis par l'impulsion pour se propager entre 2 passages au travers du cristal amplificateur est de l'ordre de 7.5 ns (2,25 mètres), soit une durée totale de 22 ns pour réaliser les 4 passages nécessaires à l'amplification. En injectant le faisceau infrarouge 22 ns avant la fin du pompage le gain transverse à l'intérieur du cristal peut être limité sans diminution notable du rendement d'amplification. La figure 2.28 donne la variation du gain transverse au sein du cristal C1 pompé par 100 joules d'énergie, en injectant ou non l'impulsion infrarouge avant la fin du pompage.

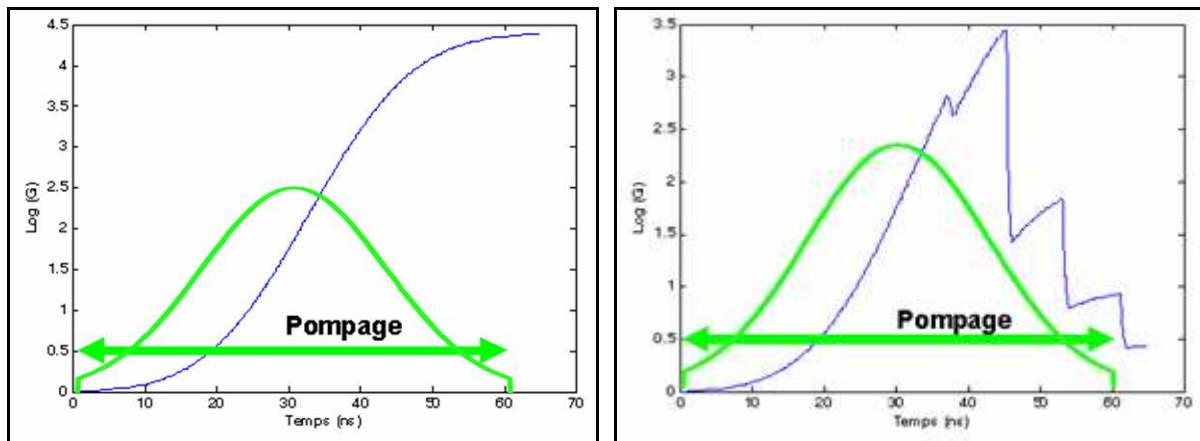


Figure 2.28 : Simulation de l'évolution du gain transverse en fonction du temps. Le cristal C1 est pompé de chaque côté à 527 nm par des impulsions de 25 joules de 30 ns à mi-hauteur. Le pompage s'effectue sur une durée totale d'environ 60 ns. Gauche : courbe d'évolution du gain, l'injection du faisceau IR est effectuée en fin de pompage. Droite : un faisceau de 2 joules et de 55 mm de diamètre est injecté 24 ns avant la fin du pompage, provoquant la chute d'un ordre de grandeur du gain transverse maximal atteint pendant le pompage.

Cette technique a été utilisée pour l'amplification dans chacun des 2 cristaux. Les résultats de cette technique d'amplification sont reportés dans les paragraphes suivants. Une étude théorique plus approfondie sera présentée dans le chapitre 3, à l'aide de simulations numériques. On a cependant noté que cette technique est d'autant plus efficace que l'énergie infrarouge injectée est importante, saturant en effet plus efficacement plus efficacement l'amplification au sein du cristal.

3. Amplification à forte énergie

A la suite des travaux menés sur l'homogénéisation des faisceaux de pompe du dernier étage d'amplification et sur le dispositif de suppression du lasage transverse, nous avons réalisé plusieurs expériences d'amplification dans le but d'atteindre une énergie de 40 joules en sortie du dernier étage d'amplification, tel qu'il est décrit dans le chapitre 1.

Nous avons successivement réalisé ces expériences d'amplification avec les cristaux C1 et C2. Avec le cristal C2, plus faiblement dopé que le cristal C1, nous avons atteint une énergie de 39 joules en sortie du dernier étage d'amplification, en utilisant une énergie de pompe de 90 joules, ce qui traduit un rendement d'extraction de 41 %.

Ces expériences ont été réalisées alors que les lasers de pompe étaient encore en cours de mise au point. Plusieurs problèmes techniques, aujourd'hui résolus, ne nous ont pas permis d'effectuer l'amplification avec la totalité des 100 joules d'énergie de pompe et d'atteindre une énergie supérieure à 40 joules en sortie de dernier étage.

1.1. Amplification dans le cristal C1

Les premières expériences d'amplification ont été effectuées avec le cristal C1 dans les conditions décrites ci-dessous :

- Le cristal est pompé de chaque côté par 3 faisceaux pour une énergie de pompe totale maximale de 76 joules. Chaque faisceau de pompe a été homogénéisé par le système optique décrit au chapitre 3, composé d'une matrice de microlentilles et d'une lentille de champ. La durée des impulsions de pompe est de 30 ns à mi-hauteur et le diamètre de la zone pompée, qui correspond à la zone de recouvrement des faisceaux de pompe, est de l'ordre de 70 mm à $1/e^2$ avec un profil spatial assimilable à une supergaussienne d'ordre 5.

- Le cristal est maintenu par la monture présentée à la figure 3.17, dans laquelle circule une solution composée de HITCI dissout dans du diiodométhane pur (CH_2I_2). La transmission de cette solution sur 5 mm est inférieure à 10^{-5} à 800 nm et son indice de réfraction à cette longueur d'onde est de l'ordre de 1.72.

- L'impulsion infrarouge, de profil spatial "flat top" et de 52 mm de diamètre, réalise 4 passages au sein du cristal dans l'amplificateur multi-passages, avec un temps de propagation entre 2 passages estimé à 7.5 ns. Tous les faisceaux de pompe sont synchronisés à moins d'une nanoseconde par l'utilisation d'un boîtier de synchronisation (pas de réglage de 250 ps) et contrôlé avec une photodiode rapide.

En injectant le faisceau infrarouge dès la fin du pompage, nous avons obtenu en sortie d'amplificateur une énergie maximale de 27 joules. Cette énergie a été augmentée d'environ 10 % en injectant le faisceau 40 ns après le début du pompage, selon la méthode présentée au paragraphe 2.4 de ce chapitre. Dans ces conditions, nous avons mesuré; sur 14 tirs à 0.1 Hz, la stabilité en énergie et obtenu une énergie moyenne de 30 joules (figure 2.29). Le profil spatial de l'impulsion amplifiée, présenté à la figure 2.29, montre des modulations verticales très prononcées, que nous attribuons aux défauts de phase du cristal C1, dont l'interférogramme est présenté sur la figure 2.34.

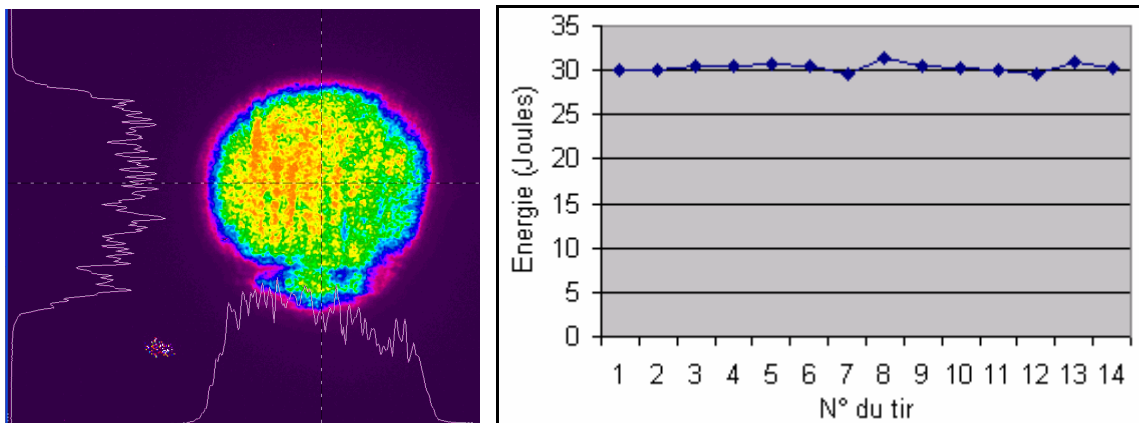


Figure 2.29 : Gauche : profil spatial en champ proche du faisceau amplifié dans le cristal C1. L'image est obtenue à l'aide d'une caméra CCD 12 bits et d'un objectif de 50mm. Droite : stabilité en énergie enregistrée tir à tir à la cadence de 0.1 Hz; les fluctuations sont inférieures à 3% RMS.

Les mesures du spectre du faisceau infrarouge en différents endroits de la chaîne laser mettent en évidence un fort rétrécissement par le gain dans les premiers étages d'amplification. Le spectre en sortie de l'amplificateur est magnifié du côté des grandes longueurs d'onde à cause de la forte saturation du gain (figure 2.30).

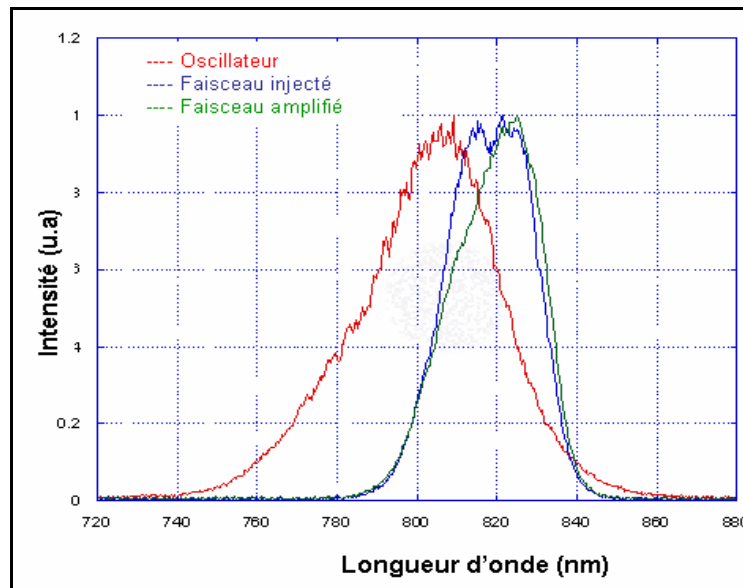


Figure 2.30: Spectres du faisceau infrarouge en sortie d'oscillateur (Rouge), à l'entrée (Bleu) et à la sortie (Vert) du dernier amplificateur de puissance. Le spectre est fortement rétréci et décalé vers les grandes longueurs d'onde par les différentes étapes d'amplification.

1.2. Amplification dans le cristal C2

Lors des premières expériences d'amplification avec le cristal C1, nous n'avions pas de liquide d'indice de réfraction supérieur à 1.72 à 800 nm, ce qui a limité les résultats d'amplification obtenus avec ce cristal à cause du lasage parasite transverse. Pour obtenir une énergie infrarouge maximale en sortie de dernier étage, nous avons fait le choix d'utiliser le cristal C2 avec un liquide d'indice plus performant. Ces expériences d'amplification ont été effectuées dans les conditions expérimentales décrites ci-dessous :

- Le cristal est pompé de chaque côté par 4 faisceaux avec une énergie de pompe totale de 90 joules. Les conditions de pompage du cristal C2 sont identiques à celle du cristal C1, présentées au paragraphe précédent.

- Le cristal est tenu par la monture présentée à la figure 2.21 et dans laquelle circule une solution composée de HITCI dissout dans un dérivé du diiodométhane (M_1780, Cargile, USA). La transmission de cette solution sur 5mm est inférieure à 10^{-5} à 800 nm et son indice de réfraction à cette longueur d'onde est égal à $n=1.75$.

Avec une énergie injectée de l'ordre de 1.8 joules, nous avons obtenu une énergie amplifiée maximale de 39 J à la cadence de 0.1 Hz. L'impulsion infrarouge présente un profil spatial "flat top", d'un diamètre approximatif de 55 mm. Nous avons dû injecter cette impulsion 15 ns avant la fin du pompage pour optimiser l'énergie en sortie d'amplificateur, ce qui montre bien que même pour une énergie de pompe située en dessous de l'énergie au seuil d'apparition du lasage transverse, l'amplification de la fluorescence peut engendrer suffisamment de pertes pour diminuer le rendement d'amplification.

Nous avons mesuré des fluctuations d'énergie après amplification inférieures à 4% RMS sur 50 tirs consécutifs avec une énergie de pompe de l'ordre de 80 joules, pour une énergie moyenne du faisceau amplifiée de 35 joules. Le profil spatial après amplification, présenté sur la figure 2.31, montre également des modulations spatiales sans doute attribuables aux défauts de phase du cristal présentés sur l'interférogramme de la figure 2.34. Nous n'avons pas mesuré la stabilité tir à tir à 39 joules à cause d'une défaillance technique sur les lasers de pompe avant la mesure, qui nous a obligé de faire la mesure à plus faible énergie.

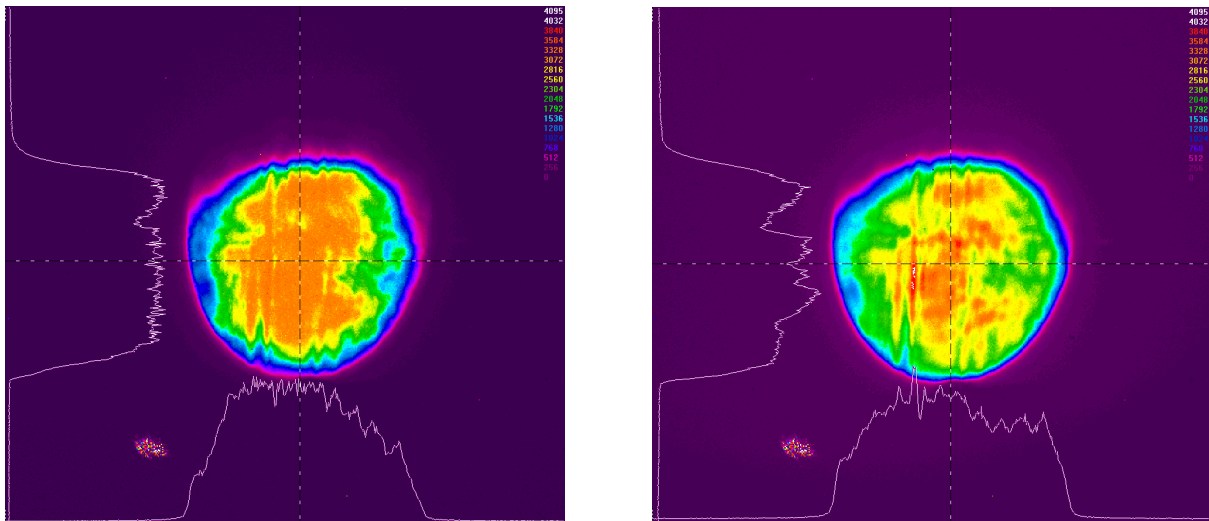


Figure 2.31: Profil spatial du faisceau infrarouge injecté dans le cristal C2. A gauche, profil spatial du faisceau non amplifié en sortie du dernier étage d'amplification. A droite, profil spatial du faisceau après amplification.

Le spectre a été élargi, par rapport aux résultats obtenus avec le cristal C1, en modulant le spectre initial à l'aide du Dazzler jusqu'à une largeur à mi-hauteur proche de 40 nm (figure 2.32) ce qui donne accès à une durée d'impulsion recompressée théorique d'environ 25 fs à 800 nm en considérant une phase plate sur toute la largeur spectrale.

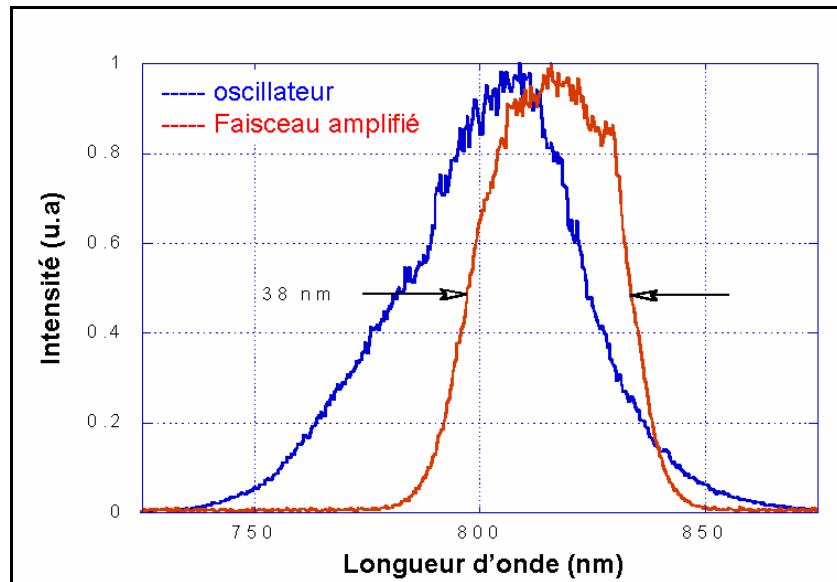


Figure 2.32: Spectre du faisceau IR en sortie d'oscillateur et en sortie du dernier étage d'amplification.

1.3. Discussion sur les résultats expérimentaux

Les différents résultats d'amplification et de caractérisation du lasage transverse ont montré qu'avec une énergie de pompe de 90 joules, il est possible d'obtenir une énergie de 39 joules en sortie du dernier étage d'amplification.

Il serait également possible, en améliorant le recouvrement spatial des faisceaux de pompe avec le faisceau infrarouge, d'augmenter le rendement d'amplification en transférant une partie de l'énergie de pompe perdue, visible sur la figure 2.33, au faisceau infrarouge.

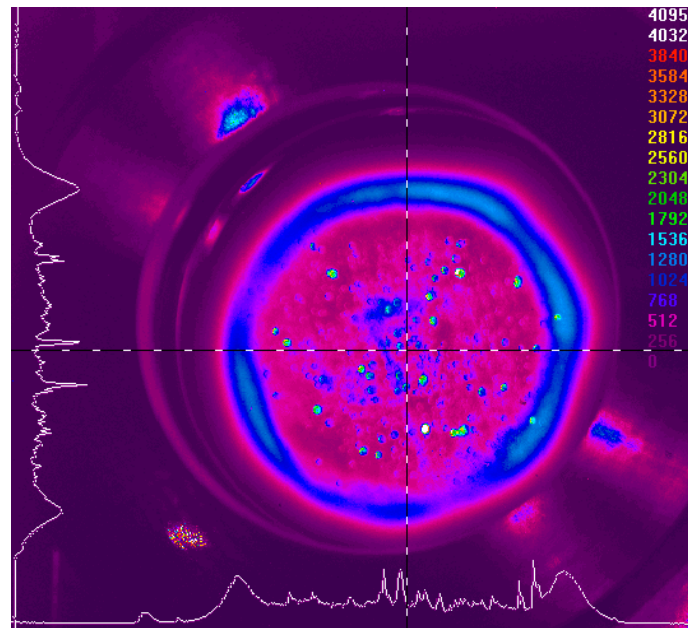


Figure 2.33 : Image de la zone de gain après amplification. On remarque qu'il reste une partie non négligeable de l'énergie de pompe au sein du milieu amplificateur. On peut estimer cette énergie à environ 5 joules à l'aide des simulations présentée au chapitre suivant.

Les taches observées sur le cristal sont provoquées par de très faibles réflexions diffuses du faisceau infrarouge captées par la caméra CCD.

4. Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre qu'il était possible de limiter le lasage transverse de manière efficace en faisant circuler autour du cristal un fluide de haut indice de réfraction, absorbant dans la gamme de longueur d'onde de fluorescence du Ti:Sa.

Dans ces conditions expérimentales, avec 90 % de l'énergie de pompe disponible, nous avons réussi à amplifier avec une très bonne stabilité tir à tir une impulsion infrarouge de moins de 2 joules d'énergie jusqu'à une énergie de 39 joules. Le profil spatiale des faisceaux amplifiés présente de fortes modulations, d'environ 20 % PV, qu'il serait possible d'améliorer en compensant les défaut de phase introduits par la traversé des cristaux, qui présentent en effet des défauts d'homogénéité dans leur maille cristalline. La figure 2.34 présente les interférogrammes des cristaux C1 et C2 en lumière non polarisée.

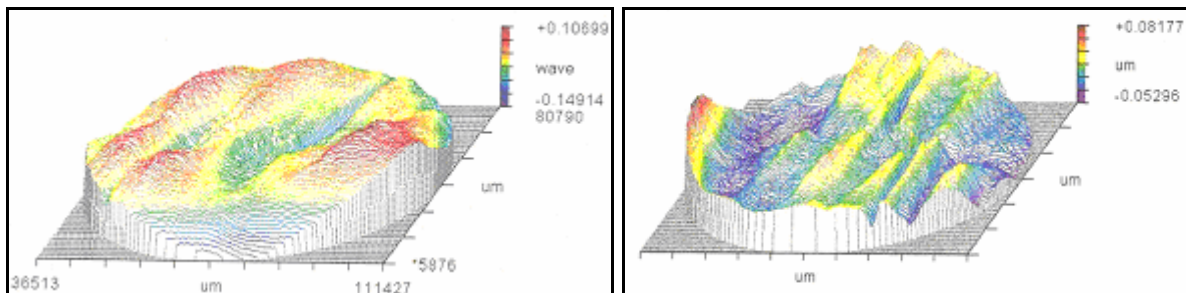


Figure 2.34 : interférogrammes en lumière non polarisée des cristaux 1 et 2 utilisés pour l'amplification (fournis par Crystal Systems (Salem, USA)). A gauche, interférogramme du cristal C1. A droite, interférogramme du cristal C2.

Nous avons ainsi démontré, à travers les résultats en énergie et amplitude spectrale sur l'impulsion amplifiée en sortie de dernier étage d'amplification, qu'il était possible de limiter les phénomènes parasites au sein du milieu amplificateur pour aboutir à une chaîne d'amplification haute cadence de type "petawatt". La puissance crête accessible avec ce laser, P_c , en supposant une efficacité de compression de l'ordre de 65 % et une durée optimale après compression de 25 fs, est de l'ordre de 1 petawatt, comme le montre la relation suivant :

$$P_c = \frac{E}{\tau} \approx \frac{39 \times 0,65}{25} \approx 1 \text{ PW}$$

Chapitre 2 : Réalisation de l'amplification haute énergie. Homogénéisation des faisceaux de pompe et étude du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa

Chapitre 3

Modélisation du lasage transverse dans les cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions

Plan du chapitre :

1. DESCRIPTION DU CODE DE SIMULATION	117
1.1. Maillage et discrétisation temporelle	117
1.1.1. Maillage : discrétisation spatiale	117
1.1.2. Discrétisation temporelle	119
1.2. Transport radiatif : modélisation des faisceaux.....	120
1.2.1. Description des modèles	120
1.2.2. Propagation du rayonnement.....	124
1.2.3. Réflexions aux interfaces du cristal	126
1.3. Modélisation de l'amplification	129
1.3.1. Modélisation de l'absorption.....	130
1.3.2. Modélisation du gain.....	133
1.4. Diagnostics de simulation	134
1.4.1. Représentation graphique de l'inversion de population au sein du cristal	134
1.4.2. Diagnostic temporel de l'émission propre du cristal	135
1.4.3. Visualisation de l'inversion totale de population au sein du cristal	138
1.4.4. Calculs des gains transverses	139
2. VALIDATION EXPERIMENTALE DU CODE DE SIMULATION	141
2.1. Discussion sur les grandeurs physiques utilisées.....	142
2.1.1. Section efficace d'amplification à 800nm et réflectivité périphérique.....	142
2.1.2. Section efficace d'absorption du rayonnement de pompe.....	144
2.2. Seuils de lasage parasite transverse	145
2.2.1. Seuil de lasage parasite transverse pour les cristaux C1 et C2 dans l'air	145
2.2.2. Seuils de lasage transverse pour les cristaux C1 et C2 avec une adaptation d'indice périphérique .	148
2.2.3. Conclusion	152
2.3. Phénomène de fluorescence amplifiée (ASE transverse).....	153
2.4. Amplification du faisceau infrarouge	155
2.4.1. Amplification à haute énergie dans le cristal C1.....	155
2.4.2. Amplification à haute énergie dans le cristal C2.....	158

3. ETUDE PARAMETRIQUE DES PHENOMENES PARASITES DANS LES CRISTAUX DE GRANDES DIMENSIONS.....	160
3.1. Influence de l'épaisseur du cristal sur le seuil de lasage transverse.....	160
3.2. Influence de l'adaptation d'indice sur le seuil de lasage transverse.....	162
3.3. Influence du profil de pompe sur le seuil de lasage transverse	164
3.4. Influence de la durée des impulsions de pompe sur le phénomène de fluorescence amplifiée ou ASE transverse.....	165
3.5. Influence du facteur de mérite (FOM) du cristal de Ti:Sa sur le seuil de lasage transverse	167
4. CONCLUSION	169

Pour définir et guider les expériences menées sur le laser pilote de LASERIX, j'ai développé un programme de simulation numérique permettant de rendre compte de façon quantitative, de l'influence sur le gain, de l'amplification de l'émission spontanée (ASE pour "Amplified Spontaneous Emission") transverse et de l'établissement du lasage transverse dans le volume d'un cristal de Ti:Sa,. Cet outil, réalisé en langage C, est destiné à anticiper sur les orientations techniques nécessaires au dimensionnement d'amplificateurs de très haute puissance, c'est-à-dire supérieure au petawatt, pour lesquels les problèmes liés à l'amplification de l'ASE dans les derniers cristaux amplificateurs sont fondamentaux.

Jusqu'à présent, ni l'émission spontanée amplifiée, ni les réflexions interne au cristal, n'étaient prises en compte par les logiciels de simulations laser. Ce travail a eu donc pour ambition d'assimiler à la fois les travaux faits sur l'amplification haute puissance, à travers l'utilisation du modèle de Frantz and Nodvick [17] mais aussi de rendre possible la simulation des effets liés à l'amplification de l'émission spontanée au sein du cristal. Ce code permet ainsi de simuler l'amplification d'une impulsion laser étirée ainsi que l'évolution de l'inversion de population au sein d'un amplificateur multi-passages, en présence d'émission spontanée amplifiée. Ce code a permis d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus durant ce travail de thèse sur l'amplification haute énergie et sert actuellement au dimensionnement du dernier étage d'amplification d'un laser 25 petawatt dans le cadre du projet ELI (Extreme Light Infrastructure) [29].

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord l'architecture du code de simulation ainsi que les modèles utilisés pour rendre compte des différents phénomènes physiques impliqués dans l'amplification haute énergie au sein de cristaux de grande dimension. Dans une deuxième partie, nous confronterons les résultats des simulations aux résultats expérimentaux obtenus avec l'amplificateur final de la chaîne LASERIX. Nous concluons enfin ce chapitre sur une étude paramétrique de l'influence de certaines grandeurs (Dimensions du cristal, énergie de pompe, FOM ...) sur l'apparition de phénomènes parasites dans les cristaux cylindriques de grandes dimensions.

1. Description du code de simulation

L'objectif de ce travail de simulation a été de concevoir un code permettant de décrire à la fois dans le temps et dans l'espace l'évolution de l'inversion de population au sein d'un cristal cylindrique de Ti:Sa de grande dimension, c'est-à-dire de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres de diamètre. Suivant la précision exigée par l'utilisateur, ce code permet à l'heure actuelle, et sur un ordinateur de puissance moyenne, de fournir un résultat après un temps de calculs allant de 5 minutes à une heure pour les calculs les plus longs, portant par exemple sur des cristaux de 20 cm de diamètre.

Dans cette première partie, nous allons décrire le maillage ainsi que la méthode de modélisation utilisée pour représenter les différents types de rayonnements mis en jeu dans la simulation, ce code de simulation étant assimilable à un code de "lancer de rayons", décrivant dans le temps et dans l'espace l'évolution de l'inversion de population au sein du cristal amplificateur de Ti:Sa. Nous concluons cette partie sur les modèles utilisés pour l'émission, l'amplification et l'absorption de ces rayonnements.

1.1. Maillage et discrétisation temporelle

1.1.1. Maillage : discrétisation spatiale

La simulation est basée sur la représentation tridimensionnelle, à chaque instant, de l'inversion de population au sein du cristal de Ti:Sa. Pour rendre compte de la variation de la densité d'ions excités dans le temps et dans l'espace, nous avons réalisé un maillage du cristal suivant un repère orthonormé dont l'axe x correspond à l'axe optique du cristal (axe de polarisation du laser) et l'axe z correspond à l'axe de propagation des faisceaux laser de pompe et du faisceau injecté (figure 3.1).

Pour décrire ce maillage, nous utilisons une matrice de dimension 3, que nous appellerons B , dont les éléments $B^{x,y,z}$ représentent la population d'ions excités dans un volume élémentaire $dx dy dz$ situé au point de coordonnées (x,y,z) .

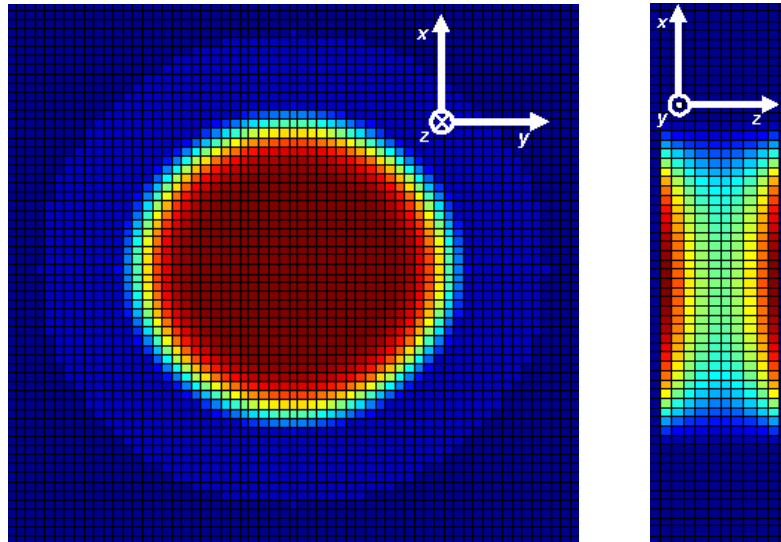


Figure 3.1 : Représentation graphique de la matrice B , donnant à un instant t , quelconque, la distribution volumique d'ions excités dans le cristal. Gauche : projection sur le plan (x, y) (Coupe transverse du cristal). Droite : projection sur le plan (z, x) (coupe longitudinale).

La résolution spatiale pour chaque simulation est définie par l'utilisateur. Elle est donnée par l'élément de longueur dl servant à échantillonner le cristal dans sa longueur. La longueur élémentaire $dl=dx=dy=dz$ est donnée par :

$$dl = \frac{L}{\text{resolution}} \quad (3.1)$$

où L est l'épaisseur du cristal modélisé et "resolution" est un paramètre sans dimension choisi par l'utilisateur. Ce paramètre influe considérablement sur le temps de calcul ; il est donc nécessaire de trouver à chaque simulation un bon compromis entre la résolution spatiale et le temps nécessaire pour simuler le phénomène.

Cette matrice modélise donc un espace en 3 dimensions pour lequel chaque jeu d'indices (x, y, z) représente une cellule élémentaire du cristal de volume dl^3 , située aux coordonnées entières (x, y, z) . A partir de cette matrice, dont une représentation graphique est donnée sur la figure 3.1, une simple équation sur les coordonnées permet de modéliser le cristal suivant le plan (x, y) :

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \leq \frac{R_c}{dl} \quad (3.2)$$

où (x_0, y_0) sont les coordonnées du centre du cristal dans le plan (x, y) et R_c le rayon du cristal.

1.1.2. Discrétisation temporelle

La population d'ions excités au sein du cristal varie dans le temps en fonction des phénomènes physiques mis en jeu (pompage du cristal, émission spontanée, propagation, amplification du faisceau infrarouge...). Pour représenter cette évolution des populations, les éléments $B^{x,y,z}$ de la matrice donnant la population d'ions excités dans chaque cellule élémentaire du cristal sont recalculés à chaque pas de temps de la simulation.

Le pas de temps que nous avons choisi pour caractériser ces évolutions correspond au temps nécessaire à un paquet de photon pour se propager du centre d'une cellule élémentaire du cristal au centre d'une cellule voisine suivant l'un des axes x, y, z . Pour cela, on fait l'approximation que l'indice de réfraction du Ti:Sa est constant et égal à 1.76, dans toutes les directions de propagation et quelle que soit la polarisation de l'onde lumineuse considérée. Le pas de temps, dt , est alors donné par l'expression (3.3) :

$$dt = \frac{1.76 \times dl}{c} \quad (3.3)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Le nombre total d'itérations temporelles est défini par l'utilisateur en fonction de la fenêtre temporelle durant laquelle il souhaite observer les différents processus à l'intérieur du cristal.

1.2. Transport radiatif : modélisation des faisceaux

1.2.1. Description des modèles

1.2.1.1. Modélisation des faisceaux de pompe

Les faisceaux de pompe sont modélisés à l'aide de vecteurs à 11 éléments représentant chacun un faisceau élémentaire de section transverse dl^2 et de durée dt . Ces faisceaux élémentaires sont utilisés pour décomposer chacun des faisceaux de pompe dans le temps et l'espace à l'échelle de chaque cellule du cristal.

Dans le cas le plus général, les 11 composantes de chacun de ces vecteurs correspondent aux coordonnées de départ (x_0, y_0, z_0) du faisceau au temps t_0 , à la direction et au sens de propagation, au nombre de photons transportés à la longueur d'onde de pompe (les faisceaux de pompe sont considérés comme parfaitement monochromatiques), aux coordonnées (x, y, z) à l'instant t considéré et au nombre d'itérations temporelles pendant lequel ce faisceau élémentaire s'est propagé dans le cristal.

Dans notre cas, on considère que les faisceaux de pompe se propagent colinéairement à l'axe z , avec la possibilité de modéliser plusieurs faisceaux de pompe indépendants, se propageant dans les deux sens à travers le cristal. La distribution spatiale de l'énergie est donnée par une fonction supergaussienne dont l'ordre est fixé par l'utilisateur. Les profils temporels des impulsions de pompe sont donnés par des fonctions gaussiennes de durées à mi-hauteur ajustables.

1.2.1.2. Modélisation du faisceau infrarouge injecté :

Le faisceau injecté est modélisé selon le même principe que l'ensemble des faisceaux de pompe. A chaque pas de temps, un nombre de faisceaux élémentaires dépendant de la résolution spatiale, est généré pour modéliser une des tranches temporelles du faisceau infrarouge, comme représenté sur la figure 3.2.

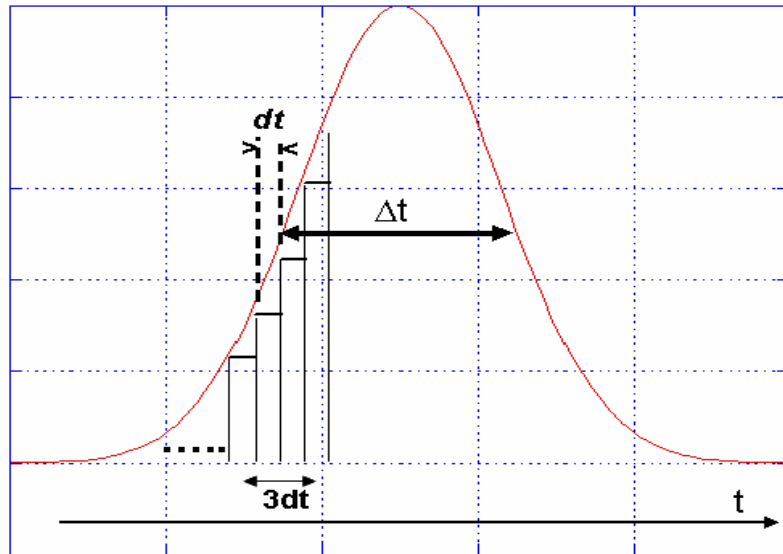


Figure 3.2 : Décomposition temporelle de l'impulsion injectée de durée Δt à mi-hauteur en fonction du pas de temps dt .

On définit le profil temporel de l'impulsion, qui est celui d'une impulsion étirée temporellement, à partir du profil spectral choisi par l'utilisateur. Par conséquent, le profil temporel de l'impulsion sera une réplique dans le temps du profil spectral $I(\lambda)$. La figure 3.2 donne le profil temporel d'une impulsion chirpée dont le spectre est de forme gaussienne. Le code permet de modéliser des spectres gaussiens et supergaussiens et il est également possible de simuler des modulations dans le spectre, comme celui représenté sur la figure 3.3.

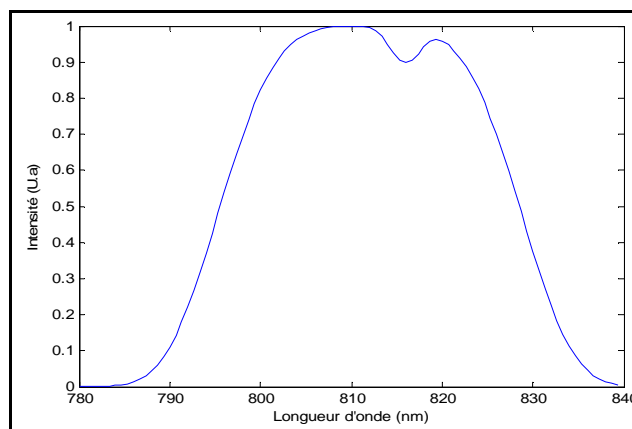


Figure 3.3 : Exemple de profil spectral pouvant être modélisé. Dans ce cas, nous avons choisi de modéliser un spectre supergaussien (ordre 2) de 30 nm de largeur à mi-hauteur, centré à 810nm avec un trou d'environ 10% à 815nm.

Dans ce code, nous faisons l'approximation que le faisceau est étiré temporellement selon une loi linéaire, et l'on attribue à chaque faisceau élémentaire une longueur d'onde qui dépend du temps t auquel il a été émis par rapport au temps t_0 d'émission du premier faisceau élémentaire. Le nombre de photons transportés par chaque faisceau élémentaire "monochromatique" est donné par le profil spectral de l'impulsion.

On peut déduire de la durée à mi-hauteur et de la largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion infrarouge la longueur d'onde centrale de chaque tranche temporelle de l'impulsion, avec une résolution spectrale qui est directement reliée à la discrétisation temporelle.

Prenons l'exemple d'une simulation modélisant la propagation d'une impulsion chirpée de 500 ps (Δt) à mi-hauteur et de profil spectral gaussien de largeur à mi-hauteur, $\Delta\lambda$, de 30 nm, dans un cristal de 3cm de long. Pour une résolution spatiale fixée à 10 par l'utilisateur et d'après les équations (3.1) et (3.3), on a $dl=0.3$ cm et $dt=17.6$ ps. Ainsi, la résolution spectrale de cette impulsion est donnée par :

$$\partial\lambda = \frac{dt \times \Delta\lambda}{\Delta t} \approx 1 \text{ nm} \quad (3.4)$$

1.2.1.3. Emission spontanée (fluorescence)

L'émission spontanée est anisotrope ; elle est modélisée à chaque pas de temps, par l'émission, depuis chaque cellule élémentaire du maillage du cristal, d'un certain nombre de vecteurs modélisant l'émission spontanée dans des directions aléatoires de l'espace. Cette méthode d'émission aléatoire présente l'avantage de ne favoriser à priori aucune direction particulière de propagation. Le nombre de photons v_f émis à chaque itération temporelle par une cellule située aux coordonnées (x, y, z) dans une direction aléatoire est donné par le couple d'équation :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_f = \frac{B^{x,y,z} \times dt}{\tilde{f}(\theta) N \tau} f(\theta) \\ f(\theta) = \frac{\cos^2(\theta)}{\eta} + \sin^2(\theta) \end{array} \right. \quad (3.5)$$

où τ est la durée de vie de l'état excité, $f(\theta)$ la fonction d'émissivité, $\tilde{f}(\theta)$ la valeur moyenne de cette fonction, N le nombre de vecteurs émis pendant une itération temporelle, $\left(\eta = \frac{G_\pi}{G_\sigma}\right)$ le "facteur d'anisotropie" et θ l'angle entre le vecteur directeur et l'axe optique du cristal.

Le modèle de McCumber [7] donne une décomposition de la fonction d'émissivité $f(\theta)$ suivant chacun des axes x, y, z :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_x(\theta) = \frac{\eta \sin^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta) + \eta \sin^2(\theta)} \\ f_y(\theta) = \frac{\sin^2(\psi) + \cos^2(\psi) \cos^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta) + \eta \sin^2(\theta)} \\ f_z(\theta) = \frac{\cos^2(\psi) + \sin^2(\psi) \cos^2(\theta)}{1 + \cos^2(\theta) + \eta \sin^2(\theta)} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

D'après le choix des axes (x, y, z) par rapport aux axes cristallographiques du cristal, un photon émis suivant les directions y et z est polarisé soit π soit σ , avec une probabilité η fois supérieure d'être polarisé suivant l'axe cristallographique du cristal, et un photon émis suivant l'axe x est polarisé σ .

Ainsi, à partir des équations (3.5) et (3.6) et du spectre de fluorescence du Ti:Sa, il est possible de déterminer le nombre, et la polarisation du champ associé, de paquets de photons émis dans une direction particulière de l'espace. Les couples d'angles (θ, ψ) sont calculés simplement à partir de la direction de propagation. Pour l'amplitude du spectre d'émission de la fluorescence, nous nous sommes limités au domaine spectral [700 nm-950 nm].

1.2.2. Propagation du rayonnement

A chaque itération temporelle le traitement de la propagation de chaque faisceau élémentaire à travers le maillage du cristal est effectué de la manière suivante : à partir des coordonnées de départ on ajoute n fois le vecteur directeur, n étant le nombre d'itérations temporelles depuis l'émission du faisceau. A partir de ce jeu de valeurs non entières, on détermine le jeu de coordonnées entières (x, y, z) matérialisant le centre de la cellule élémentaire dans laquelle se trouve ce faisceau élémentaire à l'instant $t_0 + n\Delta t$. On suppose donc que chaque faisceau élémentaire est indépendant de son voisin, et qu'il n'existe donc aucune relation de cohérence entre les faisceaux élémentaires. Ce traitement est identique pour les trois rayonnements considérés que sont le faisceau d'excitation (pompe), le faisceau amplifié et la fluorescence du cristal.

Cette méthode permet de propager les faisceaux élémentaires suivant n'importe quelle direction sans cumuler d'erreur due à la discrétisation spatiale, comme illustré sur la figure 3.4.

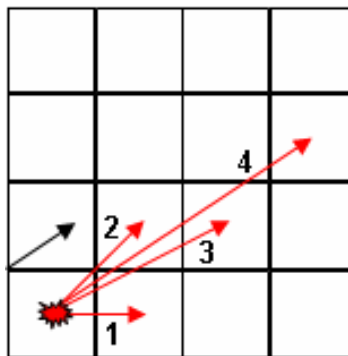


Figure 5.4 : En noir : sens et direction d'émission du faisceau élémentaire. En rouge, le chemin réellement parcouru par le faisceau élémentaire au sein du maillage à l'issue de 1, 2, 3 ou 4 itérations temporelles. Calculer la nouvelle position à partir de la position initiale permet de reproduire une propagation effective rectiligne et converger vers la direction de propagation initiale.

1.2.2.1. Propagation des faisceaux de pompes

Les "faisceaux élémentaires" modélisant les faisceaux de pompe sont générés à la surface du cristal au temps t_0 défini par l'utilisateur. Ils se propagent suivant l'axe z en déposant de l'énergie dans chaque cellule représentée par les éléments de la matrice $B^{x,y,z}$. Une fois sortis du cristal, ces faisceaux élémentaires ne sont pas réinjectés dans le cristal.

En considérant un cristal d'épaisseur quelconque et un faisceau de pompe de diamètre Φ_p , le nombre de vecteurs p générés à chaque pas de temps est donné par la relation suivante :

$$p \approx \frac{\pi \left(\frac{\Phi_p}{2} \right)^2}{dl^2} \quad (3.7)$$

Par exemple, pour une résolution de 10, avec $l=3$ cm et $\Phi_p=7$ cm, on a $dl=3$ mm et $p \approx 430$.

1.2.2.2. Propagation du faisceau infrarouge dans le cristal

Les faisceaux élémentaires modélisant le faisceau infrarouge sont générés, à la surface du cristal, avec un retard ajustable par rapport au temps t_0 d'émission des faisceaux de pompe, et se propagent suivant l'axe z . Lorsque ces faisceaux élémentaires atteignent la face de sortie du cristal, l'information contenue dans chacun des vecteurs est stockée en mémoire pour prendre en compte d'autres passages éventuels à travers le cristal.

Les pertes par réflexions parasites sur les faces du cristal et les coefficients de réflexion des miroirs de l'amplification multi-passages, de même que le délai avant réinjection dans le cristal dû à la longueur de chaque bras, sont pris en compte.

1.2.2.3. Propagation de la fluorescence

Les faisceaux élémentaires modélisant la fluorescence se propagent dans toutes les directions de l'espace. A chaque itération temporelle le faisceau parcourt une distance proche de dl , suivant le procédé décrit au paragraphe 1.2.2. La figure 3.5 représente le parcours d'un faisceau élémentaire se propageant au sein du cristal amplificateur à partir d'une cellule quelconque, dans une direction et un sens de propagation aléatoires.

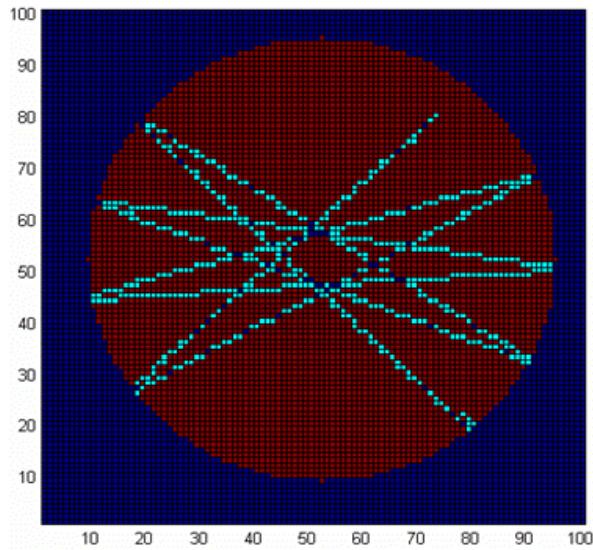


Figure 3.5 : Représentation du maillage selon le plan (x, y) dans lequel se propage un seul faisceau élémentaire de fluorescence généré de façon aléatoire.

1.2.3. Réflexions aux interfaces du cristal

La réflexion des faisceaux élémentaires de fluorescence est assez complexe à mettre en œuvre puisque le rayonnement doit conserver ses propriétés de polarisation pendant sa propagation et après chaque réflexion.

La réflexion est régie par les équations de Fresnel, appliquées à chacune des 3 composantes k_x, k_y, k_z du vecteur d'onde du faisceau élémentaire se propageant dans le repère orthonormé définissant le maillage du cristal.

1.2.3.1. Réflexions sur les faces du cristal

Pour une réflexion sur une des faces du cristal, le vecteur d'onde du faisceau élémentaire réfléchi $k_{x,y,z}^r$ est calculé à partir de l'angle d'incidence i et des composantes $k_{x,y,z}^i$ du vecteur d'onde incident :

$$\left\{ \begin{array}{l} i = \arccos(k_z^i) \\ k_x^r = k_x^i \\ k_y^r = k_y^i \\ k_z^r = -k_z^i \end{array} \right. \quad (3.8)$$

La loi de conservation des propriétés de polarisation du faisceau élémentaire à la réflexion est donnée par les équations de Fresnel à partir du calcul de l'angle de réfraction r donné par la loi de Snell-Descartes à partir de l'angle d'incidence (i) et des indices de réfraction du Ti:Sa (n_1) et du milieu extérieur (n_2) :

$$r = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(i)\right) \quad (3.9)$$

Dans notre cas, c'est le traitement anti-reflet et non les lois de Fresnel qui détermine la réflectivité pour chacune des composantes de polarisation du faisceau élémentaire incident. Nous avons considéré une réflectivité égale pour chacune des composantes de la polarisation du faisceau incident. Ces réflectivités sont données par la figure 2.8. Pour des angles d'incidence supérieurs à 36° , la réflexion est totale pour chacune des composantes.

1.2.3.2. Réflexion sur la tranche du cristal

Il n'y a pas de traitement anti-réfléchissant à la périphérie du cristal. Dans ce cas, les équations de Fresnel s'appliquent et le traitement numérique doit en tenir compte pour déterminer la polarisation.

La réflexion à la périphérie, quelle que soit la direction et le sens de propagation du faisceau élémentaire, conserve la composante k_z du vecteur directeur. Les composantes (k_x, k_y) du vecteur directeur réfléchi sont alors données par les équations suivantes :

$$\begin{cases} k'_y = k_y + b \\ k'_x = k_x + a \end{cases} \quad (3.10)$$

où a et b sont les composantes suivant les axes x et y du vecteur de dimension 2 et de norme telle que le produit scalaire des vecteurs modélisant les rayonnements incident et réfléchi soit égal à $1/2$. La direction de ce vecteur de composantes a et b est donc une droite passant par l'axe du cristal cylindrique et le point où a lieu la réflexion (figure 3.6).

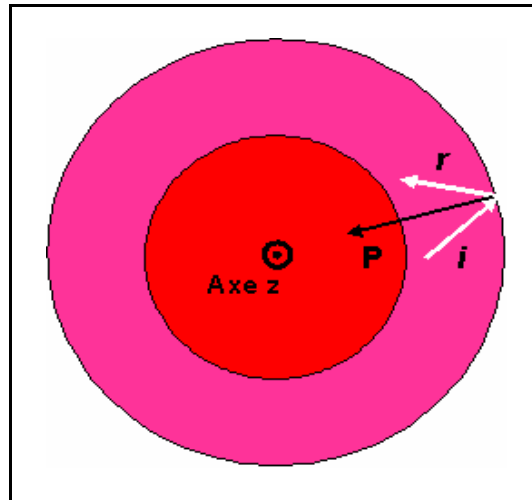


Figure 3.6 : Représentation d'une réflexion sur la tranche du cristal. i et r sont les vecteurs incident et réfléchi et P est un vecteur passant par l'axe de révolution du cristal tel que $i + P = r$

Les coefficients de réflexion de chacune des composantes de polarisation du faisceau élémentaire incident sont calculés à partir des équations de Fresnel :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{//} = \frac{\tan^2(i - r)}{\tan^2(i + r)} \\ R_{\perp} = \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)} \end{array} \right. \quad (3.11)$$

Pour décomposer chacune des 3 composantes du vecteur "polarisation" suivant les plans parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence, on les projette sur un vecteur unitaire perpendiculaire au plan d'incidence, calculé à partir du produit vectoriel des vecteurs d'onde des faisceaux incident et réfléchi.

1.3. Modélisation de l'amplification

Pour modéliser l'évolution de la densité d'ions excités au sein du cristal amplificateur, il n'est pas nécessaire de résoudre les équations d'état d'un système à 4 niveaux. Le modèle utilisé ici pour l'amplification est un modèle simplifié à 2 niveaux, représenté à la figure 3.7. Seule l'évolution de l'état excité $|2\rangle$ est prise en compte, suivant que l'ion $[Ti^{3+}]$ est excité ($|2\rangle$) ou non ($|0\rangle$).

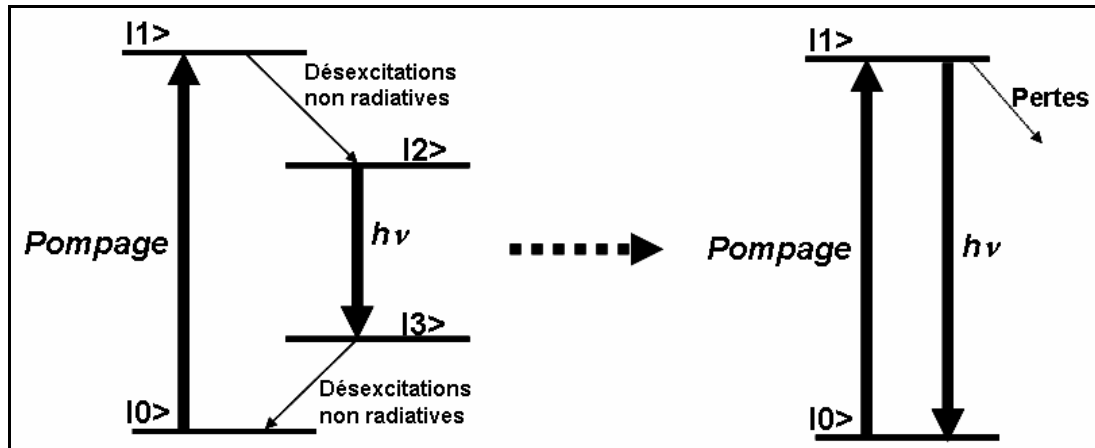


Figure 3.7 : Schéma des transitions électroniques induites dans le processus d'excitation laser du Ti:Sa. Gauche, représentation d'un système laser 4 niveaux. A droite, représentation simplifiée du système utilisé dans le code. Les pertes dues aux transitions non radiatives sont incorporées au modèle d'absorption des faisceaux de pompe.

Ce modèle est réaliste car les désexcitations non-radiatives vers le niveau laser supérieur et vers le niveau fondamental sont très rapides par rapport au pas de temps de la simulation. La connaissance de l'énergie stockée à l'intérieur de chaque cellule élémentaire du maillage suffit, avec les faisceaux élémentaires servant au transport de l'énergie, à rendre compte de l'évolution des populations.

Les pertes non radiatives sont prises en compte à travers le rendement de couplage, qui correspond à une diminution de l'énergie de pompe du cristal. Le rendement quantique est pris en compte par l'énergie des photons mis en jeu, photons de pompe d'une part, photons d'émission spontanée ou stimulée d'autre part.

La population d'ions excités contenue dans chaque cellule élémentaire est donnée par les éléments $B^{x,y,z}$ de la matrice B. La concentration en ions $[Ti^{3+}]$ (dopage en cm^{-3}) dans le cristal est calculée à partir de la valeur théorique de la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et de l'absorption mesurée pour le cristal considéré :

$$[Ti^{3+}] = \frac{-\log(1-A)}{\sigma_a l} \quad (3.12)$$

où l est la longueur du cristal, A l'absorption à la longueur d'onde de pompe mesurée pour un cristal donné et σ_a la section efficace d'absorption du Ti:Sa à cette longueur d'onde.

1.3.1. Modélisation de l'absorption

Le code de simulation prend en compte deux phénomènes d'absorption. Le premier est l'absorption résonnante à la longueur d'onde de pompe, phénomène qui crée l'inversion de population. Le second est l'absorption parasite de l'émission spontanée amplifiée et du faisceau injecté autour de 800 nm, dû à la présence d'ions Ti^{4+} au sein du cristal. Elle est matérialisée par le facteur de mérite (FOM).

1.3.1.1. Absorption résonnante à 527nm

L'excitation du cristal de Ti:Sa correspond à l'absorption des photons de pompe par les ions Ti^{3+} présents dans le cristal. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.1.1 de ce chapitre, les faisceaux de pompe sont modélisés par des faisceaux élémentaires qui, à la traversée d'une cellule élémentaire du cristal, cèdent une partie de l'énergie qu'ils transportent. Cette énergie, représentée par un nombre de photons, est cédée aux éléments $B^{x,y,z}$ de la matrice représentant le maillage du cristal. L'effet de saturation de l'absorption est naturellement pris en compte par le calcul à chaque instant du nombre d'ions Ti^{3+} excités par rapport à la concentration en ions Ti^{3+} . Le nombre N_{abs} de photons absorbés, portant un ion Ti^{3+} dans un état excité, par la cellule élémentaire dans laquelle se situe le faisceau élémentaire au temps t est donné par l'expression suivante :

$$N_{abs} = N_i \left[1 - \exp \left[-\sigma_a \times \left([Ti^{3+}] - \frac{B^{x,y,z}}{dl^3} \right) \times dl \right] \right] \times \eta_c \quad (3.13)$$

où N_i est le nombre de photons incidents, (x,y,z) sont les coordonnées de la cellule traversée par le faisceau élémentaire et η_c est le rendement de couplage représentant la perte d'énergie au sein de la cellule par transitions non radiatives.

Le résultat de la modélisation du pompage est représenté à la figure 3.8, à travers les profils de gain au sein de cristaux pompés par des impulsions ayant un profil d'intensité gaussien ou supergaussien.

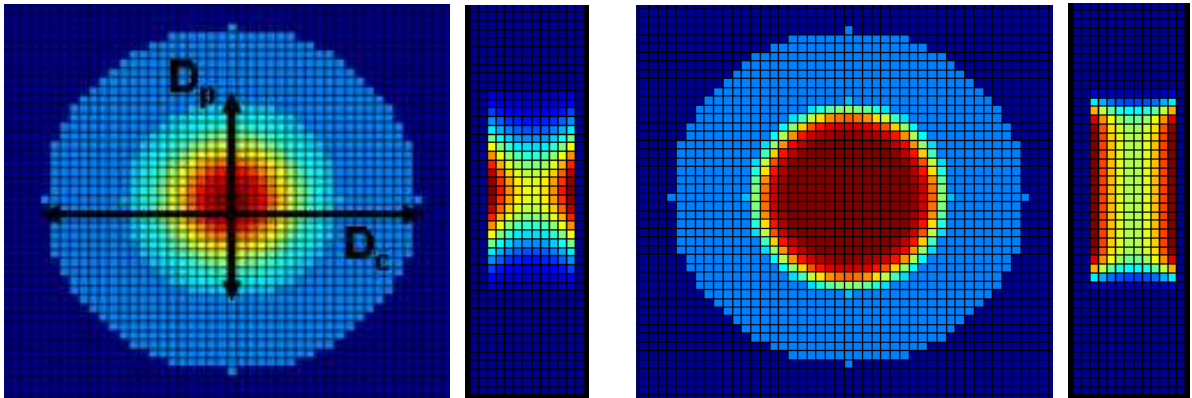


Figure 3.8 : Représentation du cristal décrit par la matrice B , qui modélise le profil d'inversion de population à l'intérieur du cristal. Gauche : cristal pompé sur chaque face par une impulsion ayant un profil transverse gaussien. Droite : représentation pour un pompage supergaussien. D_p et D_c sont respectivement le diamètre des faisceaux de pompe à $1/e^2$ et le diamètre du cristal.

Le profil transverse de pompe est défini par le diamètre à $1/e^2$ du faisceau (D_p) et l'ordre de la supergaussienne à partir de laquelle on calcule le profil spatial transverse. On représente sur la figure 3.9 les profils spatiaux transverses correspondant à différents ordres de cette supergaussienne.

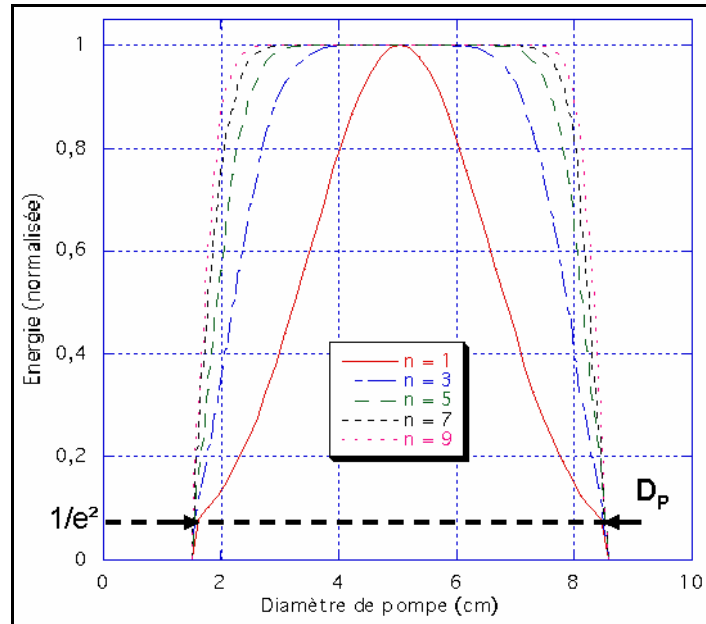


Figure 3.9 : Profils de gain transverses pour un cristal pompé par des faisceaux dont l'ordre n du profil supergaussien augmente. Le diamètre de pompe à $1/e^2$ est constant et indépendant du profil spatial choisi pour les impulsions de pompe.

Le diamètre à $1/e^2$ traduit la zone d'éclairage effectif du cristal, l'énergie déposée étant considérée comme nulle en dehors. Cette approximation est d'autant meilleure que l'ordre n de la supergaussienne est élevé.

1.3.1.2. Absorption parasite à 800nm

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les cristaux de Ti:Sa présentent une bande d'absorption résiduelle dans la gamme de longueur d'onde de la fluorescence. Cette absorption est prise en compte par le facteur de mérite (FOM), qui est utilisé pour quantifier la qualité du dopage d'un cristal de Ti:Sa, cette absorption résiduelle étant provoquée par la présence d'ions Ti^{4+} au sein de la maille cristalline.

Chaque faisceau élémentaire dont la longueur d'onde se situe dans la gamme de longueur d'onde d'absorption du phénomène d'absorption parasite [700 nm - 1 μ m] perd une partie de l'énergie qu'il transporte à la traversée de chaque cellule élémentaire. En l'absence d'émission stimulée, le nombre de photons N_f transmis, après traversée d'une cellule élémentaire du cristal, est donné par l'expression suivante :

$$N_f = N_i \times \exp\left(\frac{-\sigma_a [Ti^{3+}]}{FOM} dl\right) \quad (3.14)$$

où N_i est le nombre de photons incidents sur la cellule élémentaire.

1.3.2. Modélisation du gain

1.3.2.1. Amplification de l'émission spontanée

Pour limiter le temps de calcul, on utilise deux modèles pour simuler l'amplification de la fluorescence à la traversée d'une cellule du cristal, le choix du modèle pour chaque faisceau élémentaire étant motivé par l'énergie transportée par ce faisceau. On calcule la fluence de chacun de ces faisceaux élémentaires à partir du nombre de photons transportés sur la section du faisceau, qui est égale à dl^2 .

Pour une fluence très inférieure à la fluence de saturation en amplification du Ti:Sa, le nombre de photons N_f^λ après amplification à la longueur d'onde λ est donné par l'expression suivante :

$$N_f^\lambda = N_i^\lambda \times \exp\left(\frac{B^{x,y,z} \times \sigma_e^\lambda}{dl^3} dl\right) \quad (3.15)$$

Où N_i^λ est le nombre de photons incidents sur la cellule à la longueur d'onde λ et σ_e^λ la section efficace d'émission stimulée à cette longueur d'onde.

Si le nombre de photons transportés par ce faisceau élémentaire, rapporté à la section dl^2 du faisceau, est de l'ordre de grandeur de la fluence de saturation en absorption du Ti:Sa, on utilise alors le modèle de Frantz & Nodvik [17]. Dans ce cas, pour chacune des composantes spectrales, le nombre de photons après amplification devient :

$$N_f^\lambda = \frac{dl^2}{\sigma_e^\lambda} \times \ln \left[1 + \exp\left(\frac{B^{x,y,z} \times \sigma_e^\lambda}{dl^2}\right) \times \left[\exp\left(\frac{N_i^\lambda \times \sigma_e^\lambda}{dl^2}\right) - 1 \right] \right] \quad (3.16)$$

1.3.2.2. Amplification de l'impulsion injectée

L'amplification de l'impulsion infrarouge injectée est également simulée avec le modèle de Frantz & Nodvik. Le modèle diffère de celui utilisé pour l'amplification de l'émission spontanée par l'utilisation d'une section efficace d'amplification dépendant de la longueur d'onde moyenne, λ , du paquet de photons transporté par chaque faisceau élémentaire :

$$N_f^\lambda = \frac{dl^2}{\sigma_e^\lambda} \times \log \left[1 + \exp \left(\frac{B^{x,y,z} \times \sigma_e^\lambda}{dl^2} \right) \times \left[\exp \left(\frac{N_i^\lambda \times \sigma_e^\lambda}{dl^2} \right) - 1 \right] \right] \quad (3.17)$$

1.4. Diagnostics de simulation

Pour visualiser et quantifier les effets parasites simulés à l'aide du code décrit ci-dessus, plusieurs fenêtres de diagnostics ont été mises en place. Nous allons dans cette partie décrire chacun de ses diagnostics, que nous illustrerons à l'aide d'exemples.

Chacun des exemples donnés ci-dessous est réalisé à partir d'une simulation du cristal C1 (voir tableau 2.1, p.72). Sauf mention contraire, l'énergie de pompe est délivrée par 4 impulsions de 16 joules, soit une énergie totale de pompe de 64 joules répartie sur les deux faces du cristal. Ces impulsions ont un profil temporel gaussien d'environ 30 ns à mi-hauteur soit une durée totale de pompage d'environ 60ns. Le profil spatial en énergie de ces impulsions est décrit par une supergaussienne d'ordre 5 de diamètre $\phi_p = 7$ cm à $1/e^2$ (Cf. figures 3.8 et figure 3.9). L'indice extérieur à la périphérie du cristal est pris égal à 1.72.

1.4.1. Représentation graphique de l'inversion de population au sein du cristal

L'inversion de population est recalculée à chaque pas de temps de la simulation à partir des effets combinés de l'émission spontanée, de l'émission stimulée et de l'absorption des faisceaux de pompe. La connaissance de l'inversion de population au sein du cristal permet d'obtenir une cartographie du gain en 3 dimensions après chaque incrémentation temporelle. Cette carte gain est ensuite projetée suivant les plans (x, y) ou (x, z) à un instant t , défini par l'utilisateur, ce qui permet de la comparer directement aux mesures de fluorescence décrites au chapitre 2 (figures 2.15, 2.17, 2.25, 2.26, 2.33).

La figure 3.10 donne un exemple de cette représentation, que nous utiliserons plus loin pour confronter le modèle aux résultats expérimentaux.

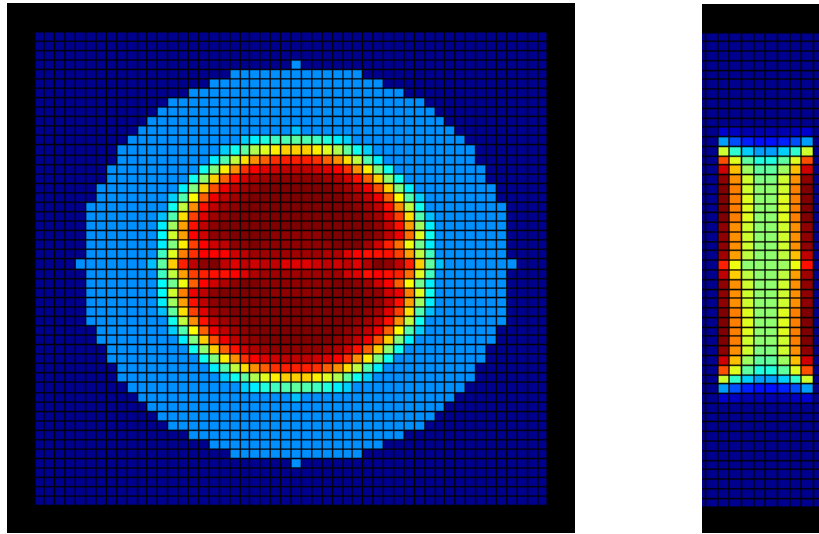


Figure 3.10 : Visualisation du profil de gain suivant les coupes transverse et longitudinale du cristal en présence de lasage transverse. Le laser transverse est caractérisé par une déplétion au centre de la zone de gain.

Ce diagnostic permet de caractériser au cours du temps, en fonction des paramètres de simulation, le profil de gain en volume et d'observer ainsi l'apparition des phénomènes parasites de lasage transverse et de fluorescence transverse amplifiée.

1.4.2. Diagnostic temporel de l'émission propre du cristal

Le nombre total de photons de fluorescence transmis à chaque réflexion aux interfaces du cristal est calculé à chaque pas de temps. Ce diagnostic permet de simuler l'évolution temporelle du rayonnement transmis aux interfaces du cristal et donne l'équivalent d'une mesure dynamique effectuée par une photodiode orientée vers la périphérie du cristal (figure 3.11).

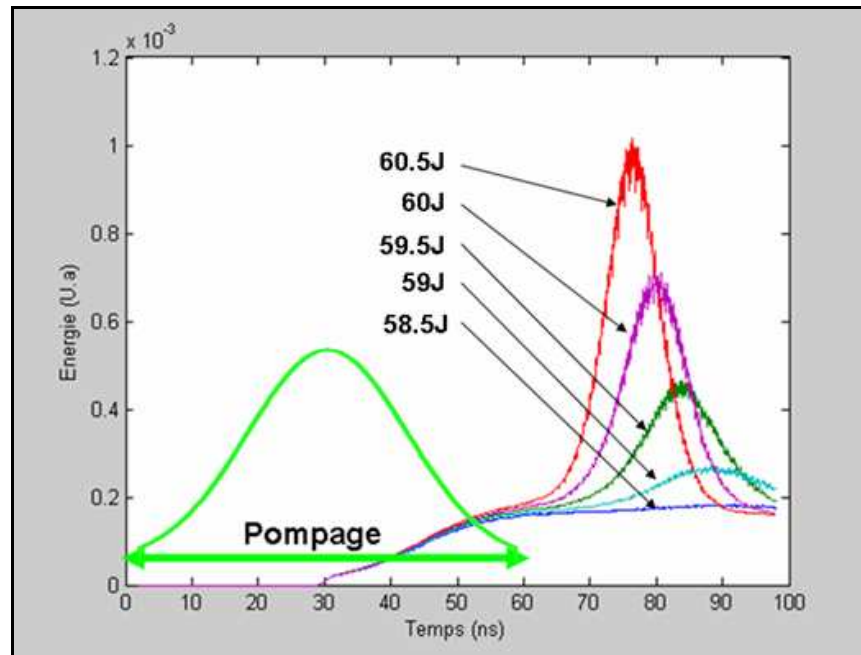


Figure 3.11 : Simulation de l'évolution de l'énergie totale émise par fluorescence amplifiée en fonction du temps. Le pompage démarre à $t=1$ ns et se prolonge sur une durée totale de 60 ns environ. Cette figure illustre le pic de fluorescence provoqué par l'apparition du phénomène de lasage transverse ainsi que l'influence de l'énergie de pompe sur ce pic. Ces différentes simulations ont été faites dans les conditions précisées en début de ce paragraphe, pour une adaptation d'indice de 1.72 à la périphérie du cristal. On remarque que pour énergie de pompe supérieure à 58 joules, il apparaît un phénomène parasite d'autant plus intense que l'énergie de pompe augmente.

Ce type de simulation permet de caractériser l'apparition du lasage transverse au seuil d'apparition du phénomène, ce qui n'est pas toujours possible avec le précédent diagnostic, dont la dynamique est beaucoup plus faible.

Nous considérerons, dans toute la suite de ce chapitre, que le seuil d'apparition du phénomène de lasage transverse correspond à l'énergie de pompe nécessaire à l'apparition d'une impulsion parasite moins de 5 ns après la fin du pompage, comme représenté sur la figure 3.11 de gauche, ce qui correspond dans ce cas à une énergie comprise entre 60J et 60.5 J.

Il est également possible, à partir de ce diagnostic, de rendre compte de l'effet de l'évolution du gain transverse sur la durée de vie du niveau excité. Pour des énergies de pompe très importantes les gains transverses et longitudinaux atteignent des valeurs très supérieures à l'unité, ce qui a pour conséquence d'augmenter le phénomène naturel de déplétion du gain par émission de fluorescence. Dans des conditions normales, le temps de vie du gain à l'intérieur du cristal est de l'ordre de $3.15 \mu\text{s}$. Si l'amplification transverse de la fluorescence émise dans le volume du cristal est augmentée, le temps de vie diminue. La figure 3.12 donne pour le cristal C1, pour un diamètre de pompe constant, l'évolution du temps de vie de l'état excité avec l'énergie de pompe.

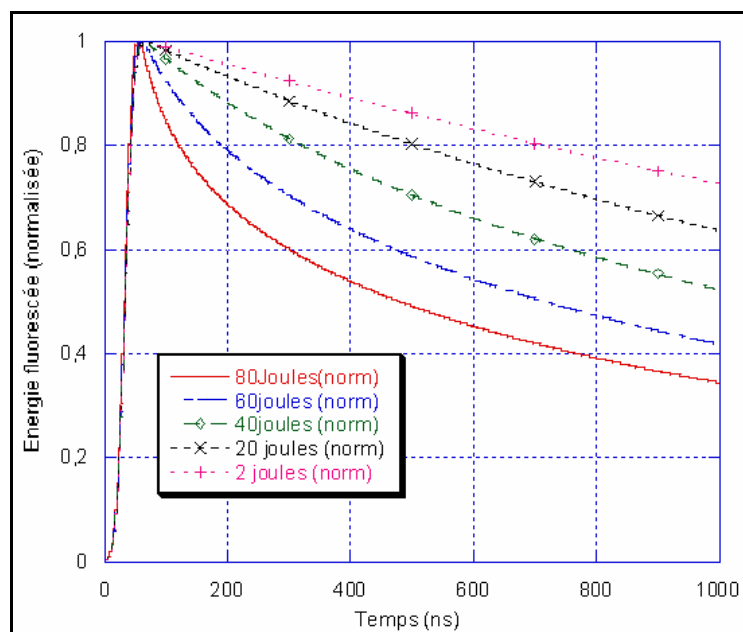


Figure 3.12 : simulation de l'évolution du temps de démission d'un cristal de Ti:Sa en fonction de la fluence de pompe. Le cristal fait 2cm d'épaisseur, il est pompé par deux impulsions "flat top" de 5cm de diamètre, de 30ns de durée à mi-hauteur. La fluence de pompe varie donc de 50 mJ.cm^{-2} à 2 J.cm^{-2} . Les réflexions aux interfaces sont ignorées pour supprimer tout comportement lié au lasage transverse.

La figure 3.12 illustre la variation de la durée de vie du niveau excité en fonction de la fluence de pompe dans le cristal C1. A faible fluence et à température ambiante, la durée de vie du niveau excité est de $3.15 \mu\text{s}$. Pour une fluence de pompe de 2 J.cm^{-2} , pour des impulsions de pompe flat-top de 5 cm de diamètre à $1/e^2$, la durée de vie du niveau excité n'est plus que d'une centaine de nanosecondes.

1.4.3. Visualisation de l'inversion totale de population au sein du cristal

De la même façon que l'évolution dans le temps des éléments $B^{x,y,z}(t)$ permet de caractériser l'évolution des profils de gain dans le volume du cristal, elle permet également de rendre compte de l'évolution de la population totale d'ions excités au sein du cristal. Cette population, qui correspond à l'énergie totale E stockée au sein du cristal, est donnée par la relation suivante :

$$E = \sum_{x,y,z} h\nu_e B^{x,y,z}$$

où ν_e est la fréquence moyenne des photons émis par émission spontanée au sein du cristal de saphir dopé titane, à 800nm ($\nu_e = \frac{c}{\lambda_e}$).

La figure 3.13 donne l'évolution au cours du temps de la population totale d'ions excités au sein du cristal dans les conditions décrites en début de cette partie.

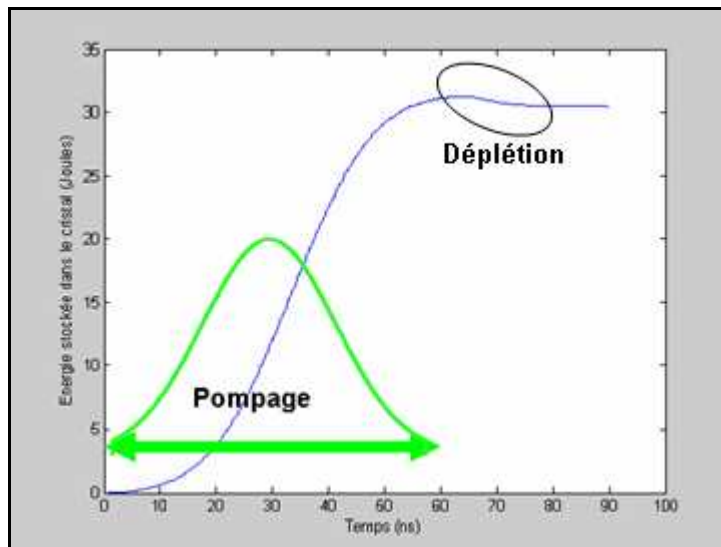


Figure 3.13 : Simulation de l'évolution temporelle de l'inversion totale de population au sein du cristal. L'énergie stockée est exprimée en joules. On remarque une diminution de l'énergie stockée au sein du cristal quelques ns après la fin du pompage, due à l'apparition du lasage parasite transverse au sein du cristal.

Ce diagnostic permet de caractériser l'évolution de l'énergie disponible pour l'amplification en fonction des paramètres de l'amplificateur. Il permet de mettre en évidence ainsi que de caractériser précisément l'énergie perdue par le processus d'émission de fluorescence amplifiée, ce qui n'est pas possible à partir des autres diagnostics mis en place.

1.4.4. Calculs des gains transverses

L'évolution au cours du temps de la population d'ions excités dans le cristal au cours du temps permet également de caractériser l'évolution du gain transverse suivant différente géométrie de cavité au sein du cristal. On calcule le gain transverse dans le plan passant par le centre du cristal perpendiculaire à l'axe optique et pour deux trajets optiques différents: d'une part pour un faisceau se propageant à la surface du cristal, c'est-à-dire dans la première tranche d'épaisseur dl et d'autre part pour un faisceau se propageant suivant le parcours représenté sur la figure 2.9. La figure 3.14 montre un exemple de ce calcul, pris dans les conditions décrites en début de cette partie.

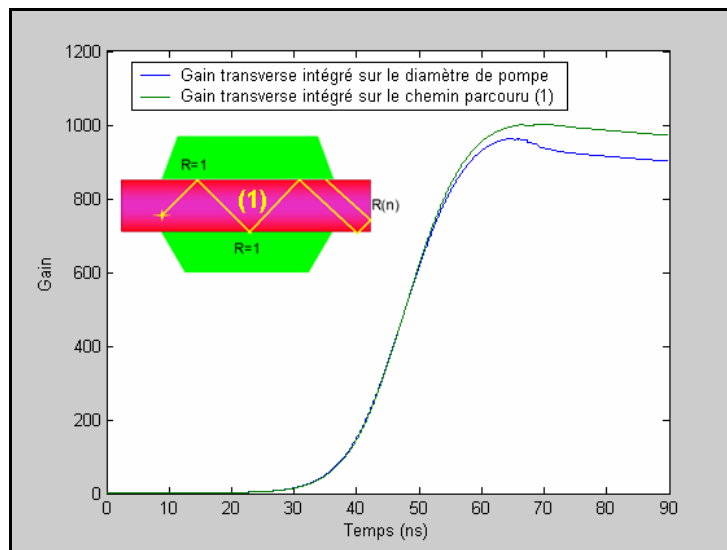


Figure 3.14 : Simulation de l'évolution des gains transverses au cours du temps dans un cristal de 100mm de diamètre pompé avec une énergie de 64 joules répartie sur les 2 faces du cristal. Courbe verte : gain intégré sur le parcours représenté sur la figure (1). Les angles d'incidence sur les interfaces sont de 45° . Courbe bleue : le gain intégré suivant la section pompée à la surface du cristal où l'absorption est la plus importante. On remarque ainsi que le gain transverse chute de manière plus importante à cause du lasage parasite transverse, parce que la déplétion du gain est plus importante à proximité des faces du cristal où l'inversion de population est la plus forte.

Ce diagnostic permet de calculer le gain transverse maximum au sein du cristal pour des profils de pompe supergaussiens, tout en prenant en compte la saturation de l'absorption, la température (pertes non radiatives) et les caractéristiques physiques du cristal (absorption, épaisseur, FOM, ...). C'est ces calculs précis des gains transverses et longitudinaux qui permettent de prédire de manière qualitative quelles stratégies adopter pour la suppression des phénomènes parasites.

2. Validation expérimentale du code de simulation

L'objectif de cette partie est de valider les résultats obtenus à l'aide de ce code, en confrontant successivement les seuils d'apparition du lasage transverse, les profils de gains ainsi que les mesures d'amplifications présentées dans le chapitre 2 aux résultats issus du calcul numérique.

Dans toute cette partie la température de travail est fixée à $T=293$ K, le rendement de couplage (η_c) et la durée de vie radiative (τ) à cette température étant pris respectivement égaux à 0.81 et à $3.15 \mu s$. Les profils des faisceaux de pompe correspondent à un ajustement numérique des profils transverses réels homogènes présentés dans le chapitre précédent. Ces profils spatiaux sont assimilables à des supergaussiennes d'ordre 5 dont le diamètre est égal à 7 cm à $1/e^2$ (figure 3.15)

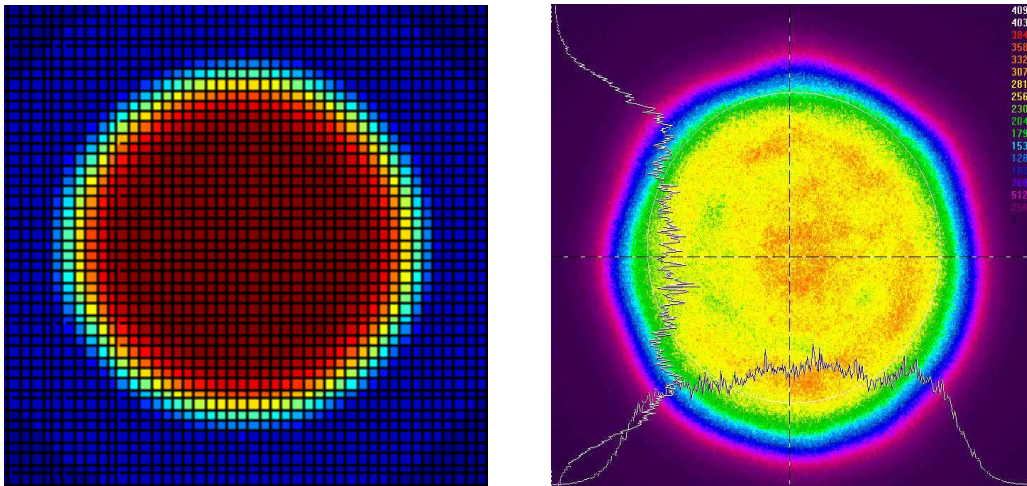


Figure 3.15 : profil de gain au sein du cristal après pompage. A gauche, le profil simulé. A droite, le profil de gain expérimental mesuré à l'aide d'une caméra CCD 12 bit.

Ce code est pour l'instant destiné à simuler l'amplification d'une impulsion infrarouge ainsi que les effets de l'amplification transverse de la fluorescence dans des amplificateurs pour lesquels la puissance moyenne de pompe est suffisamment faible pour ne pas générer d'effet thermique important au sein du cristal. Dans ce cadre, nous supposons donc que la température reste constante et uniforme dans tout le volume du cristal. Cette approximation est assez bonne dans le cadre des résultats expérimentaux obtenus pendant ce travail puisque nous n'avons observé aucune différence sur les seuils en travaillant en monocoup ou à 0.1 Hz.

2.1. Discussion sur les grandeurs physiques utilisées

2.1.1. Section efficace d'amplification à 800nm et réflectivité périphérique

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les valeurs théoriques ou expérimentales de la section efficace d'amplification du Ti:Sa données par la littérature présentent une grande disparité, cette valeur étant comprise entre 2.5×10^{-19} et 4.5×10^{-19} cm².

Du fait de la sensibilité des résultats des simulations vis-à-vis de cette grandeur, en particulier pour la caractérisation du gain transverse, qui varie exponentiellement avec la section efficace d'amplification et le gain longitudinal, nous avons essayé de déterminer plus précisément cette donnée en croisant les résultats de simulations aux résultats expérimentaux obtenus sur les seuils d'apparition du lasage transverse dans les cristaux C1 et C2.

Dans le code de simulation, une seconde grandeur est mal connue : le coefficient de réflexion spéculaire (R) à la périphérie du cristal, qui n'est pas polie optiquement. L'état de surface à l'interface entre les bords du cristal et le cristal induit une diffusion qui varie localement et qu'il est très difficile de quantifier expérimentalement. Pour chacun des deux cristaux, et à partir des valeurs d'énergie de pompe obtenues expérimentalement au seuil d'apparition du lasage transverse, nous avons calculé les couples (σ_e, R) pour lesquels apparaît le lasage transverse (figure 3.16).

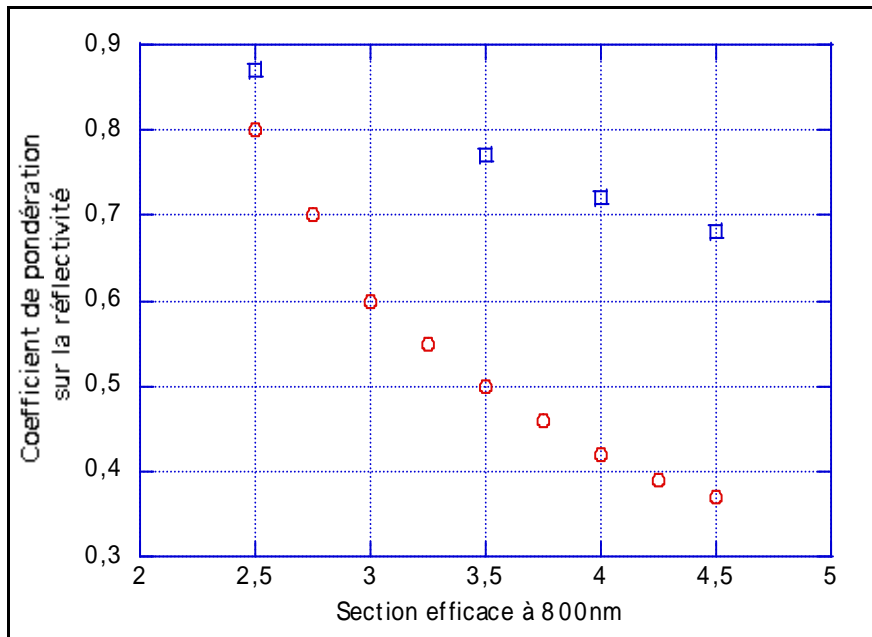


Figure 3.16 : Courbes représentant les couples (σ_e, R) obtenus par le code de simulation pour lesquels apparaît le lasage transverse. Les cercles représentent les données obtenues à partir du cristal C1 ($E_p=9.8$ joules) et les carrés les données obtenues à partir du cristal C2 ($E_p=6.8$ joules).

Ces calculs auraient dû nous permettre de déduire la valeur la plus appropriée de la section efficace d'amplification et de réflectivité par comparaison avec les seuils mesurés expérimentalement, le FOM étant aussi pris en compte pour chacun des deux cristaux. Cependant, nous n'avons pas réussi à obtenir un couple (σ_e, R) commun aux deux cristaux et pour lequel les résultats issus de la simulation et les résultats expérimentaux correspondent. Ceci peut s'expliquer par des états de surface périphériques différents, donc des coefficients de réflexion différents, pour chacun des deux cristaux, et par une inhomogénéité en volume de l'absorption parasite qui n'est pas prise en compte par le code. Les deux cristaux présentant un état de surface périphérique similaire, de faible qualité optique mais peu diffusant, nous avons négligé les phénomènes de diffusion locale. Ceux-ci peuvent cependant avoir un effet significatif en cas de mauvaise adaptation d'indice.

Ne pouvant déterminer avec certitude la valeur de la section efficace d'amplification, nous avons fait le choix de prendre pour toutes les simulations une valeur moyenne, supérieure à la valeur couramment utilisée dans plusieurs publications ($3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$) de manière pour ne pas sous évaluer les effets parasite, de $\sigma_e = 3.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-2}$.

2.1.2. Section efficace d'absorption du rayonnement de pompe

La section efficace d'absorption à $\lambda=527 \text{ nm}$ (σ_p) par l'ion Ti^{3+} dans la maille du cristal de saphir, présente, tout comme la section efficace d'amplification, des valeurs assez disparates dans les différentes publications sur le sujet.

Les calculs de gain transverse pour des valeurs de σ_p variant de $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ à $8 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ donnent cependant des résultats très proches les uns des autres. Ces résultats s'illustrent très bien, comme le montre la figure 3.17, en calculant le profil d'inversion de population dans le plan perpendiculaire à l'axe optique au sein d'un cristal pompé sur ces deux faces avec une fluence de pompe très faible, de l'ordre de 0.3 joules/cm^2 , qui est la fluence de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse dans les cristaux C1 et C2.

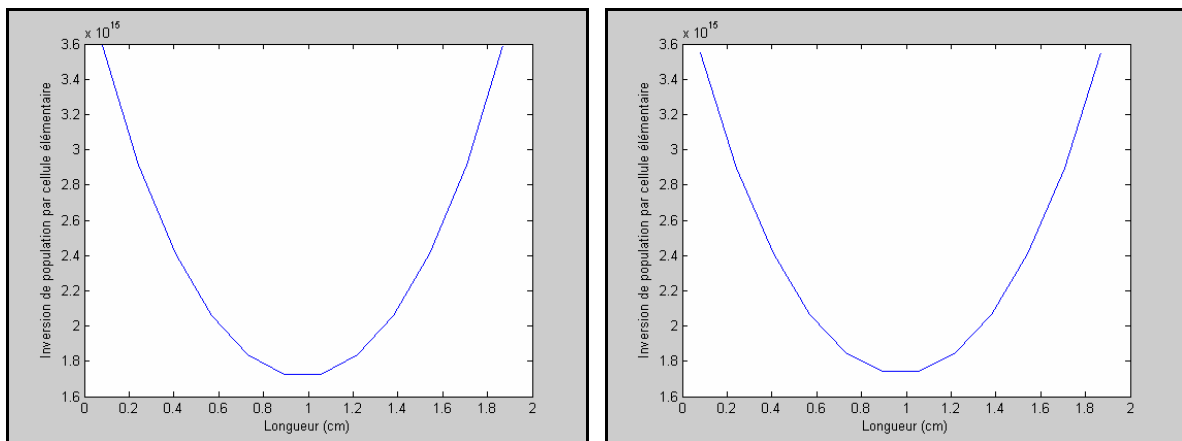


Figure 3.17 : profils de gain longitudinal (inversion de population) suivant l'axe de révolution du cristal pour un cristal d'une longueur de 1.95 cm. A gauche, profil de gain longitudinal pour une section efficace d'absorption de $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. A droite, profil de gain longitudinal pour une section efficace d'absorption de $8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. On remarque une très faible différence, insuffisante cependant pour influencer les calculs de lasage transverse.

Pour le cristal C1, pompé avec une énergie totale de 60 joules répartie sur ses deux faces distribuée spatialement suivant une supergaussienne d'ordre 5 dont le diamètre est de 7cm à $1/e^2$, le gain transverse calculé suivant une géométrie de cavité telle que celle de la figure 3.5 varie de moins de 5 % pour des valeurs de σ_p variant de $2 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$ à $8 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$. Nous considérons donc dans toute la suite de ce chapitre que $\sigma_p = 5.3 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$, valeur tirée de l'article de Moulton [3].

2.2. Seuils de lasage parasite transverse

Dans cette partie, nous allons comparer les énergies de pompe expérimentales et simulées au seuil d'apparition du lasage transverse dans les cristaux C1 et C2.

Nous avons vu au paragraphe 2.1.1 que nous ne pouvions prendre en compte la diffusion à la périphérie du cristal car cela nécessiterait à la fois une caractérisation complète de l'état de surface à la périphérie de chaque cristal mais aussi d'être capable d'en simuler correctement les effets, sans alourdir excessivement le code. Nous avons donc fait le choix, dans ce chapitre, de considérer la périphérie des cristaux comme parfaitement polie. Il est important de noter, pour la comparaison des résultats théorique et expérimentaux, que la périphérie est "brute de carottage" et que par conséquent, la surface est globalement très peu diffusante. Nous avons donc calculé, pour chacun des cristaux C1 et C2, les seuils d'apparition du lasage transverse sans prendre en compte les effets de diffusion locale sur les bords du cristal.

2.2.1. Seuil de lasage parasite transverse pour les cristaux C1 et C2 dans l'air

Les énergies de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse dans l'air ont été calculées pour les cristaux C1 et C2 pompés d'un seul côté. Les valeurs obtenues expérimentalement sont respectivement 9.8 ± 0.2 joules pour le cristal C1 et 6.8 ± 0.2 joules pour le cristal C2. Ces calculs d'énergie de pompe au seuil d'apparition du phénomène de lasage transverse ont été effectués à partir des données expérimentales obtenues sur les cristaux C1 et C2. Ces différentes données sont rappelées dans le tableau 3.1.

Caractéristiques	Cristal C1	Cristal C2
Géométrie	Cylindrique	Cylindrique
Epaisseur	1.95 cm	3.15 cm
Diamètre	100 mm	115 mm
Absorption à 527nm	96 %	95 %
Transmission à 800 nm	~96 %	~98 %
Traitement périphérique	Brut de carottage (non dépoli)	Brut de carottage (non dépoli)
Traitement sur les faces	Anti-reflet (R<0.5% en incidence normale)	Anti-reflet (R<0.5% en incidence normale)

Tableau 3.1 : Caractéristiques des cristaux C1 et C2 utilisées pour la simulation du lasage transverse et de l'amplification à forte énergie.

Les impulsions de pompe modélisées ont un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ et un profil supergaussien d'ordre 5. La durée de ces impulsions est de 30 ns à mi-hauteur soit une durée totale de pompage de l'ordre de 60 ns à $1/e^2$.

La figure 3.18 représente les résultats de la modélisation de l'énergie transmise à la périphérie des cristaux C1 et C2 pompés respectivement par 5 joules et 6 joules de pompe sur une seule face.

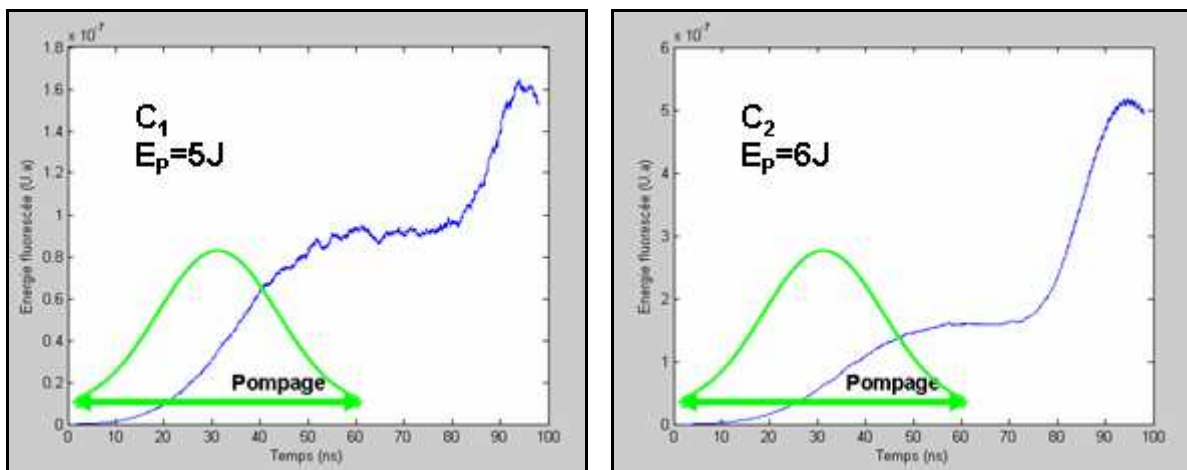


Figure 3.18 : simulations de l'énergie émise par fluorescence pour les cristaux C1(gauche) et C2(droite) pompé respectivement par 5 et 6 joules d'énergie sur une seule face.

Le seuil de lasage transverse obtenu par les simulations sont respectivement d'environ 5 et 6 joules pour les cristaux C1 et C2 alors que les valeurs expérimentales correspondantes sont respectivement de 9.8 et 6.8 joules.

On a calculé, en même temps que l'émission totale transmise à la périphérie des cristaux C1 et C2, les gains transverses au sein des deux cristaux au cours du pompage. La figure 3.19 représente le calcul des gains transverses au sein des cristaux C1 et C2 pompés respectivement sur une seule face avec une énergie de 5 et 6 joules, par une impulsion d'une durée de 30 ns à mi-hauteur. La zone de gain fait 7 cm de diamètre à $1/e^2$ et présente un profil spatial supergaussien d'ordre 5, semblable au profil mesuré expérimentalement.

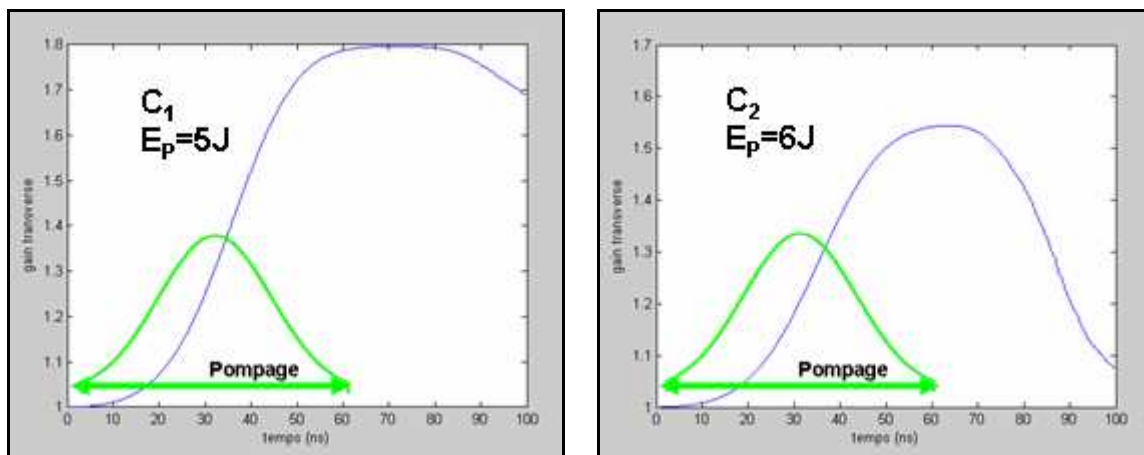


Figure 3.19 : évolution du gain transverse dans les cristaux C1(gauche) et C2(droite) pompés sur une face respectivement par 5 et 6 joules d'énergie. Le gain transverse est calculé suivant le chemin optique présenté à la figure 2.9, pour un angle d'incidence sur les faces de 45° .

On remarque, sur la figure 3.19 que les gains transverses pour lesquels le phénomène de lasage transverse apparaît dans les 2 cristaux sont comparables, la différence étant inférieure à 15%. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, cette différence peut être expliquée par les valeurs différentes de transmission sur le chemin optique des pseudo-cavités, qui sont respectivement de 0.7 et 0.88 pour les cristaux C1 et C2 à cause des effets de réabsorption à 800nm. Le produit, pour chacun des cristaux C1 et C2, de la transmission sur le chemin optique de la pseudo-cavité illustrée à la figure 2.9 par le gain transverse au seuil d'apparition du lasage transverse est de 1.29 ± 0.03 . Ces valeurs sont très proches de 1, qui est la valeur théorique au delà de laquelle, le gain excédant les pertes, un phénomène parasite est susceptible d'apparaître.

Les résultats du calcul, en donnant des valeurs au seuil assez proche pour les deux cristaux, concordent avec les remarques faites en conclusion du paragraphe 2.3.4 du chapitre 2.

En dépit des différences physiques entre les cristaux C1 et C2, les résultats théoriques et expérimentaux sont très différents, en particulier dans le cas du cristal C1. Ces différences entre théorie et expérience peuvent s'expliquer de plusieurs manières. Tout d'abord, les pertes par des réflexions diffuses locales à la périphérie du cristal ne sont pas prises en compte. Deuxièmement, l'absorption parasite due à la présence d'ions Ti^{4+} dans la maille cristalline n'est pas spatialement uniforme. La valeur de FOM utilisée est une valeur moyenne calculée à partir de la transmission longitudinale du cristal en son centre et à 800nm. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'absorption parasite provoquée par la présence d'ions Ti^{4+} au sein de la maille cristalline, est plus importante dans les cristaux très fortement dopés, comme le cristal C1 (FOM plus faible, voir tableau 3.1).

2.2.2. Seuils de lasage transverse pour les cristaux C1 et C2 avec une adaptation d'indice périphérique

En utilisant un fluide de haute indice, absorbant pour les longueurs d'onde comprises dans la gamme de fluorescence du Ti:Sa, nous n'avons pas mis en évidence de lasage transverse dans le cristal C2, que ce soit de manière théorique ou expérimentale. Nous traiterons donc la modélisation d'un cristal du type de C2 soumis à de très hautes énergies de pompe dans la partie traitant de l'amplification haute énergie du faisceau infrarouge.

Nous nous limiterons, dans ce paragraphe, à la modélisation du cristal C1 pour des adaptations d'indice de $\Delta n=0.04$ pour le diiodométhane ($n=1.72$) et de $\Delta n=0.01$ ($n=1.75$ pour le liquide de serie_M (Cargille, USA)). Nous avons observé avec ces deux liquides présentant un fort indice de réfraction, l'apparition d'un phénomène de lasage transverse avec une différence importante sur l'énergie de pompe au seuil d'apparition du phénomène, en dépit de leur faible différence d'indice, mettant en évidence la sensibilité du phénomène vis-à-vis de la qualité de l'adaptation d'indice.

2.2.2.1. Seuil d'apparition pour un liquide d'indice de réfraction égal à 1.72

Nous présentons ici la modélisation du comportement du cristal C1 pompé sur chaque face par une impulsion de pompe de 30 joules, d'une durée de 30 ns à mi-hauteur. L'indice extérieur est fixé à 1.72, la zone de gain fait 7 cm de diamètre à $1/e^2$ et son profil spatial est une supergaussienne d'ordre 5, de manière à reproduire les conditions expérimentales exposées au chapitre 3.

La figure 3.20 présente les résultats de la modélisation de l'énergie totale émise en périphérie du cristal C1 ainsi que le profil spatial de la zone pompée 100 ns après le début du pompage. La figure 3.21 montre l'évolution du gain transverse sur le chemin optique de la pseudo-cavité illustrée à la figure 2.9 ainsi que la réflectivité théorique en fonction de l'angle d'incidence à l'interface entre le cristal et le liquide d'indice ($n=1.72$).

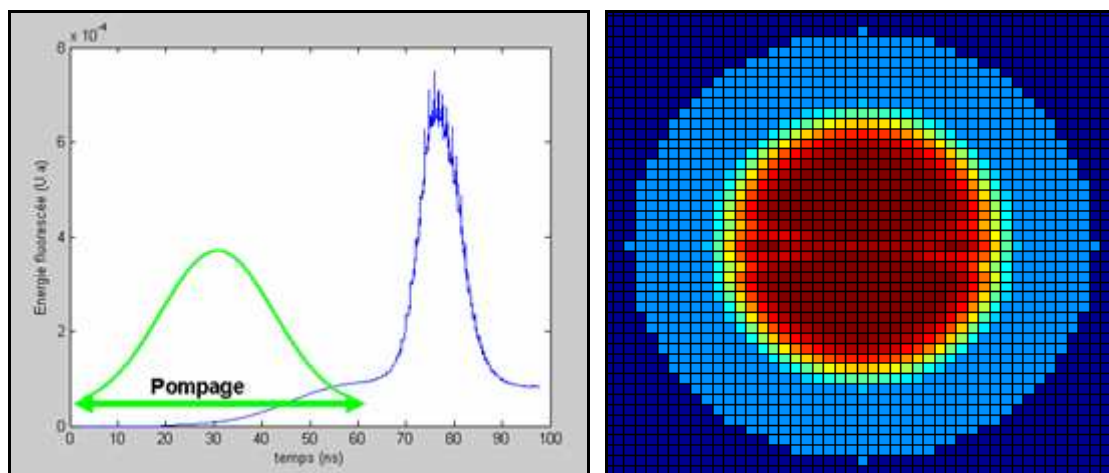


Figure 3.20 : simulation de l'énergie de fluorescence transmise à l'interface du cristal C1 (gauche) et profil de gain stocké dans le cristal 100 ns après le début du pompage. Le cristal est pompé sur chaque face par une impulsion gaussienne de 30 ns à mi-hauteur ayant une énergie de 30 joules et un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ avec un profil spatial supergaussien d'ordre 5.

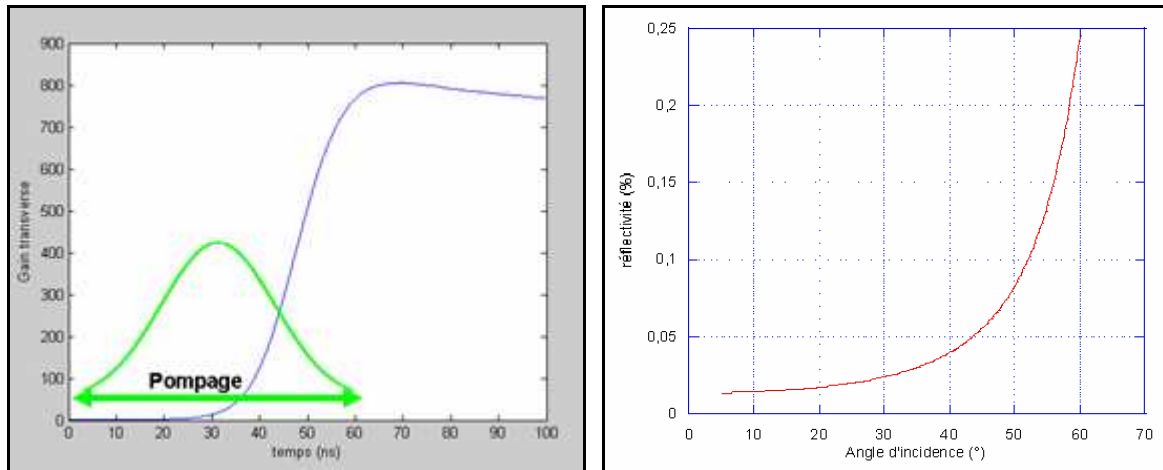


Figure 3.21 : gain transverse (gauche) et réflectivité (droite) calculée à l'interface entre le cristal de Ti:Sa et un fluide de 1.72 d'indice de réfraction, en fonction de l'angle d'incidence. Le cristal est pompé sur chaque face par une impulsion gaussienne de 30 ns à mi-hauteur ayant une énergie de 30 joules et un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ avec un profil spatial supergaussien d'ordre 5.

Nous obtenons, pour un liquide d'indice de réfraction égale à 1.72, une valeur théorique d'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse de 60 joules, qui est comparable à l'énergie de pompe au seuil mesurée expérimentalement. On remarque qu'au seuil d'apparition du lasage transverse, le produit du gain transverse par le coefficient de réflectivité à l'interface avec le liquide d'indice pour un angle de 54° est très proche de 1, on se retrouve bien dans des conditions, le gain et les pertes du système s'équilibrent, favorables à l'établissement d'un phénomène de lasage parasite transverse.

2.2.2.2. Seuil d'apparition pour un liquide d'indice de réfraction égal à 1.75

Nous présentons ici la modélisation du comportement du cristal C1 pompé sur chaque face par deux impulsions de pompe, pour une énergie totale sur chaque face de 46 joules, dont la durée à mi-hauteur est de 30 ns. L'indice extérieur est fixé à 1.75, la zone de gain fait 7 cm de diamètre à $1/e^2$ et son profil est supergaussien, de manière à reproduire les conditions expérimentales exposées au chapitre 3.

La figure 3.22 présente le calcul de l'énergie transmise à la périphérie du cristal C1 ainsi que le profil de gain 80 ns après le début du pompage. La figure 3.23 donne l'évolution du gain transverse sur le chemin optique de la pseudo-cavité illustrée à la figure 2.9 ainsi que la réflectivité théorique à l'interface entre le cristal et un liquide d'indice égal à 1.75.

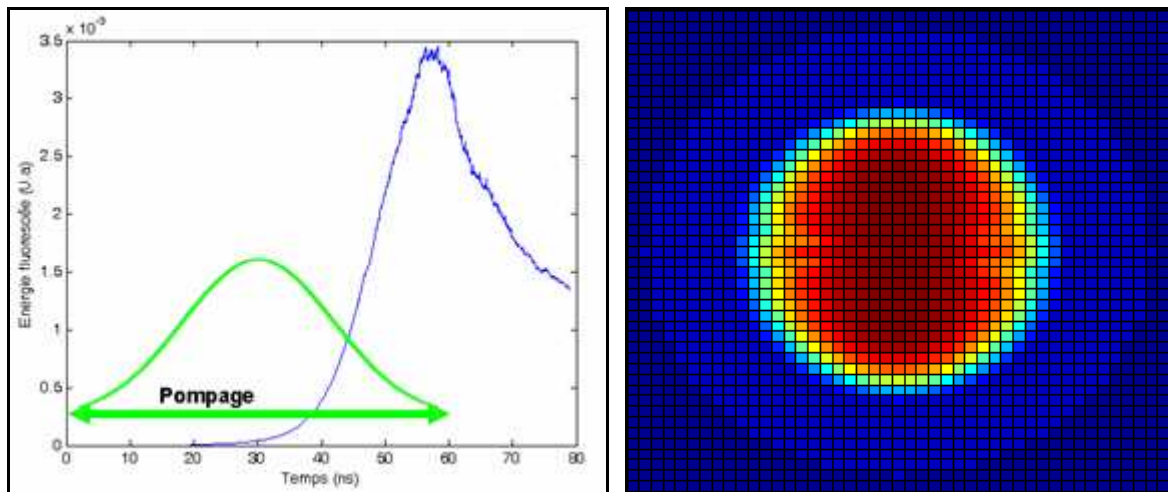


Figure 3.22 : simulation de l'énergie transmise à l'interface du cristal C1 (gauche) et profil de gain 80ns après le début du pompage. Le cristal est pompé sur chaque face par une impulsion gaussienne de 30 ns à mi-hauteur ayant une énergie de 46 joules et un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ avec un profil spatial supergaussien d'ordre 5.

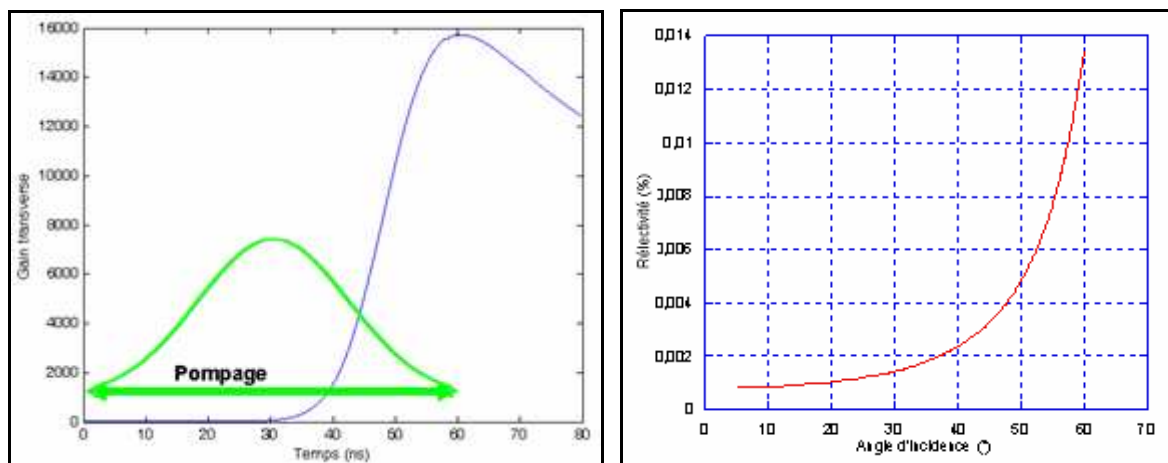


Figure 3.23 : calcul de gain transverse (gauche) et réflectivité (droite) à l'interface entre le cristal de Ti:Sa et un fluide de 1.75 d'indice de réfraction, en fonction de l'angle d'incidence. Le cristal est pompé sur chaque face par une impulsion gaussienne de 30 ns à mi-hauteur ayant une énergie de 46 joules et un diamètre de 7 cm à $1/e^2$ avec un profil spatial supergaussien d'ordre 5.

On remarque sur la figure 3.22 (droite) l'apparition de 2 phénomènes parasites dans le cristal C1 pompé par 92 joules d'énergie de pompe : le lasage transverse et la fluorescence transverse amplifiée, le premier caractérisé par une déplétion au centre de la zone de gain, le second par une chute rapide de la population d'ions excités au sein du cristal (figure de gauche) et le profil de gain en "œil de chat" (voir figure 2.20, chap. 2, § 2.3.3). Ce résultat confirme ce que nous avons observé expérimentalement avec une énergie totale de pompe de 90 joules en utilisant un liquide d'indice de réfraction de 1.75 (voir figure 2.20).

2.2.3. Conclusion

Les résultats du calcul de l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse avec adaptation d'indice à la périphérie du cristal sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux présentés dans chapitre précédent. Ces résultats illustrent bien la conclusion du paragraphe 2.3.4 du chapitre 2, selon laquelle l'influence de l'absorption parasite et des pertes par diffusions à la périphérie du cristal diminue avec l'augmentation du gain transverse au seuil d'apparition du phénomène. Dans ces conditions, l'énergie au seuil d'apparition du lasage transverse dépend principalement de la longueur du cristal et de l'indice de réfraction extérieur.

A titre d'exemple, dans l'air le gain transverse au seuil d'apparition du lasage transverse pour le cristal C1 est proche de 3 alors qu'il est de l'ordre de 1000 pour une adaptation d'indice de 1.72. Dans le premier cas, une augmentation de 10% de l'énergie de pompe fait passer le gain de 3 à $G=3^{1.1} \sim 3.3$, alors que dans le deuxième cas de figure, cette même augmentation de l'énergie fait passer le gain de 1000 à $G'=1000^{1.05} \sim 2000$, soit une augmentation d'un facteur 2. L'incertitude sur les autres paramètres devient alors négligeable.

En présence d'une adaptation d'indice adéquate ($\Delta n < 0.1$), le calcul du gain transverse montre donc une très faible sensibilité de l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse vis-à-vis des paramètres mal maîtrisés (FOM locale, diffusion, erreur sur la discrétisation spatiale,...) ce qui garanti une bonne fiabilité des prévisions théoriques. Ainsi, plus l'énergie de pompe au seuil d'apparition du phénomène augmente, plus les incertitudes sur ces différentes grandeurs deviennent négligeables, l'énergie de pompe influant de manière prépondérante sur le seuil d'apparition du phénomène, à travers une dépendance exponentielle sur le produit "gain-perte".

2.3. Phénomène de fluorescence amplifiée (ASE transverse)

Pour rendre compte de l'effet l'amplification de l'ASE transverse, on suppose une adaptation d'indice "quasi parfaite" en périphérie du cristal. L'indice du milieu extérieur est fixé pour cette simulation à $n=1.755$ soit $\Delta n = 0.005$. Le cristal C1 est pompé par 100 joules d'énergie répartie sur les deux faces selon un profil transverse supergaussien d'ordre 5. Le diamètre de la zone pompée fait 7 cm à $1/e^2$ et les impulsions de pompe ont une durée à mi-hauteur de 30 ns. On observe, sur la figure 3.24, le profil de gain 20 ns après la fin du pompage, c'est-à-dire environ 80 ns après le début du pompage, ainsi que l'évolution temporelle de l'énergie stockée au sein du cristal.

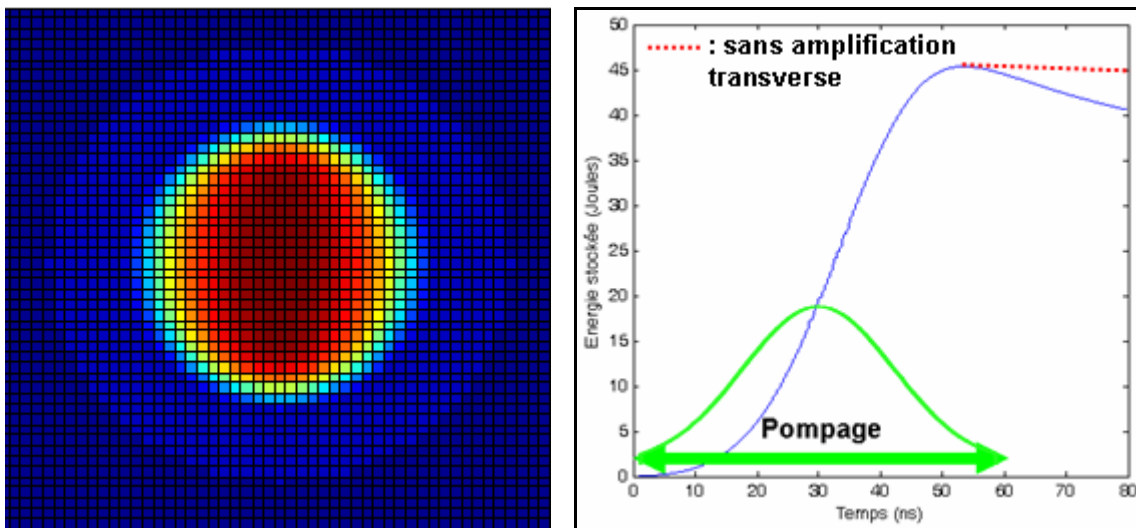


Figure 3.24 : Simulations du cristal C1 pompé avec une énergie de 100 joules et une adaptation d'indice de $\Delta n = 0.005$. Gauche : profil de gain 80 ns après le début du pompage, qui dure 60 ns. Droite : énergie stockée dans le cristal à partir du début du pompage ; on observe une déplétion rapide de l'énergie stockée dans le cristal provoquée par l'amplification transverse de la fluorescence. Alors que la durée de vie du niveau excité est de $3.15 \mu s$ à température ambiante, la perte d'énergie par fluorescence amplifiée diminue ce temps de vie et limite l'énergie disponible dans le cristal pour l'amplification du faisceau infrarouge.

On remarque sur la figure 3.24 une modification importante du profil de gain par rapport au profil de pompe initial. Une déplétion, plus importante dans le plan perpendiculaire à l'axe optique à cause du fort gain transverse dans cette direction (voir chapitre 2, paragraphe 2.3.3) est confirmée par une chute anormalement rapide de l'inversion de population au sein du cristal, qui intervient avant même la fin du pompage.

Nous avons également remarqué, aussi bien de manière théorique que de manière expérimentale, que ce phénomène est susceptible de fortement limiter le rendement d'amplification à cause des pertes qu'il engendre au sein du milieu amplificateur. Ce phénomène survient, dans nos conditions de pompage, dès que le gain transverse est supérieur à 1000 pendant plus de quelques nanosecondes. La figure 3.25 illustre l'influence de ce phénomène lorsqu'on se trouve assez proche de son seuil d'apparition.

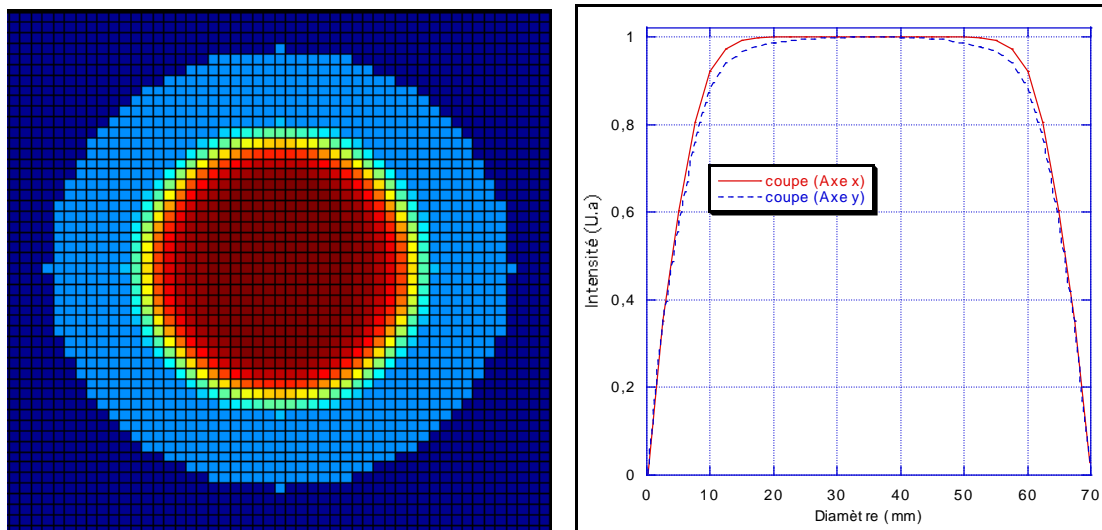


Figure 3.25 : Gauche: profil de gain simulé pour le cristal C1 pompé par une énergie totale de 58 joules. Droite : coupe de gain normalisée suivant les axe x et y ; on remarque une légère déplétion du gain due à l'ASE transverse amplifiée sur la coupe suivant l'axe y. Cet effet peut être contré en injectant l'impulsion infrarouge avant la fin du pompage. L'indice extérieur est de 1.72.

Ce phénomène, propre à l'amplification à haute énergie, est largement dépendant de la durée des impulsions de pompe. Dans nos conditions expérimentales, il n'apparaît que lorsque le gain transverse au sein du cristal se situe autour de 10^3 mais augmente rapidement avec le gain. De même, il est nécessaire que le temps pendant lequel ce gain transverse se construit soit suffisamment long pour que le phénomène ait le temps de s'établir. Nous verrons dans la

dernière partie de ce chapitre l'influence de la durée du pompage sur l'énergie perdue par amplification de la fluorescence ainsi que sur le rendement maximum d'amplification.

Il est important de noter que cette valeur de gain transverse au seuil d'apparition du phénomène, prise égale à 10^3 , n'est qu'un ordre de grandeur. Il n'existe pas de valeur seuil réelle puisque si l'on supposait, à l'extrême, un pompage d'une durée de 3 μ s, qui est la durée de vie du niveau excité à température ambiante, un gain transverse de 1 suffirait à ce que le milieu soit largement dépeuplé à la fin du pompage.

Nous verrons, dans la suite de ce chapitre, l'influence de ce phénomène sur le rendement d'amplification pour des durées de pompage de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes.

2.4. Amplification du faisceau infrarouge

Dans cette partie, nous allons étudier la modélisation de l'amplification d'impulsions laser dont les caractéristiques correspondent à celles des impulsions délivrées par la partie basse énergie de la chaîne laser LASERIX. Cette amplification sera modélisée dans les cristaux C1 et C2, de manière à pouvoir confronter les résultats obtenus aux mesures d'amplification présentée au chapitre 2.

Les simulations sont faites en présence ou non d'émission de fluorescence, avec différents liquides de haut indice de réfraction circulant à la périphérie et différents délais d'injection du faisceau infrarouge.

2.4.1. Amplification à haute énergie dans le cristal C1

Pour toutes les simulations d'amplification avec le cristal C1, l'impulsion infrarouge injectée, d'une énergie de 1.9 joules, présente un profil spatial "top-hat" et un spectre assimilable à une gaussienne centrée à 820 nm avec une largeur à mi-hauteur de 22 nm. Le diamètre du faisceau collimaté est de 52 mm tout le long de sa propagation dans l'amplificateur multi-passages. Les pertes engendrées par la réabsorption à 800 nm (FOM), les réflexions parasites sur les traitements anti-reflets du cristal ainsi que les pertes par réflexions sur les miroirs de l'amplificateur sont prises en compte dans le modèle. Chaque face du cristal est pompée par une énergie totale de 38 joules, répartie suivant un profil supergaussien d'ordre 5. Le diamètre

de ces faisceaux est de 7cm à $1/e^2$ et leurs profils temporels sont des gaussiennes de 27 ns de largeur à mi-hauteur.

2.4.1.1. Amplification en l'absence d'émission de fluorescence

Pour rendre compte de l'effet des pertes par amplification de la fluorescence, nous avons tout d'abord simulé l'amplification en supprimant l'émission de fluorescence, toute l'énergie disponible dans le cristal étant alors transférée au faisceau à amplifier. La figure 3.26 donne l'énergie théorique obtenue en sortie de dernier étage, qui est d'environ 29 joules après 4 passages, ainsi que le spectre de l'impulsion amplifiée. On remarque d'ailleurs, comme il a été montré à travers les résultats expérimentaux, que ce spectre est fortement décalé vers les grandes longueurs d'onde à cause des effets de saturation du gain.

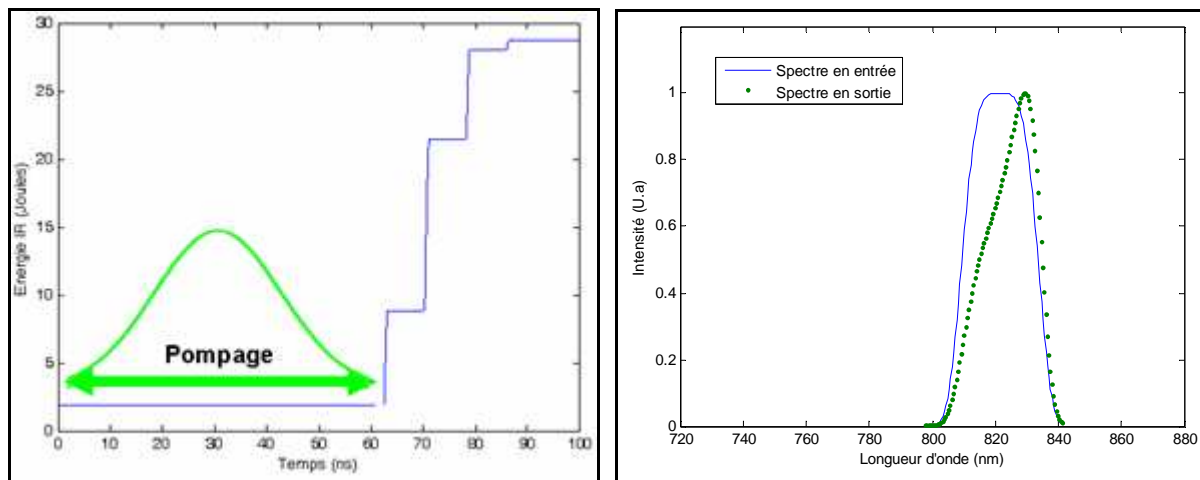


Figure 3.26 : Simulation de l'amplification dans C1 en 4 passages pour une énergie totale de pompe de 76 joules. Gauche : énergie du faisceau infrarouge après chaque passage à travers l'amplificateur. Droite : spectre théorique en sortie de dernier étage d'amplification à 29 joules, le spectre est rétréci et décalé vers les grandes longueurs d'onde. Le spectre injecté à 1.9 J est supergaussien d'ordre 2, centré à 820 nm et de 22 nm FWHM.

2.4.1.2. Amplification en présence d'émission de fluorescence

Les simulations d'amplification en présence d'émission de fluorescence ont été faites pour différents délais d'injection de l'impulsion infrarouge dans l'amplificateur multi passages et pour un indice de réfraction de 1.72 à la périphérie du cristal pour limiter le lasage transverse.

On remarque sur la figure 3.27, qui donne l'énergie de l'impulsion infrarouge après chaque passage dans le cristal amplificateur, que le rendement d'amplification diminue avec l'augmentation du délai entre l'injection de l'impulsion laser et le début du pompage.

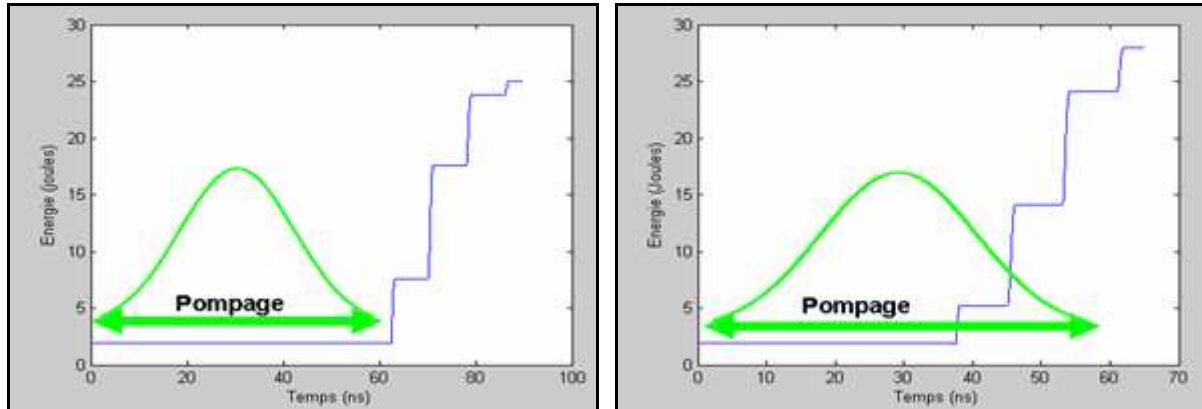


Figure 3.27 : énergie de l'impulsion laser après chaque traversée dans l'amplificateur 4 passages. L'énergie de pompe est de 76 joules et le cristal modélisé est le cristal C1 ($\Delta n=0.04$). Gauche : l'impulsion est injectée en fin de pompage. Droite : le faisceau infrarouge est injecté 20 ns avant la fin du pompage ; en limitant les effets parasites dus aux forts gains transverses, l'énergie extraite est augmentée ainsi d'environ 10%.

L'énergie après 4 passages, pour une impulsion injectée 20 ns avant la fin du pompage est de 28 joules soit environ 10% de plus que si on injecte l'impulsion après le pompage. On note également, comme le montre la figure 3.28, que le profil spatial du faisceau en sortie d'amplificateur est fortement altéré par le lasage transverse.

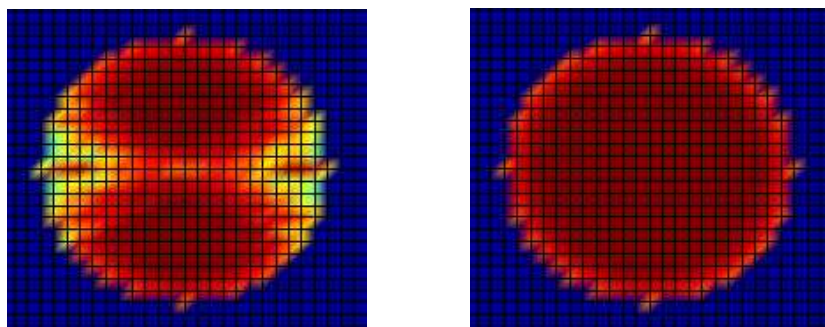


Figure 3.28 : profils du faisceau infrarouge calculé en sortie d'amplificateur. Gauche : profil pour une impulsion injecté en fin de pompage. On remarque sur le profil une nette altération due au phénomène de lasage transverse. Droite : profil pour une impulsion injectée 20ns avant la fin du pompage. L'énergie de cette impulsion est 28 joules et son profil est parfaitement "top-hat".

L'énergie calculée après 4 passages ne correspond pas exactement aux 30 joules obtenus expérimentalement, dans les mêmes conditions de pompage. Cette différence peut s'expliquer par le multiplexage angulaire, qui n'est pas pris en compte et qui peut, dans le cas d'un meilleur recouvrement entre la zone du cristal excité et les différents passages de l'impulsion infrarouge, augmenter l'énergie extraite, mais aussi par la discrétisation spatiale qui induit une légère erreur par rapport au recouvrement réel de l'impulsion infrarouge avec la zone pompée.

2.4.2. Amplification à haute énergie dans le cristal C2

Pour toutes les simulations dans le cristal C2, l'impulsion infrarouge injectée de 1.7 joule d'énergie présente un profil spatial " top-hat" et un spectre assimilable à une gaussienne centrée à 820 nm avec une largeur à mi-hauteur de 22 nm. Le diamètre du faisceau collimaté est de 55 mm tout le long de sa propagation dans l'amplificateur multi-passages. Les pertes engendrées par la réabsorption à 800 nm (FOM), les réflexions parasites sur les traitements anti-reflets du cristal et les pertes par réflexions sur les miroirs de l'amplificateur sont prises en compte.

Chaque face du cristal est pompée par une impulsion de 45 joules avec un profil supergaussien d'ordre 5. Le diamètre de ces impulsions est de 7 cm à $1/e^2$ et leurs profils temporels sont gaussiens de 27 ns de largeur à mi-hauteur. Les simulations d'amplification ont été faites en présence d'émission de fluorescence et pour différents délais d'injection de l'impulsion infrarouge dans l'amplificateur multi passages. L'indice de réfraction à la périphérie est de 1.75 (Figure 3.29), ce qui limite le phénomène de lasage transverse, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2

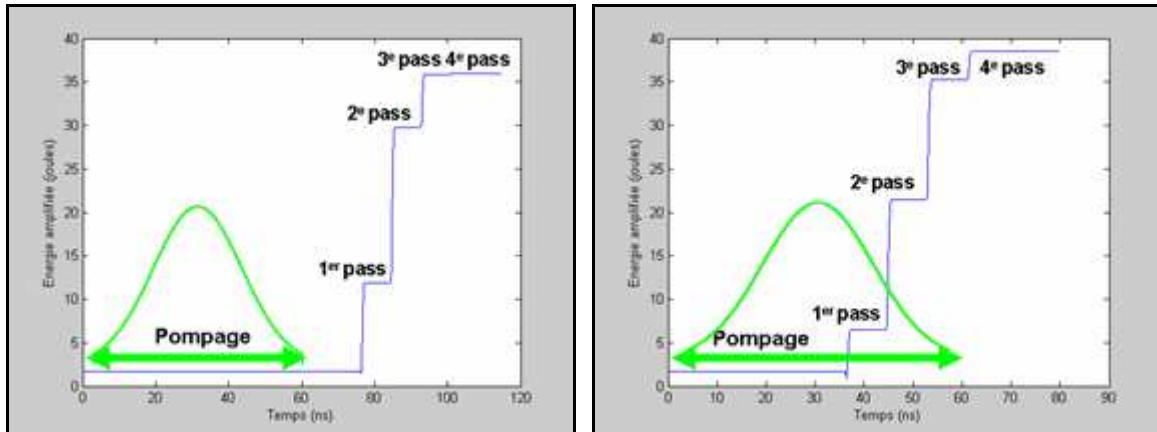


Figure 3.29 : énergie de l'impulsion laser après chaque traversée du cristal dans l'amplificateur 4 passages. L'énergie totale de pompe est de 90 joules et le cristal modélisé est le cristal C2 ($\Delta n=0.01$). Gauche : l'impulsion est injectée en fin de pompage. Droite : l'impulsion est injectée 20 ns avant la fin du pompage ; en limitant les effets parasites dus aux forts gains transverses, l'énergie extraite augmente de près de 5%.

On constate dans ce cas que, même en l'absence de lasage transverse, l'énergie amplifiée est supérieure d'environ 5% en injectant le faisceau infrarouge 20ns avant la fin du pompage. Ce résultat est dû aux fortes pertes par amplification de la fluorescence pendant le pompage, lorsque que le gain atteint des valeurs supérieures à 1000.

Pour une énergie de pompe de 80 joules, le calcul donne une énergie amplifiée de 34 joules. Ces deux résultats sont très comparables aux résultats obtenus expérimentalement, qui sont respectivement de 39 joules et 35 joules.

3. Etude paramétrique des phénomènes parasites dans les cristaux de grandes dimensions

Dans cette partie, nous allons étudier à l'aide des simulations numériques l'influence des différents paramètres que sont l'épaisseur du cristal, l'adaptation d'indice, le profil spatial de pompe et la FOM sur la valeur d'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse. Nous étudierons également l'influence de la durée du pompage sur les pertes d'énergie stockée au sein du cristal, pertes provoquées par l'amplification transverse de la fluorescence.

3.1. Influence de l'épaisseur du cristal sur le seuil de lasage transverse

La concentration en ions Ti^{3+} est donnée, en fonction de l'épaisseur du cristal et de l'absorption pour un cristal dont le dopage est parfaitement homogène, par la relation (3.12) que nous rappelons ici :

$$[Ti^{3+}] = \frac{-\log(1-A)}{\sigma_a l}$$

dans laquelle A et σ_a sont respectivement l'absorption et la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe et l est la longueur du cristal.

A absorption constante, plus un cristal est de faible épaisseur, plus sa concentration en ions Ti^{3+} est importante, ce qui a pour conséquence de concentrer l'inversion de population à proximité des faces du cristal lors du pompage et d'augmenter le gain transverse au sein du cristal, comme l'illustre la figure 2.12 du chapitre 2.

Au contraire, en augmentant la longueur du cristal utilisé pour l'amplification, à absorption et pour une énergie de pompe constante, le gain transverse maximum diminue (équation 2.10), ce qui a pour conséquence de limiter l'apparition des phénomènes transverses parasites au sein du milieu amplificateur. Pour illustrer l'influence de l'épaisseur du cristal sur le seuil d'apparition, nous avons calculé l'énergie de pompe nécessaire à l'apparition du lasage transverse au sein de cristaux de différentes longueurs, les autres caractéristiques étant identiques par ailleurs. Ces cristaux ont les caractéristiques du cristal C1, exceptées le dopage et l'épaisseur. Les faisceaux de pompe ont un diamètre de 7 cm à $1/e^2$, un profil spatial

supergaussien d'ordre 5 et un profil temporel gaussien de 27 ns à mi-hauteur. Un liquide d'indice de réfraction de 1.72 est en contact avec la périphérie du cristal. La figure 3.30 donne l'évolution de l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse en fonction de l'épaisseur du cristal.

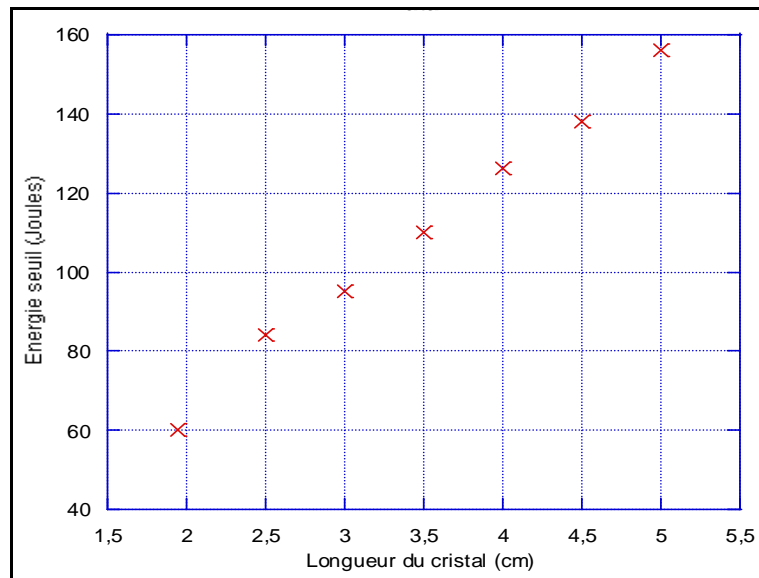


Figure 3.30 : Evolution du seuil d'apparition du lasage transverse en fonction de la longueur du cristal à absorption constante (96% à 527 nm). Le cristal simulé a un diamètre 100 mm, les faisceaux de pompes ont un profil spatial supergaussien d'ordre 5 (diamètre de 7 cm à $1/e^2$) et une durée à mi-hauteur de 27 ns. L'adaptation d'indice est telle que $\Delta n=0.04$.

On constate sur la figure 3.30 que pour une absorption constante, l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse augmente linéairement avec l'épaisseur du cristal.

Pour l'amplification dans le saphir dopé titane, l'épaisseur du cristal est donc un paramètre qui influe fortement sur l'énergie qu'il est possible de stocker pour l'amplification au sein du milieu amplificateur. D'après la figure 3.30, un cristal 2 fois plus long et donc 2 fois moins dopé permet, dans des conditions expérimentales équivalentes, de stocker près de 2 fois plus d'énergie.

3.2. Influence de l'adaptation d'indice sur le seuil de lasage transverse

Nous avons démontré expérimentalement que le seuil d'apparition du lasage transverse dépend très fortement de l'indice du fluide circulant à la périphérie du cristal. Dans l'air, le seuil expérimental pour le cristal C2 est de l'ordre de 7 joules alors qu'il est de l'ordre de 90 joules lorsque le cristal baigne dans une solution absorbante dont l'indice de réfraction est égal à 1.75 à 800 nm. Pourtant, alors qu'un liquide d'indice $n=1.75$ suffit à supprimer tout phénomène de lasage transverse pour une énergie inférieure à 90 joules dans chacun des 2 cristaux que nous avons étudiés, l'utilisation d'un fluide d'indice légèrement inférieur ($n=1.72$ pour le cristal C1) n'est pas totalement efficace. Cette différence est due à la très forte variation de la réflectivité à la périphérie du cristal en fonction de l'angle d'incidence à l'interface entre le cristal et le liquide d'indice.

Nous avons calculé (figure 3.31) la variation de l'inverse de la réflectivité (valeur proportionnel au gain transverse au seuil) en échelle logarithmique pour différents indices de réfraction en périphérie du cristal. Le cristal modélisé correspond au cristal C1, le pompage se fait sur les 2 faces par 4 faisceaux circulaires de 7 cm de diamètre à $1/e^2$ et dont les profils spatiaux sont supergaussiens d'ordre 5.

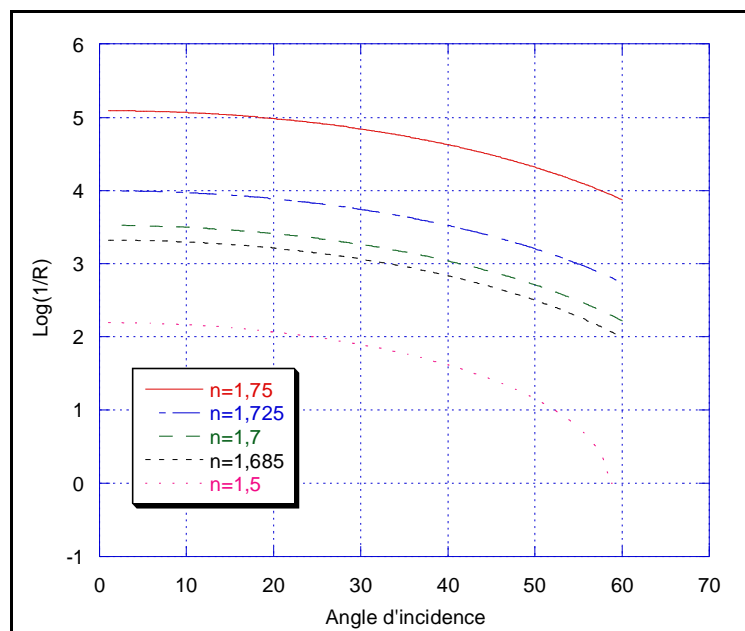


Figure 3.31 : Courbes théoriques de la réflectivité à l'interface entre le cristal et différents liquides d'indice en fonction de l'angle d'incidence. L'inverse de la réflectivité donne une valeur approximative du gain transverse maximum au sein du cristal sans que le phénomène parasite de lasage transverse n'apparaisse.

L'inverse de la réflectivité donne l'ordre de grandeur de gain transverse pour lequel apparaît le phénomène de lasage transverse pour un indice de réfraction donné à la périphérie du cristal. Entre une adaptation avec un fluide d'indice de réfraction $n=1.5$ ou $n=1.75$, il y a environ trois ordres de grandeur de différence sur les gains transverses au seuil d'apparition du lasage transverse. Cette différence est encore de un ordre de grandeur entre une adaptation d'indice à 1.72 et une adaptation d'indice à 1.75.

Nous résumons dans le tableau 3.2, présenté ci-dessous, l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse et la valeur du gain transverse, pour des simulations effectuées dans le cas de différents indices de réfraction au contact de la périphérie du cristal, variant entre 1.6 et 1.75. Ce tableau donne également la réflectivité à l'interface entre le cristal et le liquide d'indice pour un angle d'incidence de 54° , qui est l'angle d'incidence à la périphérie qui minimise les pertes par réflexion au sein du cristal (chapitre 2, paragraphe 2.1.2)

Indices de réfraction périphérique à 800nm	1,6	1,685	1,7	1,72	1,75
Energies de pompe au seuil	36 Joules	50 Joules	54 Joules	60 Joules	90 Joules
Gains transverses au seuil	60	275	425	820	2.25×10^4
Réflectivité théorique à 54° d'incidence [R] (%)	2.6	0.43	0.26	0,10	6.3×10^{-3}
1/R (Théorique)	40	230	385	900	1.6×10^4

Tableau 3.2 : paramètres au seuil d'apparition du lasage transverse pour différents indices de réfraction en périphérie du cristal et pour une incidence interne de 54° .

Nous observons dans le tableau 3.2 que le seuil d'apparition du lasage transverse est très sensible à l'indice du fluide circulant à la périphérie du cristal, du fait de la réflectivité à l'interface pour des angles d'incidence très éloignés de 0° . On peut anticiper de manière assez fiable l'apparition de lasage transverse au sein d'un cristal en calculant le gain transverse pour une énergie donnée, et en le comparant à l'inverse de la réflectivité théorique à 54° d'incidence.

3.3. Influence du profil de pompe sur le seuil de lasage transverse

D'après l'équation 2.7, à énergie de pompe constante et pour des faisceaux de pompe de profils spatiaux " top-hat", le gain transverse varie exponentiellement avec le diamètre de la zone de gain. Ainsi, si le profil spatial de pompe se rapproche d'une forme gaussienne, l'énergie concentrée dans une portion de volume dV , représentée sur le figure 3.32, est supérieure à l'énergie qui serait stockée dans une portion de même volume, dans le cas d'une impulsion de pompe ayant un profil spatial supergaussien.

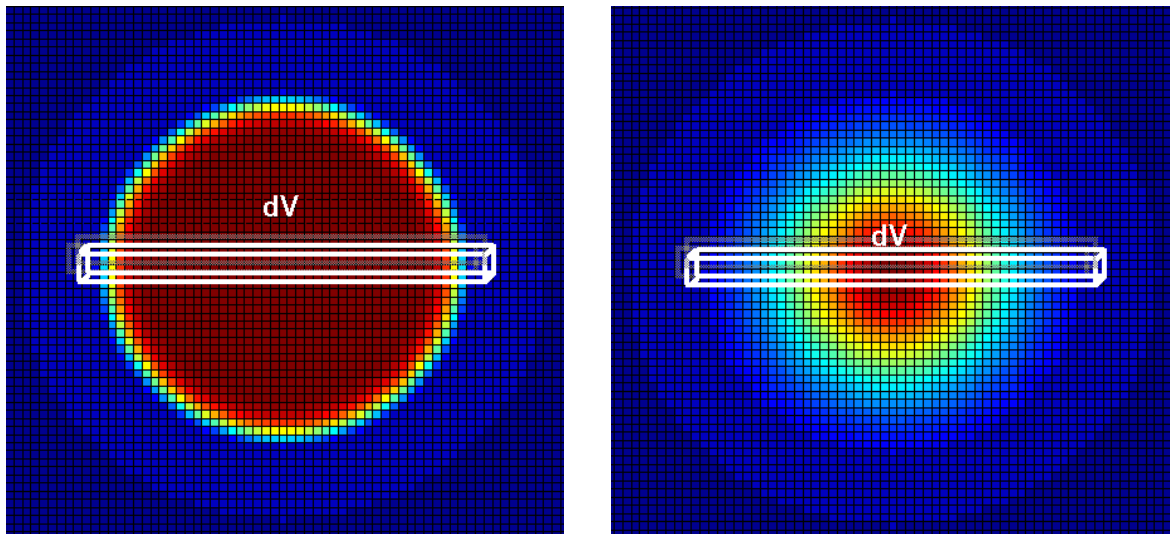


Figure 3.32 : Profil spatial du gain dans un cristal pompé par des impulsions de pompe ayant des profils spatiaux différents. On remarque que pour un pompage gaussien (image de droite), la densité d'énergie dans le volume dV , dans lequel apparaît les effets parasites, est supérieure à la densité d'énergie dans un cristal pompé par une impulsion supergaussienne.

Le fait que l'énergie totale stockée dans un volume dV , représenté à la figure 3.32 et dans lequel apparaissent en priorité les effets parasites, soit supérieure dans le cas d'un cristal pompé par une impulsion ayant un profil spatial gaussien plutôt que supergaussien implique que le gain transverse dans un cristal pompé par des faisceaux gaussien soit également supérieur. Par conséquent, et comme le montre la figure 3.33 qui donne l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse pour différents profils spatiaux de pompe, il est préférable de travailler avec des faisceaux ayant un profil spatial " top-hat" pour limiter les effets parasites transverses au sein du cristal.

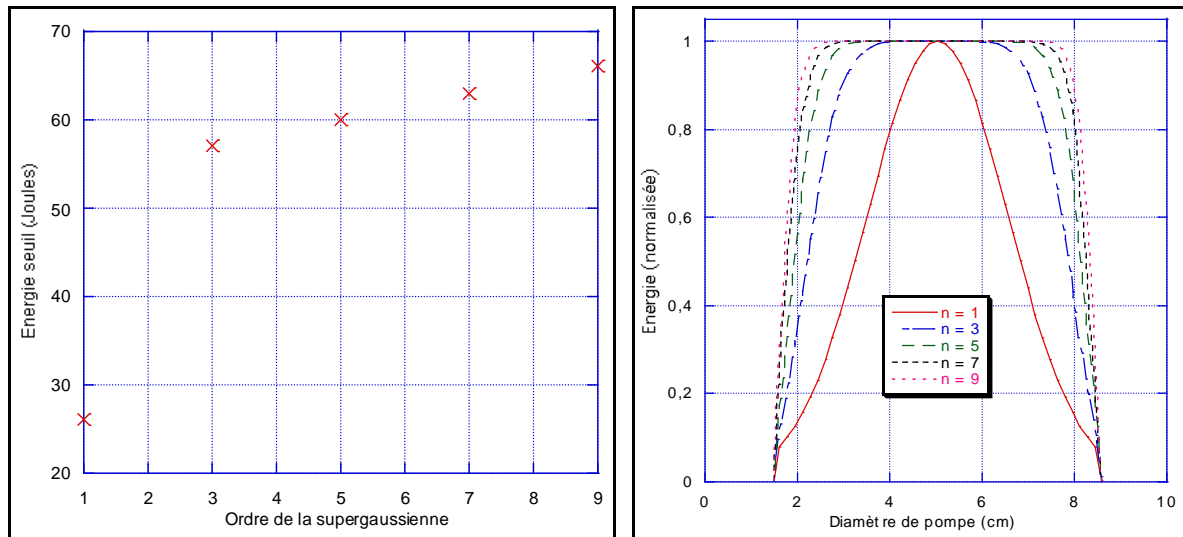


Figure 3.33 : Gauche : énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse en fonction du profil spatial des faisceaux de pompes. Les profils de pompe sont des supergaussiennes dont l'ordre est donné en abscisse. Droite : profil spatial de pompe transverse pour différents ordre de supergaussienne. Le diamètre des faisceaux de pompe à $1/e^2$ est constant. $\Delta n=0.04$.

Il convient, pour limiter les effets parasites liés à l'ASE au sein des cristaux de Ti:Sa, de travailler avec des distributions spatiales de rayonnement de pompe à l'entrée du cristal se rapprochant le plus possible d'un profil parfaitement "top-hat". De plus, le faisceau infrarouge injecté dans un milieu amplificateur à forte énergie ayant souvent un profil supergaussien, il est plus facile d'adapter les modes des lasers de pompe à celui du faisceau infrarouge si tous les faisceaux ont le même profil spatial.

3.4. Influence de la durée des impulsions de pompe sur le phénomène de fluorescence amplifiée ou ASE transverse

L'énergie perdue par amplification de la fluorescence est conditionnée par deux paramètres : les valeurs des gains transverse et le temps d'émission de la fluorescence. A énergie de pompe constante, l'énergie perdue par émission de fluorescence pendant le pompage, quel que soit le gain transverse, augmente avec la durée des impulsions de pompe. Puisque l'impulsion infrarouge ne peut être injectée que lorsque l'énergie stockée dans le cristal est suffisante, c'est-à-dire généralement vers la fin du pompage, il est important de minimiser ces pertes.

Ces pertes dues à l'amplification de la fluorescence ne sont pas significatives pour des milieux amplificateurs pour lesquels les gains transverses restent faibles, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de l'unité. Dans ce cas, le temps de vie du niveau excité reste de l'ordre de quelques microsecondes et l'énergie perdue par fluorescence demeure négligeable sur des temps de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, qui correspondent aux délais d'injection de l'impulsion infrarouge après le début du pompage.

Pour l'amplification à très haute énergie, au contraire, le temps de vie du niveau excité peut diminuer jusqu'à quelques centaines de nanosecondes, comme l'illustre la figure 3.12. Ainsi, pour des conditions d'amplification pour lesquelles les gains sont très supérieurs à l'unité, la durée du pompage peut avoir une influence importante sur l'énergie maximale qu'il est possible d'extraire du milieu amplificateur, comme le montre la figure 3.34, qui donne l'énergie stockée maximale dans un milieu amplificateur en fonction de la durée du pompage.

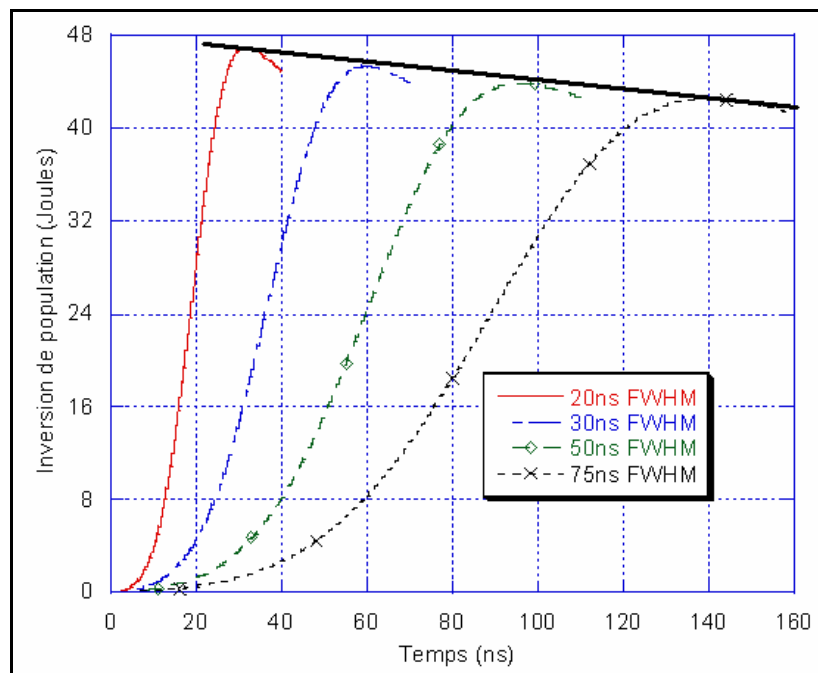


Figure 3.34 : énergie stockée au sein du cristal de Ti:Sa en fonction du temps et pour différentes durée de pompage à mi-hauteur (FWHM). Le cristal est pompé sur chaque face par une impulsion de 50 joules d'énergie de profil spatial supergaussien d'ordre 5 et baigne dans un liquide d'indice 1.75 absorbant. On remarque que l'énergie maximale qu'il est possible d'extraire du cristal décroît avec la durée de la pompe, à cause des pertes par amplification de la fluorescence.

L'amplification à très haute énergie nécessite l'utilisation d'impulsions de pompe de durée suffisamment courte pour limiter l'énergie perdue par amplification de la fluorescence.

Par ailleurs, pour limiter le gain transverse au sein du milieu amplificateur en injectant l'impulsion infrarouge avant la fin du pompage, il est nécessaire que la durée de pompage soit de l'ordre de grandeur du temps de propagation de l'impulsion infrarouge au sein de l'amplificateur multi-passages. Pour une impulsion infrarouge dont le temps de propagation entre le premier et le dernier passage dans l'amplificateur est de 24 ns, soit environ 8 mètres de propagation, il n'est pas possible d'injecter l'impulsion plus de 24 ns avant la fin du pompage sans perdre une partie de l'énergie de pompe. L'intérêt de cette technique disparaît si la durée de l'impulsion de pompe devient trop importante devant ce temps de propagation.

3.5. Influence du facteur de mérite (FOM) du cristal de Ti:Sa sur le seuil de lasage transverse

Nous avons vu au chapitre 2 que, pour un cristal parfaitement poli sur toutes ses faces, certaines configurations de cavité au sein du cristal ne présentent aucune perte si l'indice de réfraction à la périphérie du cristal est inférieur à 1.45 (cf. chapitre 2, paragraphe 2.3.2). On a vu dans ce chapitre que la différence d'énergie au seuil d'apparition du lasage transverse dans l'air pour les cristaux C1 et C2 est essentiellement due à l'absorption résiduelle autour de 800 nm (chapitre 2, paragraphe 2.2.2).

Nous avons représenté sur la figure 3.35 l'influence de cette absorption résiduelle sur l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse dans un cristal de 10 cm de diamètre et de 1.95 cm d'épaisseur. Son absorption longitudinale, à la longueur d'onde de pompe, est prise égale à 96 %. Ce cristal est pompé sur chaque face par une impulsion de 30 ns de durée à mi-hauteur et de profil spatial supergaussien d'ordre 5. L'indice de réfraction à la périphérie est de 1.72.

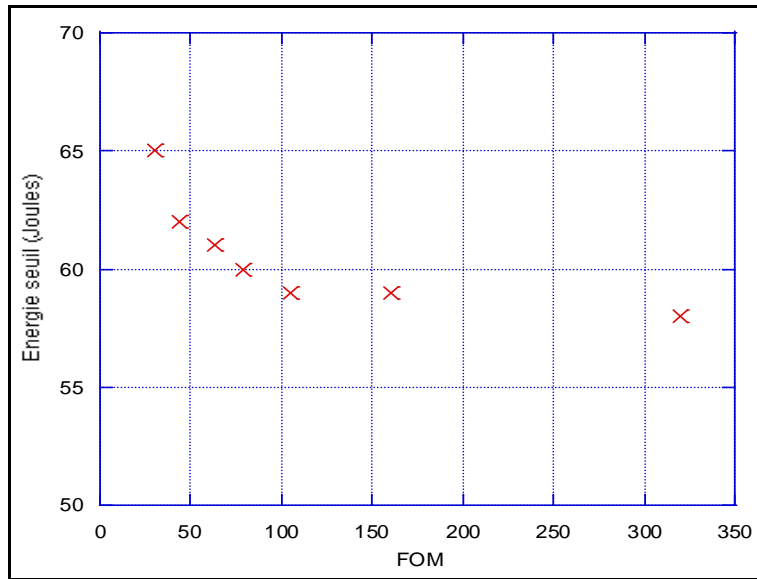


Figure 3.35 : Evolution du seuil d'apparition du lasage transverse en fonction du facteur de mérite (FOM) du cristal. Le cristal, de 10 cm de diamètre pour une épaisseur de 1.95 cm, est pompé sur chaque face par une impulsion de 30ns de durée à mi-hauteur et de profil spatial supergaussien d'ordre 5. L'absorption longitudinale est de 96 % à la longueur d'onde de pompe. L'indice de réfraction à la périphérie est de 1.72.

L'influence du facteur de mérite sur le seuil de lasage transverse paraît négligeable par rapport à l'influence de la longueur du cristal ou du profil spatial des impulsions de pompe, d'autant plus qu'un mauvais facteur de mérite pourrait être très pénalisant pour le rendement d'amplification puisqu'il induit de fortes pertes par absorption pour l'impulsion à amplifier.

4. Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, le code de simulation que j'ai réalisé pendant ce travail de thèse pour prendre en compte l'émission et l'amplification de la fluorescence dans les schémas d'amplification Ti:Sa. Ce code nous a permis de mieux cerner à la fois les problèmes de lasage transverse et d'ASE transverse mais aussi les stratégies nécessaires à mettre en place pour parvenir aux résultats d'amplification présentés au chapitre 2.

Même s'il est possible, à partir d'un modèle théorique simple, de prédire assez précisément l'énergie de pompe au seuil d'apparition du lasage transverse dans un cristal amplificateur pompé dans des conditions idéales, ce code demeure très utile pour l'amplification haute énergie. En effet, pour l'amplification dans le Ti:Sa jusqu'à des énergies de quelques dizaines de joules, nous avons mis en évidence la nécessité de prendre en compte les phénomènes de lasage transverse et d'ASE transverse dans le dimensionnement du cristal, la durée et le profil spatial des impulsions de pompe, l'indice de réfraction à la périphérie du cristal ou même, plus spécifiquement, les délais d'injection des différents faisceaux laser au sein de l'amplificateur. Le dimensionnement des amplificateurs haute énergie exige, à cause de ces phénomènes parasites, un travail de simulation de manière à pouvoir évaluer précisément le rendement maximum qu'il est possible d'obtenir d'un schéma d'amplification particulier.

Comme nous le montrerons au chapitre suivant, ce code permet d'anticiper sur le développement de chaînes laser dont l'énergie extraite est supérieure d'un ordre de grandeur à celle que nous avons obtenue pendant ce travail mais surtout de mettre l'accent sur les principales difficultés auxquelles nous aurons à faire face pour ces futurs développements.

Ce code présente cependant quelques limites. Il ne permet pas de rendre compte de la diffusion à la périphérie du cristal et seuls les cristaux cylindriques et parallélépipédiques peuvent actuellement être modélisés. Il reste également à apporter quelques légères améliorations, comme le multiplexage angulaire au sein des amplificateurs multi-passages et la possibilité d'importer des profils et des spectres de faisceaux expérimentaux.

*Chapitre 4 : Application du code de simulation au dimensionnement d'un laser 25 PW (Projet ILE).
Prise en compte du contraste temporel.*

Chapitre 4

**Application du code de simulation au
dimensionnement d'un laser 25 PW (Projet ILE).
Prise en compte du contraste temporel.**

Plan du chapitre :

1. Effets parasites et schémas d'amplification pour le dernier étage d'amplification	174
1.1. Introduction aux phénomènes parasites dans les amplificateurs Ti:Sa pompés à très haute énergie	175
1.1.1. Cristaux amplificateurs de grandes dimensions	175
1.1.2. Phénomènes parasites dans les cristaux de très grandes dimensions.....	176
1.2. Schémas d'amplificateurs pour le dernier étage d'amplification du laser 25PW du projet ILE.....	177
1.2.1. Utilisation d'un seul cristal (Schéma conventionnel).....	178
1.2.2. Utilisation d'un empilement de cristaux.....	182
1.2.3. Association de plusieurs amplificateurs multi-passages.....	185
2. Etude des autres phénomènes parasites propres à l'amplification très haute énergie	188
2.1. Rétrécissement spectral.....	188
2.2. Contraste nanoseconde	190
3. Conclusion.....	195

Les développements réalisés aux cours de ces dernières années dans le domaine de l'amplification haute énergie dans les cristaux de Ti:Sa ont démontré que des puissances crêtes en sortie de chaîne laser supérieures au petawatt sont accessibles.

Actuellement, un programme de grande envergure va débiter. Il s'agit du projet d'institut de la lumière extrême (ILE) dont le but est de produire des impulsions de 375 joules d'énergie avec des durées d'impulsion inférieures à 20 fs. L'architecture choisie est une chaîne d'amplification laser basée sur la technologie Ti:Sa, délivrant en sortie du dernier étage, à la cadence de 1 tir/mn, des impulsions ayant un spectre très large, supérieur à 100 nm à mi-hauteur, pour une énergie d'environ 700 joules. Il s'agit au minimum d'une augmentation de un ordre de grandeur sur les puissances crêtes accessibles à l'heure actuelle.

ILE est la première phase d'un ensemble expérimental encore plus ambitieux : ELI (Extreme Light Infrastructure), dont l'objectif à terme serait de mettre en phase plusieurs de ces impulsions d'intensité de plusieurs dizaines de petawatt afin d'obtenir une seule et unique impulsion femtoseconde d'une intensité proche de l'exawatt (figure 4.1). L'accès à de telles puissances permettrait d'explorer de nouveaux champs de la physique des hautes énergies [29].

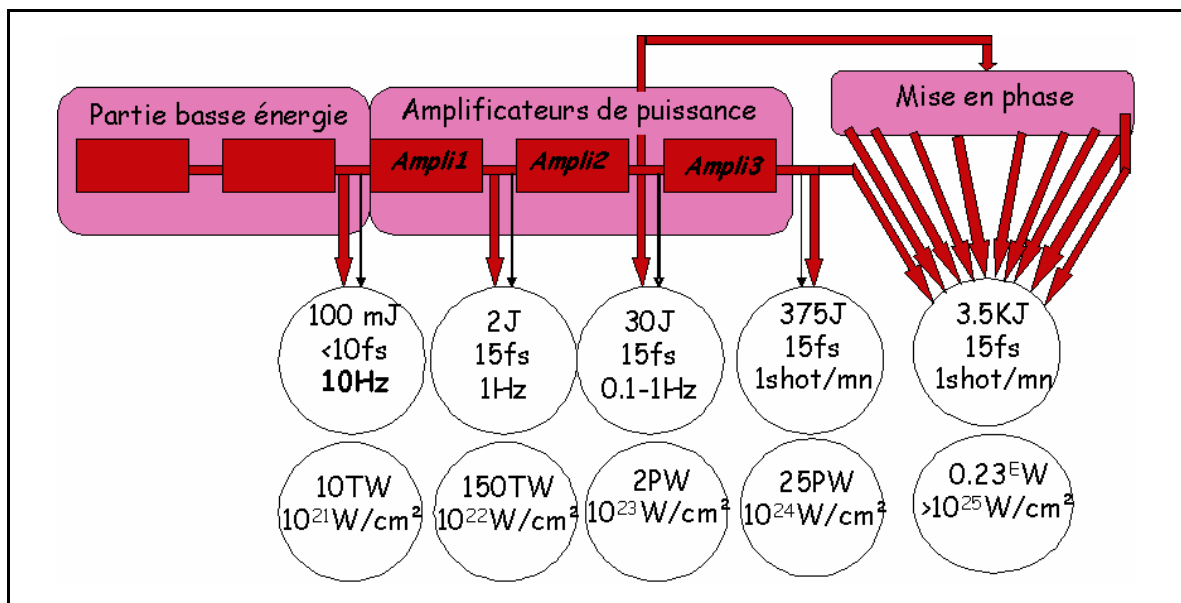


Figure 4.1 : Schéma de principe de la chaîne laser du projet ELI.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au dimensionnement du dernier étage d'amplification (ampli 3 de la figure 4.1) permettant d'atteindre une énergie avant compression de l'ordre de 700 joules. Compte tenu des énergies mises en jeu, il est essentiel d'anticiper sur les problèmes connus (lasage transverse, distorsion du spectre, ASE transverse...) à travers l'utilisation d'outils de simulation et les expériences menées pendant cette thèse sur l'amplification au niveau du petawatt (ampli 2 de la figure 4.1).

Dans ce chapitre, nous n'aborderons pas les problématiques liées au pompage, supposant qu'il est réalisable de pomper le cristal du dernier étage avec l'énergie nécessaire à l'obtention de 700 joules d'infrarouge, suivant un schéma de pompage identique à ce qu'il a été fait sur le projet LASERIX.

1. Effets parasites et schémas d'amplification pour le dernier étage d'amplification

Le développement d'un amplificateur de puissance permettant d'atteindre des énergies de l'ordre de 40 joules a exigé la mise en place de solutions uniques pour palier aux problèmes de lasage transverse et de fluorescence transverse amplifiée. Pour atteindre des énergies plus de 10 fois supérieures à ce que nous avons obtenu dans le cadre du projet LASERIX, les simulations montrent que les solutions actuellement développées ne sont pas suffisantes et qu'il est nécessaire de concevoir de nouveaux schémas d'amplification.

La conception de tels amplificateurs nécessite également l'utilisation de cristaux de Ti:Sa de dimensions et de qualité supérieures à celles des cristaux utilisés à l'heure actuelle afin d'augmenter l'énergie stockée dans les amplificateurs, tout en travaillant à une fluence raisonnable, de manière à limiter les risques d'endommagements évoqués dans les chapitres précédents.

1.1.Introduction aux phénomènes parasites dans les amplificateurs Ti:Sa pompés à très haute énergie

Même s'il existe un nombre important de verrous gênant la réalisation d'une chaîne laser délivrant des impulsions ultra-courtes de plusieurs centaines de joules, le lasage transverse et la fluorescence transverse amplifiée sont deux phénomènes parasites majeurs pour l'amplification à de tels niveaux d'énergie. Pour amplifier l'impulsion infrarouge dans l'amplificateur 3 de la figure 4.1, jusqu'à une énergie de l'ordre de 700 joules et en supposant un rendement d'amplification de 40 % (cf. chapitre 1, paragraphe 3.3.5), il est nécessaire de déposer dans l'amplificateur du dernier étage une énergie à 527nm proche de 1.5 kilojoules.

1.1.1. Cristaux amplificateurs de grandes dimensions

La dimension maximale des cristaux de Ti:Sa pouvant servir à l'amplification à de tels niveaux d'énergie est une donnée critique dans le dimensionnement des chaînes laser de haute énergie. La réalisation des différentes chaînes laser Ti:Sa petawatt, par exemple, n'a été rendue possible que par la mise sur le marché de cristaux de qualité et de taille suffisante pour supporter à la fois la fluence des impulsions laser de pompe et celle atteinte par le faisceau infrarouge lors du dernier passage dans le cristal amplificateur.

De manière générale, l'ouverture utile d'un cristal de Ti:Sa est d'environ 80 % de sa section totale. Si la fluence maximale à 800 nm à laquelle il est raisonnable de travailler sans risquer d'endommager le cristal est limitée à 2 J/cm², il est nécessaire d'utiliser un cristal de diamètre supérieur à 70 mm pour pouvoir amplifier une impulsion infrarouge de 2 joules jusqu'à 40 joules d'énergie. Pour amplifier cette impulsion jusqu'à 700 joules, il devient alors nécessaire d'utiliser un cristal d'environ 240 mm de diamètre.

A l'heure actuelle, seule la méthode HEM (Heat Exchanger Method) mise en œuvre par Crystal systems (Salem, USA) permet de faire croître des cristaux de bonnes qualités optiques dont le diamètre est supérieur à 100 mm. Le plus gros cristal actuellement produit présente un diamètre de 115 mm pour une épaisseur d'environ 32 mm (cristal C2, chapitre 2). Des recherches sont actuellement en cours pour faire croître des cristaux de 200 mm de diamètre. De telles dimensions de cristaux permettraient d'envisager d'amplifier des impulsions infrarouges jusqu'à des énergies supérieures à 500 joules.

1.1.2. Phénomènes parasites dans les cristaux de très grandes dimensions

Nous avons vu dans les chapitres précédents, à travers l'expression (eq. 2.10, chapitre 2) que le gain transverse augmente exponentiellement avec l'énergie de pompe injectée dans le cristal. Par ailleurs, pour une énergie de pompe et une absorption données, ce gain diminue avec la longueur du cristal et le diamètre de pompe. Pour conserver, dans un cristal de Ti:Sa absorbant à 95 % à la longueur d'onde des faisceaux de pompe et pompé avec une énergie de 1.5 kilojoules, un gain transverse inférieur à 10^4 (ordre de grandeur de gain transverse au-delà duquel il devient difficile de maîtriser les effets parasites) il est nécessaire de stocker cette énergie dans un volume important. La courbe de la figure 4.2 montre les dimensions minimales (diamètre de la zone pompée et épaisseur) que doit avoir un cristal amplificateur de Ti:Sa pour limiter le gain transverse à 10^4 lorsque celui-ci est pompé sur ses deux faces par 750 joules d'énergie à 527 nm.

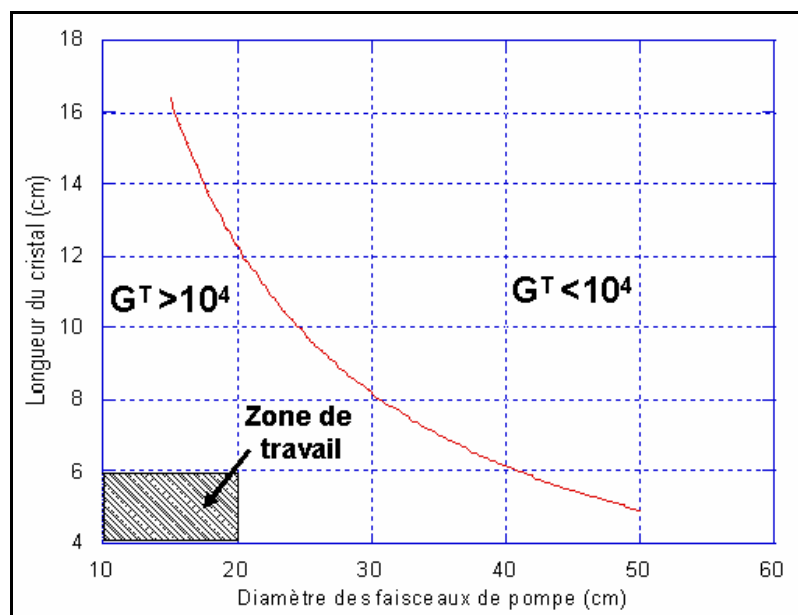


Figure 4.2 : Couples de paramètres géométriques (diamètre des faisceaux de pompe, épaisseur du cristal) permettant de conserver un gain transverse inférieur à 10^4 à l'intérieur d'un cristal pompé sur chaque face par 750 joules d'énergie à 527 nm. Zone hachurée : cristaux actuellement disponibles sur le marché ou susceptibles d'y être dans les prochaines années.

On remarque sur la figure 4.2 qu'il n'est pas envisageable de conserver un gain inférieur à 10^4 dans un cristal de Ti:Sa pompé sur ses deux faces par 750 joules d'énergie à 527 nm, car cela supposerait de travailler avec un cristal aux dimensions hors normes, supérieures de presque un ordre de grandeur à ce qu'il est possible de faire croître à l'heure actuelle.

Pour rendre possible l'amplification à ces niveaux d'énergie, il est donc nécessaire à la fois de mettre en place des solutions similaires à celles présentées au chapitre précédent (adaptation d'indice avec un milieu absorbant et injection du faisceau infrarouge pendant le pompage) mais aussi d'envisager de nouveaux schémas d'amplification.

1.2. Schémas d'amplificateurs pour le dernier étage d'amplification du laser 25PW du projet ILE

Dans cette partie, nous allons présenter les avantages et inconvénients de différents schémas d'amplification dans le Ti:Sa et appliqués à l'amplification dans le dernier étage du laser du projet ILE. Ces schémas sont conçus pour amplifier un faisceau infrarouge d'environ 50 joules (sortie d'amplificateur type "LASERIX") jusqu'à une énergie d'environ 700 joules. Nous considérerons, au vu de l'avancement des recherches dans le domaine de croissance des cristaux de Ti:Sa de grande dimension, que l'ouverture utile maximale réalisable pour un cristal de très grande dimension est de 180mm pour une épaisseur maximale de 5 cm. Ces valeurs ne sont que des ordres de grandeurs servant à illustrer les problématiques liées à l'amplification à très haute énergie.

Dans ce cas, nous considérerons un diamètre de 180 mm pour les faisceaux de pompe et de 170 mm pour le faisceau infrarouge, tout le long de sa propagation dans le dernier étage amplificateur. Le cristal est donc soumis, dans ce contexte, à des fluences supérieures de l'ordre de 3 J.cm^{-2} . Nous verrons dans la suite de ce chapitre qu'il existe des solutions afin de travailler avec de telles fluences tout en limitant les risques d'endommagements sur les optiques.

Les modélisations ont été réalisées pour un cristal à température ambiante, c'est-à-dire pour un rendement quantique est égal à 0.81. La section efficace d'amplification du Ti:Sa à 800 nm est prise égale à $3.5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$.

1.2.1. Utilisation d'un seul cristal (Schéma conventionnel)

Nous avons dans un premier temps modélisé l'émission de fluorescence amplifiée dans un système d'amplification "classique", basé sur cristal de 5cm de longueur, absorbant à 95 % à 527 nm et pompé sur chaque face par une énergie de 750 joules par des impulsions temporellement gaussienne. La zone de gain présente un diamètre de 18 cm à $1/e^2$ et les impulsions de pompe ont une durée de 20 ns à mi-hauteur et un profil spatial transverse "idéal", supergaussien d'ordre 10.

Ce schéma d'amplification multi-passages est représenté à la figure 4.3

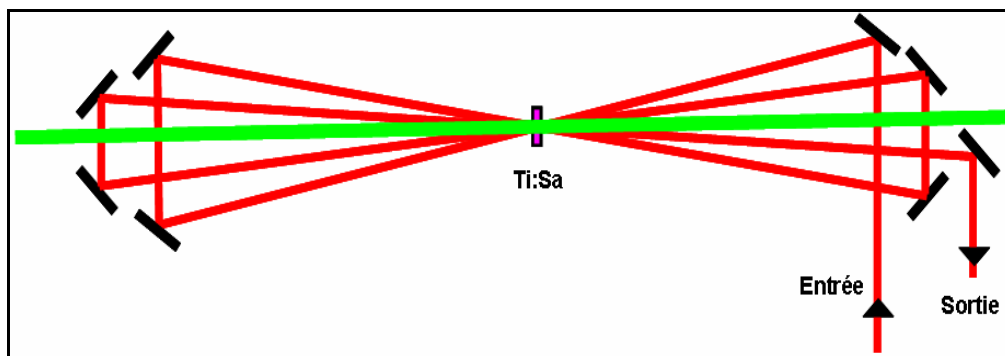


Figure 4.3 : Schéma d'un amplificateur multi-passages « classique »

Pour rendre compte de l'importance des phénomènes de lasage transverse et de fluorescence transverse amplifiée dans ce schéma d'amplification, nous avons effectué des simulations du gain en présence ou non d'émission de fluorescence au sein du cristal, tout en considérant une bonne adaptation d'indice à l'interface ($\Delta n < 0.01$).

Comme le montre la figure 4.4, les gains transverses calculés à l'intérieur du cristal sont très largement supérieurs à 10^4 pour cette énergie de pompe, ce qui provoque une très forte déplétion de l'inversion de population au sein du cristal par amplification transverse de la fluorescence.

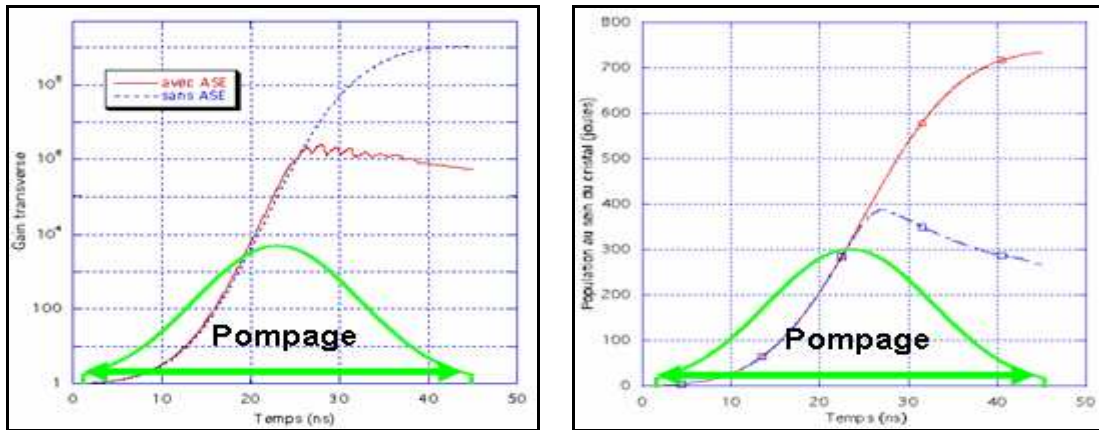


Figure 4.4 : Evolution du gain transverse (à gauche) et de l'inversion de population (à droite) en fonction du temps au sein d'un cristal amplificateur de 200 mm de diamètre et 50 mm d'épaisseur pompé sur chaque face par 750 joules d'énergie. L'absorption du cristal est de 95% à la longueur de pompe et $\Delta n < 10^{-2}$. Les impulsions de pompe ont une durée de 20 ns à mi-hauteur. On remarque, en présence d'émission de fluorescence une chute rapide du gain et de l'inversion de population avant la fin du pompage, provoquée par l'amplification transverse de la fluorescence.

La figure 4.5 présente l'évolution de l'inversion de population au sein du cristal et de l'énergie de l'impulsion infrarouge en fonction du temps.

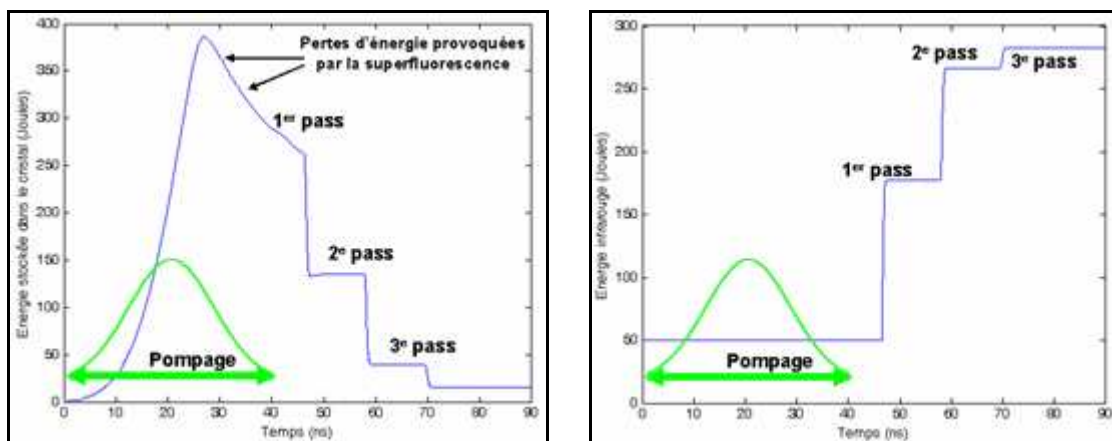


Figure 4.5 : évolution temporelle de l'énergie stockée au sein du milieu amplificateur (gauche) et de l'énergie de l'impulsion infrarouge (droite) pour un cristal de Ti:Sa de 200 mm de diamètre et 5 cm d'épaisseur pompé par 750 joules sur chaque face sur un diamètre de 180 mm. L'absorption du cristal est de 95% à la longueur de pompe et $\Delta n < 10^{-2}$. L'impulsion est injectée à la fin du pompage.

On remarque sur la figure 4.5 qu'une quantité importante d'énergie stockée dans le cristal est perdue par émission de fluorescence. Dans ces conditions, le rendement d'amplification ne peut excéder 20 %. La figure 4.7 illustre ce phénomène de fluorescence transverse amplifiée à travers le profil spatial de l'impulsion infrarouge en sortie d'amplificateur. On retrouve ce profil en "œil de chat", caractéristique de ce phénomène.

- Amplification du faisceau infrarouge

Nous avons montré dans les chapitres précédents qu'il est préférable d'amplifier l'impulsion infrarouge pendant le pompage de manière à diminuer l'énergie maximale stockée dans le cristal au cours du temps et ainsi limiter le gain transverse dans le milieu amplificateur.

En injectant une impulsion infrarouge avec une énergie suffisante pour saturer l'amplification dès le premier passage, avec un temps de propagation entre 2 passages adapté à la durée de pompage, les simulations montrent qu'il est possible d'amplifier l'impulsion infrarouge avec un rendement suffisant. La figure 4.6 montre l'évolution du gain et de l'énergie infrarouge en fonction du temps. Le calcul est effectué pour l'amplification sur 4 passages d'une impulsion infrarouge de 50 joules et de 170 mm de diamètre. Le faisceau est injecté 18 ns après le début du pompage, le pompage s'effectuant toujours dans les mêmes conditions, c'est-à-dire sur une durée totale de l'ordre de 40 ns.

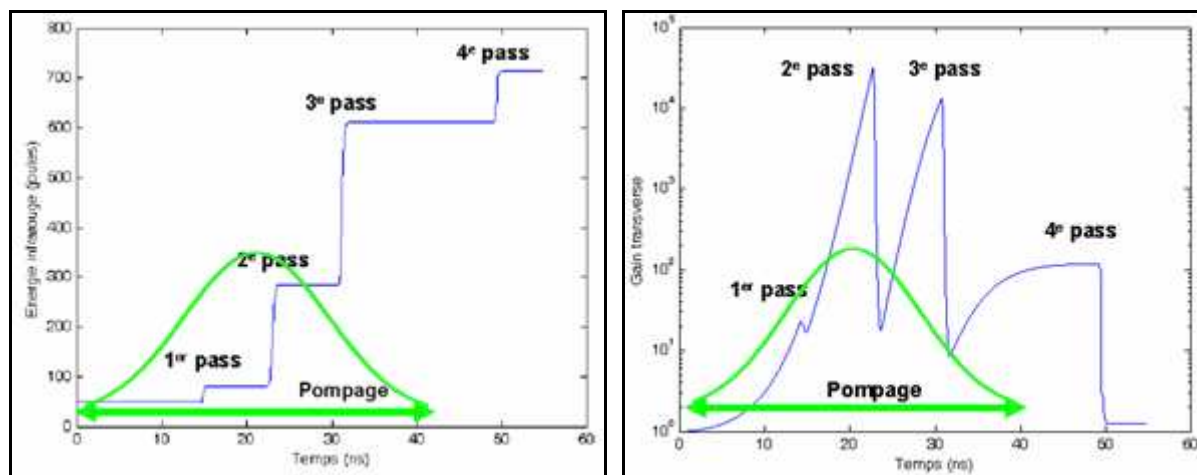


Figure 4.6 : énergie de l'impulsion laser après chaque traversée du cristal amplificateur et gain transverse maximum au sein du cristal. L'énergie totale de pompe est de 1.5 kJ et le cristal modélisé fait 5 cm d'épaisseur et 200 mm de diamètre. L'absorption du cristal est de 95% à la longueur de pompe et $\Delta n < 10^{-2}$. L'impulsion est injectée avant la fin du pompage. Malgré le très fort gain transverse au sein du cristal, le rendement d'amplification est très bon. Ceci est dû au fait que le gain n'est important au sein du cristal que pendant une très courte durée, insuffisante pour provoquer une forte déplétion par émission d'ASE de l'énergie stockée dans le cristal amplificateur.

On remarque sur la courbe d'évolution du gain en fonction du temps que le gain transverse demeure inférieur à 10^5 pendant toute l'amplification, ce qui a pour conséquence de limiter fortement les effets parasites transverses, comme l'illustre très bien le rendement d'amplification, qui demeure supérieur à 40 %.

On note cependant sur la figure 4.7, qui donne le profil spatial du faisceau amplifié en sortie d'amplificateur, que le profil spatial de l'impulsion infrarouge est légèrement altéré par le phénomène de fluorescence transverse amplifiée même dans le cas d'une impulsion injectée pendant le pompage. Ceci est dû aux gains transverses importants et donc aux pertes engendrées par l'amplification de la fluorescence au sein du milieu amplificateur.

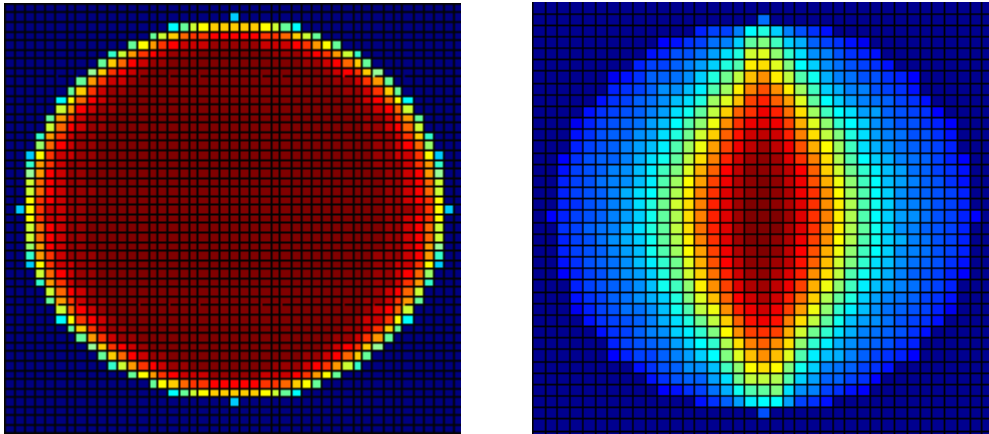


Figure 4.7 : Profil spatial du faisceau infrarouge amplifié en 4 passages dans un monocristal pompé par 1500 joules d'énergie. Gauche : profil spatial du faisceau infrarouge dans le cas où il est injecté pendant le pompage. Droite : profil spatial du faisceau infrarouge injecté après le pompage.

Ces calculs montrent qu'il est théoriquement possible d'amplifier une impulsion infrarouge de 50 joules jusqu'à une énergie de l'ordre de 700 joules dans un cristal de 200 mm de diamètre et 5 cm de long. Cependant, ces simulations ont été effectuées pour des impulsions de pompe de durée très courte, 20 ns à mi-hauteur, ce qui diminue fortement les effets parasites liés à la fluorescence transverse amplifiée et favorise grandement la technique qui consiste à amplifier l'impulsion infrarouge pendant le pompage.

Pour des impulsions de pompe de durée plus importante, supérieure à 40 ns à mi-hauteur, il n'a pas été possible de trouver une configuration réaliste pour laquelle l'injection du faisceau infrarouge pendant le pompage permet de maintenir le gain en dessous de 10^5 . Dans ce cas, le rendement est alors fortement limité par la fluorescence transverse amplifiée.

1.2.2. Utilisation d'un empilement de cristaux

Pour diminuer les contraintes évoquées dans le paragraphe précédent, une solution consiste à travailler avec un empilement de cristaux peu dopés, de manière à diminuer le gain transverse en homogénéisant la distribution en volume de l'énergie absorbée au sein du cristal. L'intérêt d'utiliser ce schéma, présenté à la figure 4.8, plutôt que d'utiliser seul cristal tient en 2 points.

Il permet d'une part d'augmenter la longueur du milieu amplificateur en utilisant le bon nombre de cristaux avec l'absorption adéquate afin de diminuer les gains transverse et longitudinaux au sein de chaque cristal. D'autre part, cette méthode permet d'homogénéiser l'absorption, donc le gain en volume, en utilisant de cristaux plus faiblement absorbants aux extrémités qu'au centre de l'empilement. En procédant ainsi, on peut obtenir un profil de gain longitudinal homogène, comme le montre la figure 4.8 (gauche) à travers la simulation de la distribution d'énergie au sein de 2 cristaux d'absorptions différentes pompés d'un seul coté par la même énergie et maximiser ainsi l'absorption de pompe.

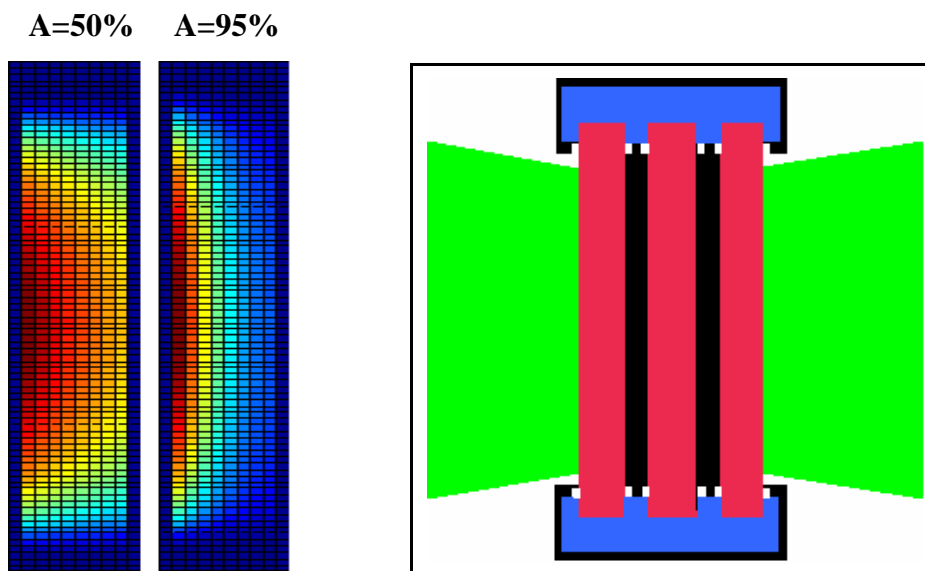


Figure 4.8 : pompage d'un empilement de disques amplificateurs. Gauche : profil de gain longitudinal au sein de 2 cristaux ayant des absorptions différentes à la longueur d'onde de pompe (50 % et 95 %). On remarque sur le profil du cristal de gauche (50 % d'absorption) que la répartition d'énergie est plus homogène. Droite : vue de coté du schéma de principe de l'empilement de cristaux. Un fluide absorbant de haut indice de réfraction circule autour des cristaux pour supprimer le lasage transverse.

On remarque sur la figure 4.8 que l'énergie est répartie de manière plus homogène dans un cristal peu absorbant que dans un cristal absorbant à plus de 90 %. En plaçant au centre de l'empilement un cristal suffisamment absorbant, il est possible d'obtenir un profil longitudinal

de gain plus homogène, ce qui présente l'avantage de limiter le gain transverse au sein de chaque cristal et donc de réduire l'ensemble des effets parasites transverses.

Nous avons simulé le comportement d'un amplificateur de ce type. Il s'agit dans ce cas d'un empilement de 3 cristaux, représenté sur la figure 4.8, pompé de chaque côté par une impulsion de 750 joules d'énergie, de profil transverse supergaussien d'ordre 10, de 180 mm de diamètre et d'une durée d'environ 22 ns à mi-hauteur. Le cristal placé au centre de l'empilement est absorbant à 95 % à la longueur d'onde de pompe et fait 5 cm d'épaisseur. Les 2 autres cristaux, de 2 cm d'épaisseur, sont absorbants à 50 % à la longueur d'onde de pompe. Nous avons simulé l'évolution des gains transverses en fonction du temps dans chacun des cristaux amplificateurs (figure 4.9)

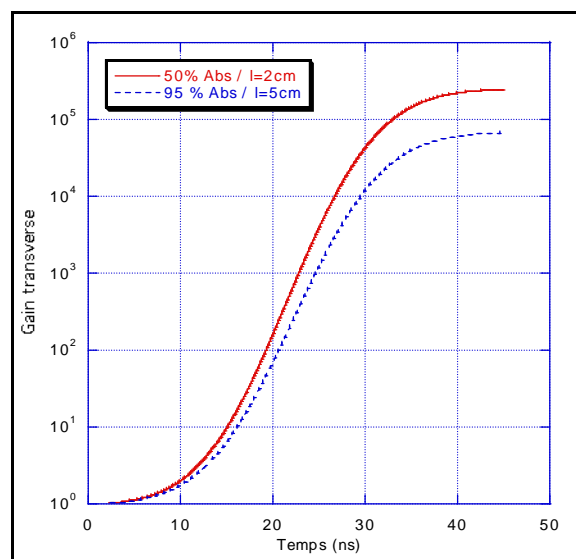


Figure 4.9 : Evolution du gain transverse au sein de deux cristaux d'absorption et d'épaisseur différentes. Le cristal faiblement absorbant est pompé par 50 joules sur une face et 750 joules sur l'autre face. Le cristal très absorbant est pompé sur chaque face par 375 joules. Les impulsions de pompe ont un profil supergaussien d'ordre 10 de 18 cm de diamètre à $1/e^2$. La durée de ces impulsions gaussiennes est de 20 ns à mi-hauteur.

Sur cet exemple, l'absorption totale est proche de 100 % et l'énergie déposée dans le cristal central très absorbant est diminuée d'un facteur 2 par rapport à la configuration "classique" décrite au paragraphe précédent. Ainsi, les gains transverses mis en jeu sont de l'ordre de

grandeur des gains transverses avec lesquels nous avons travaillé pour l'amplification dans le dernier étage de l'amplificateur LASERIX. En injectant le faisceau infrarouge pendant le pompage, il est alors possible d'amplifier jusqu'au niveau d'énergie voulu. Il est également possible de rajouter un quatrième cristal pour diminuer encore le gain transverse maximum au sein de l'empilement.

L'inconvénient majeur de cette technique est l'utilisation de plusieurs cristaux amplificateurs de grandes dimensions ce qui représente un investissement financier et une contrainte de temps plus importants à cause des délais de fabrication. Il est également essentiel, pour éviter l'endommagement de ces cristaux, que les faisceaux de pompe soient spatialement homogènes sur une distance de propagation supérieure à la longueur de l'empilement. Cette condition peut être une contrainte forte sur le système d'homogénéisation des lasers de pompe à mettre en place.

1.2.3. Association de plusieurs amplificateurs multi-passages

Une autre solution plus classique consisterait à associer 2 amplificateurs multi-passages tels que celui de la figure 4.3. Cette méthode présente de nombreux avantages par rapport aux méthodes évoquées précédemment : la fluence de pompe, sur chacun des cristaux amplificateurs, est diminuée d'un facteur dépendant du nombre d'amplificateurs utilisés, ce qui diminue pour le cristal les risques d'endommagements dus au pompage.

Nous avons simulé l'amplification d'une l'impulsion infrarouge et les effets parasites transverses au sein de 2 cristaux de 180 mm d'ouverture utile et de 50 mm d'épaisseur, respectivement pompés par 600 joules et 900 joules d'énergie, réparties sur leurs 2 faces. Ces cristaux absorbent à 95% à la longueur d'onde de pompe. Le premier amplificateur, dans lequel l'impulsion infrarouge fait 3 passages, est injecté avec 50 joules d'énergie à 800 nm. Le diamètre de cette impulsion est de 170 mm à $1/e^2$. Le deuxième amplificateur est injecté par le faisceau infrarouge issu du premier amplificateur.

Les résultats d'amplification et de gains transverses sont représentés sur les figures 4.10 et 4.11.

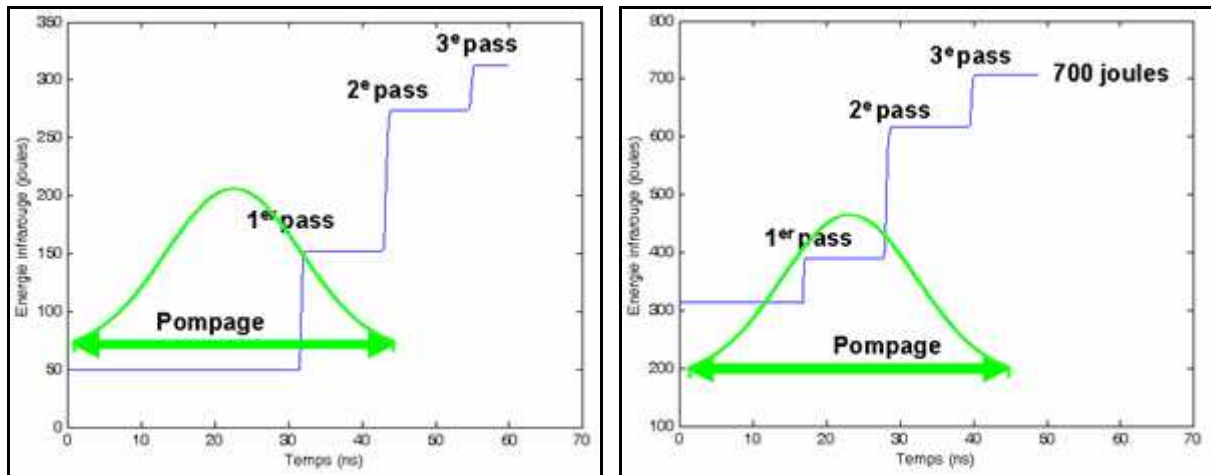


Figure 4.10 : évolution de l'énergie infrarouge à chaque passage pour chacun des amplificateurs multi-passages. Gauche : le cristal est pompé par 300 joules par face. L'énergie en sortie de ce premier amplificateur est supérieure à 300 joules pour une énergie injectée de 50 joules. Droite : le faisceau issu du premier amplificateur est injecté dans un amplificateur pompé par 900 joules. L'énergie en sortie de ce système est de 700 joules.

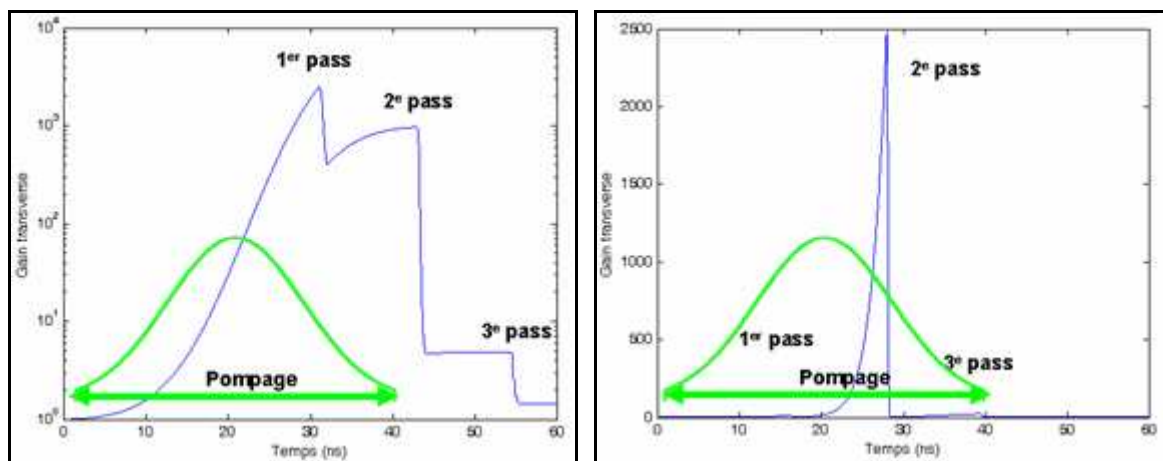


Figure 4.11 : évolution du gain transverse au sein des cristaux de Ti:Sa de deux amplificateurs multi-passages. Gauche : le cristal est pompé par 300 joules sur chaque face. Droite : le faisceau issu du premier amplificateur est injecté dans un amplificateur "3 passages" pompé par 900 joules. Dans ces deux amplificateurs, le gain transverse ne dépasse pas quelques milliers pendant plus de quelques nanosecondes.

Cette solution, qui est compatible avec l'empilement de cristaux, est une solution à la fois plus simple à mettre en place, bien qu'encombrante, mais aussi plus sûre tant dans la perspective de limiter les effets parasites de fluorescence amplifiée que pour contrôler le profil spatial de l'impulsion infrarouge et l'énergie déposée sur chacun des cristaux. Par ailleurs, il est possible d'adapter la taille des cristaux amplificateurs à la fluence des faisceaux de pompe et du faisceau infrarouge, ce qui permet de travailler avec des cristaux de taille adaptée au niveau d'amplification.

2. Etude des autres phénomènes parasites propres à l'amplification très haute énergie

Le lasage parasite transverse et la fluorescence transverse amplifiée ne sont pas les seuls phénomènes parasites induits par l'amplification haute énergie. Pour atteindre les régimes d'interaction nécessaires aux expériences de physique des hautes énergies, il est nécessaire d'obtenir des impulsions très courtes en sortie de chaîne, mais aussi que le contraste de l'impulsion soit suffisant pour que le front montant d'ASE ne perturbe pas le processus d'interaction.

2.1. Rétrécissement spectral

Pour obtenir une impulsion de 15 fs en sortie du dernier amplificateur de puissance, il est nécessaire d'injecter dans le compresseur une impulsion dont le spectre, s'il est gaussien, doit présenter une largeur à mi-hauteur supérieure à 65 nm. La correspondance entre la largeur temporelle à mi-hauteur Δt et la largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\lambda$ pour une impulsion gaussienne de longueur d'onde λ est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta t = \frac{0.441\lambda^2}{c\Delta\lambda} \quad (4.2)$$

Nous avons vu au chapitre 2 que le spectre d'une impulsion amplifiée dans un amplificateur de puissance était déformé en sortie d'amplificateur à cause de la saturation de l'amplification. La figure 4.12 montre le spectre calculé en sortie d'amplificateur pour une impulsion de 50 joules amplifiée jusqu'à 700 joules dans un amplificateur 3 passages, pour un spectre initial centré à 800nm et de 80nm de largeur à mi-hauteur.

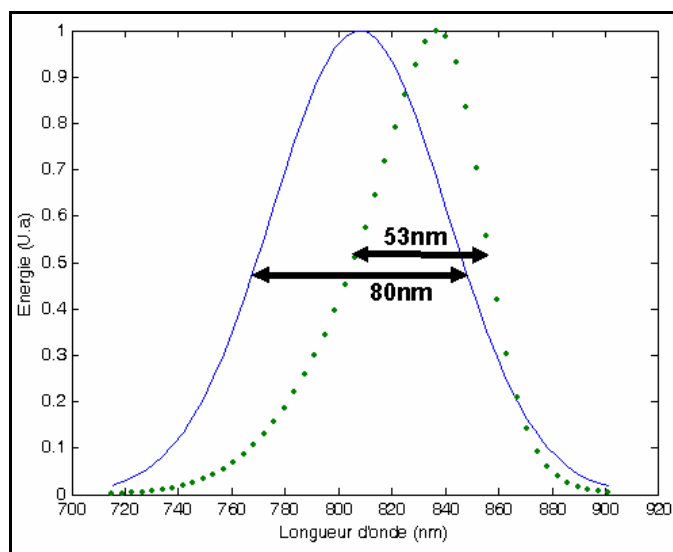


Figure 4.12 : spectre avant et après amplification d'une impulsion de 50 joules amplifiée jusqu'à 700 joules dans un amplificateur multi-passages. On remarque un très fort rétrécissement spectral accompagné d'un décalage vers les grandes longueurs d'onde à cause de la saturation du gain.

Pour maintenir un spectre suffisamment large en sortie d'amplificateur, malgré le phénomène de rétrécissement spectral, il est nécessaire d'injecter une impulsion de largeur spectrale supérieure à 150 nm à mi-hauteur, ce qui n'a encore jamais été réalisé aux niveaux d'énergie mis en jeu. A l'heure actuelle, les impulsions de quelques joules les plus larges à avoir été recompressées ont une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 80 nm [30]

Une des solutions couramment mise en oeuvre pour contrer ce phénomène consiste à moduler le spectre avant et pendant l'amplification avec un modulateur acousto-optique (Dazzler, cf. paragraphe 3.3.4, chapitre 1) ou en induisant des pertes à l'aide de miroirs dont la réflectivité est modulée en longueur d'onde. Cette solution, efficace et peu coûteuse à basse énergie, l'est beaucoup moins pour l'amplification haute énergie puisqu'elle demande beaucoup de passages au sein de l'amplificateur multipassages et diminue fortement le rendement d'amplification dans un système où l'énergie de pompe coûte très cher.

Plusieurs axes de recherche sont à l'étude pour palier cet effet. Une solution envisageable serait de décaler le spectre injecté vers les grandes longueurs d'onde de manière à ce que le profil de gain du Ti:Sa, qui favorise l'amplification des longueurs d'onde situées autour de 795 nm, compense l'effet de saturation [31]. La figure 4.13 illustre les possibilités offertes par une telle technique.

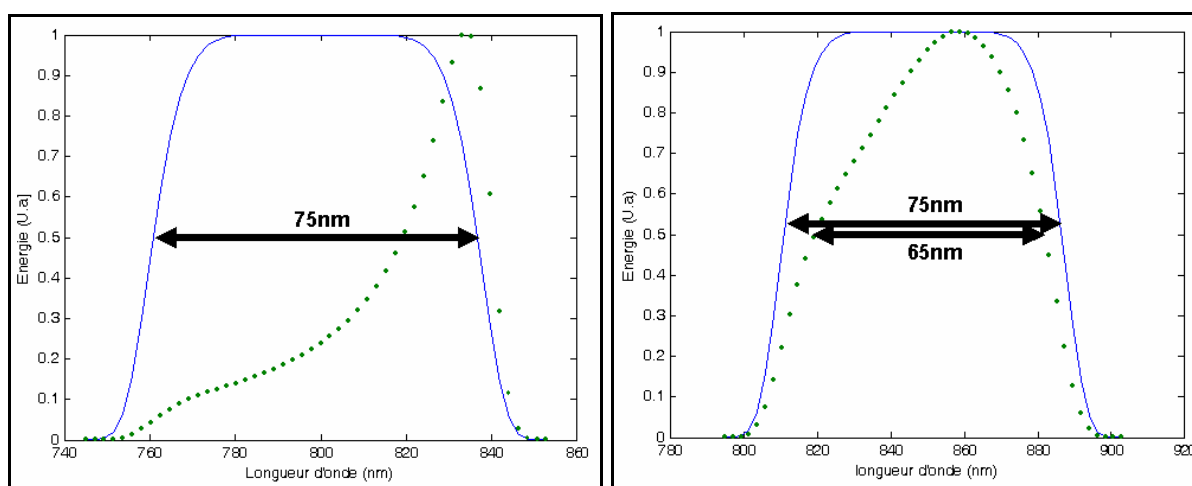


Figure 4.13 : spectres avant et après amplification pour une impulsion dont les spectres initiaux sont respectivement centrés à 800 nm (gauche) et 850 nm (droite). On remarque un effet de la saturation moins important pour le spectre centré à 850 nm, à cause du gain plus important autour de 795 nm qui compense l'effet de rétrécissement.

Cette technique nécessite cependant d'injecter une impulsion large centrée autour de 850nm avec suffisamment d'énergie dans les pieds du spectre.

2.2. Contraste nanoseconde

Dans le cadre des simulations effectuées sur les effets parasites transverses au sein des amplificateurs Ti:Sa dus à l'émission spontanée amplifiée, j'ai développé un code de simulation permettant de modéliser l'émission spontanée amplifiée longitudinale produite par une succession d'amplificateurs multi-passages haute énergie. Ce travail a été motivé par la compréhension du contraste généré par une succession d'amplificateurs multipassages "classiques".

Le code, dans sa version actuelle, permet de modéliser la propagation et l'amplification d'une impulsion au sein d'une succession de 4 amplificateurs multipassages dont les caractéristiques de durée, d'énergie, de profil spatial et de synchronisation des impulsions de pompe, le profil du faisceau infrarouge et les caractéristiques des cristaux amplificateurs peuvent être modifiées. Cette simulation permet de rendre compte de l'influence des grandes durées d'impulsions de pompe sur l'évolution du contraste temporel à l'échelle de la nanoseconde. Ce contraste est calculé pour une impulsion infrarouge étirée temporellement à 500 ps.

L'émission de fluorescence, dans chaque amplificateur, peut être modélisée de deux façons. La première méthode de modélisation consiste à supposer que le cristal n'émet que suivant la direction du faisceau laser, dans un angle solide donné par la relation suivante :

$$\Omega = \frac{\pi \left(\frac{\Phi_i}{2} \right)^2}{4\pi l^2} \quad (4.3)$$

où Φ_i est de diamètre du faisceau infrarouge et l est le chemin optique parcouru par le faisceau laser dans l'amplificateur multipassages. La deuxième méthode consiste à ne prendre en compte que l'énergie fluorescée suivant l'axe de propagation du laser, et ayant la même divergence que celle du faisceau laser (10 à 20 microradians).

Dans le cadre du dimensionnement du projet ILE, j'ai calculé le contraste en sortie du dernier étage d'amplification d'une impulsion de 30 mJ de contraste infini, amplifiée jusqu'à 700 joules dans une succession de 4 amplificateurs haute énergie. Les trois premiers amplificateurs ont les mêmes caractéristiques que ceux décrits à la fin du chapitre 1, traitant du laser pilote de la station LASERIX. Le dernier amplificateur possède les caractéristiques de l'amplificateur 4 passages décrit au paragraphe 1.2.1. L'impulsion infrarouge est étirée à 500 ps à mi-hauteur et les impulsions de pompe du dernier étage ont une durée à mi-hauteur de 50 ns.

La figure 4.14 montre les résultats obtenus pour les deux types de modélisation de l'émission de fluorescence.

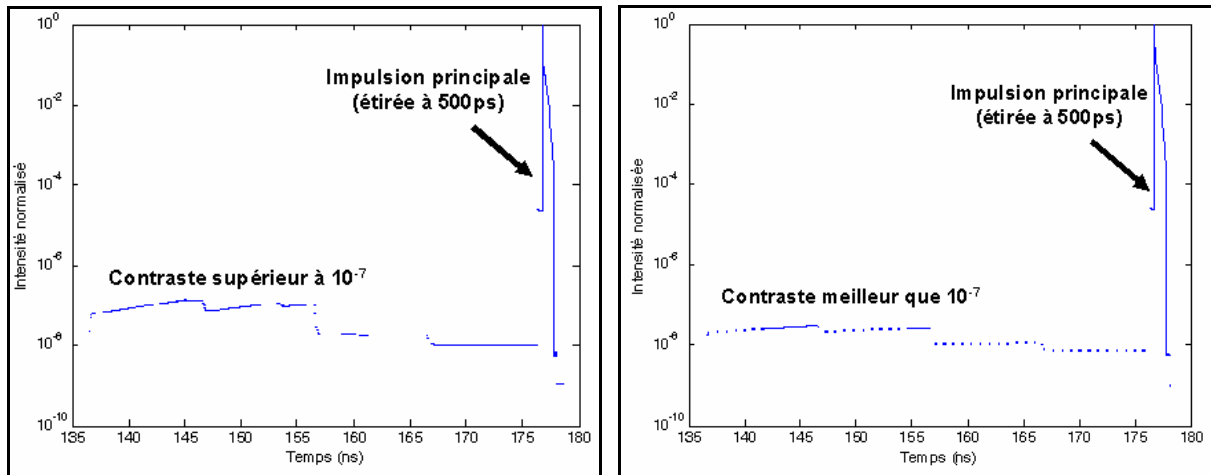


Figure 4.14 : calculs des contrastes nanosecondes à partir de l'ASE produite par 4 amplificateurs multi-passages permettant d'amplifier une impulsion de 30 mJ jusqu'à une énergie de 700 Joules. Gauche : le calcul est effectué pour une émission de l'ASE par les cristaux amplificateurs dans un angle solide donné par l'intersection du faisceau infrarouge (quelque cm^2) par une sphère de rayon égal à la distance parcourue par l'impulsion infrarouge dans l'amplificateur multipassages (plusieurs mètres). Droite : le calcul est effectué pour une émission ASE de même divergence que celle du faisceau laser.

D'après les calculs, l'énergie contenue dans le front avant de l'impulsion infrarouge sur une durée de 30ns est de l'ordre de 50 millijoules, ce qui représente une intensité sur cible de l'ordre $1.10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ pour une tache focale de $60 \mu\text{m}$ de diamètre. Cette intensité est suffisante pour ablater la matière et il sera donc probablement nécessaire d'améliorer le contraste au sein même de l'amplification de puissance pour que ce front nanoseconde ne perturbe pas les processus d'interaction laser matière.

La figure 4.15 illustre l'effet sur le gain de la propagation dans le cristal du dernier étage de l'ASE produite par les 3 amplificateurs multi-passages précédents. Le calcul est effectué en fixant à zéro l'énergie contenue dans le pic principal de l'impulsion à l'entrée du dernier étage d'amplification et en ne considérant une émission d'ASE que sur une pupille de 2cm de diamètre au niveau du cristal du dernier étage pour ne pas alourdir le calcul.

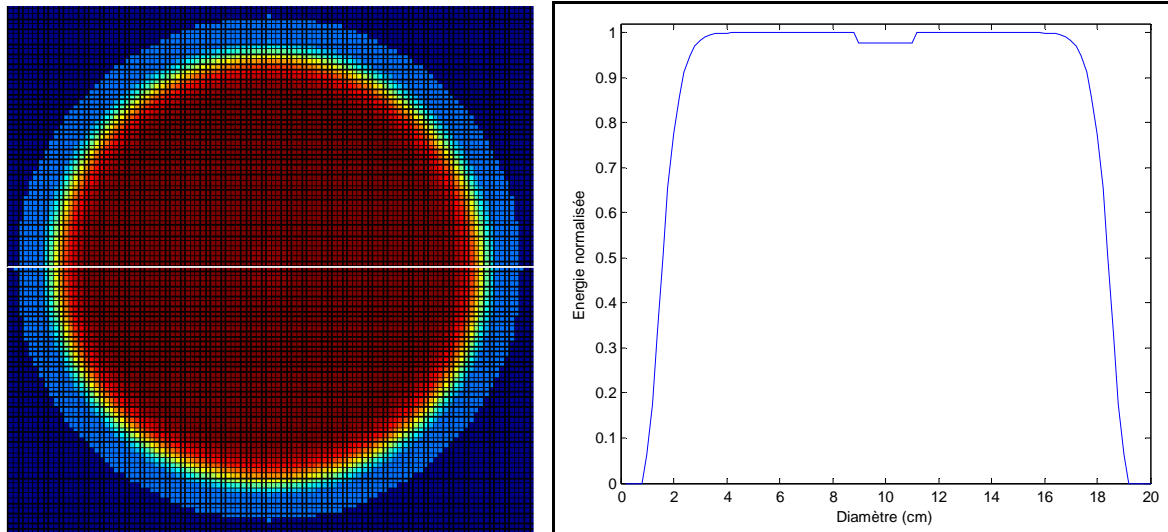


Figure 4.15 : Profil de gain au sein du cristal du dernier étage d'amplification. Le cristal fait 200 mm de diamètre et les faisceaux de pompe font 180 mm de diamètre à $1/e^2$. On remarque sur la coupe transverse du gain suivant l'axe y (figure de droite), une dépopulation due à la seule propagation de la fluorescence générée par les amplificateurs précédents sur une section de 2 cm de diamètre.

On constate que l'énergie comprise dans l'ASE est suffisante pour dépeupler le milieu à gain avant même l'arrivée de l'impulsion principale au sein du milieu amplificateur. Ce phénomène est néfaste pour le rendement d'amplification.

La figure 4.16 illustre l'influence de la durée des faisceaux de pompe sur ce contraste nanoseconde. La durée des impulsions de pompe pour les trois derniers étages d'amplification est fixée à 10ns à mi-hauteur.

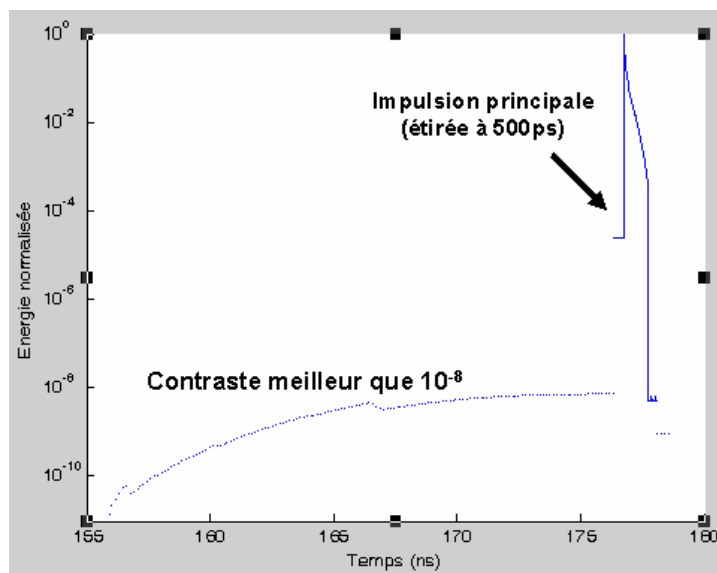


Figure 4.16 : calculs des contrastes nanosecondes à partir de l'ASE générée par 4 amplificateurs multi-passages permettant d'amplifier une impulsion de 30mJ jusqu'à une énergie d'environ 700 J. Les impulsions de pompe de profil temporel gaussien ont une durée de 10ns à mi-hauteur.

On remarque sur les figures 4.14 et 4.16 que le contraste nanoseconde généré par une succession d'amplificateurs dépend fortement de la durée des impulsions de pompe de chaque amplificateur. En diminuant la durée des impulsions de pompe de 30ns et 50ns sur les deux derniers amplificateurs multi-passages à 10ns à mi-hauteur, on gagne un ordre de grandeur sur le contraste.

En effet, pour des impulsions de pompe de longue durée, l'énergie émise par fluorescence par un amplificateur est amplifiée par l'amplificateur situé en aval avant même que l'impulsion infrarouge ne dépeuple le milieu par saturation de l'amplification. Ce contraste est réduit à des valeurs proches de 10^{-6} pour des impulsions de pompe d'une durée à mi-hauteur supérieure à 100 ns, dans les deux derniers étages d'amplification, ce qui peut avoir pour conséquence de dépeupler considérablement le milieu amplificateur avant l'injection de l'impulsion infrarouge.

La durée des impulsions de pompe est donc critique à la fois pour les effets parasites transverses (lasage transverse, fluorescence transverse amplifiée) et les effets parasites longitudinaux (contraste nanoseconde).

3. Conclusion

L'ensemble des résultats présentés dans cette partie montre qu'il est théoriquement possible, en dépit des phénomènes parasites de plus en plus importants, d'extraire une énergie supérieure à 700 joules de cristaux de Ti:Sa de grandes dimensions. Pour optimiser cette extraction, il est cependant nécessaire de développer de nouveaux schémas d'amplification et de renforcer les contraintes sur la durée des impulsions de pompe et l'épaisseur des cristaux. Ces deux paramètres n'étaient pris en compte que dans une faible mesure dans le dimensionnement actuel des chaînes laser Ti:Sa jusqu'au niveau "petawatt".

La difficulté fondamentale pour atteindre des puissances crête élevées demeure cependant la conservation d'un spectre large durant l'amplification. Il est nécessaire, pour espérer obtenir des impulsions de durées inférieures à 20fs, de réaliser un travail important sur la problématique du rétrécissement spectral. Après l'amélioration du contraste et la suppression du lasage transverse, c'est à mon sens l'enjeu principal du travail à effectuer sur l'amplification à très haute énergie.

*Chapitre 4 : Application du code de simulation au dimensionnement d'un laser 25 PW (Projet ILE).
Prise en compte du contraste temporel.*

Conclusion

Le travail de ces trois années de thèse a principalement porté sur l'étude et le montage expérimental d'un amplificateur haute cadence Ti:Sa de haute énergie, permettant d'atteindre le régime petawatt dans le cadre du projet LASERIX. Pour parvenir aux résultats présentés au chapitre 2, c'est-à-dire environ 40 joules d'énergie en sortie du dernier étage d'amplification, nous avons travaillé sur différents aspects de l'amplification à très haute énergie.

L'amplification haute énergie dans le saphir dopé titane a fait l'objet de nombreuses recherches au cours de ces dernières années. Parmi les points durs propres à ce type d'amplification, on peut citer en priorité le contraste, la qualité des faisceaux de pompes et infrarouge, la conservation de la largeur spectrale du Ti:Sa et le lasage transverse. Les spécificités du projet LASERIX font que seuls deux de ces points demeurent fondamentaux : la lasage transverse et la qualité spatiale des différents faisceaux. Un très bon contraste et une durée d'impulsion en dessous de 40 fs n'étaient en effet pas nécessaires pour le type d'interaction sur cible solide mis en jeu dans le cadre du projet LASERIX.

En raison des difficultés à mener les expériences sur le lasage transverse, nous avons donné la priorité au développement d'outils de calculs et d'un code de simulation modélisant les effets parasites dans les cristaux de grandes dimensions. Ces outils nous ont rapidement menés à la conclusion que seule l'adaptation d'indice pourrait limiter les effets parasites dans les cristaux C1 et C2 servant à l'amplification haute énergie, ce qui nous a permis d'anticiper sur les solutions à adopter lors des campagnes d'expériences d'amplification à haute énergie et de test de solution aux problèmes de lasage parasite. Parallèlement à ces travaux, nous avons cherché une technique d'homogénéisation, simple et peu encombrante, permettant d'homogénéiser chacun des 8 faisceaux pompes en respectant les contraintes d'encombrement propre au dernier étage d'amplification.

- Homogénéisation des faisceaux de pompe

La technique d'homogénéisation que nous avons développée pendant cette thèse présente de nombreux avantages. La transmission du système optique est supérieure à 99%, il est à la fois peu encombrant, très facile à aligner et présente un seuil de dommage très élevé, égal à celui du traitement anti-reflet à 527 nm puisque l'ensemble des optiques est en silice. Nous avons cependant constaté que cette technique ne marche que pour des faisceaux de pompe très peu cohérent spatialement, ce qui limite son utilisation aux lasers à 1.06 μm fortement multimodes, dont l'efficacité de doublage demeure assez faible, de l'ordre de 30%. En outre, l'existence de fortes modulations spatiales dans certains plans de propagation, dues à l'effet Talbot, peut poser problème s'il s'avère nécessaire de placer des optiques sur le trajet de ces faisceaux. Cette technique est donc idéale pour l'homogénéisation des faisceaux que nous avons utilisés dans le cadre du projet LASERIX mais ne s'adapte pas à l'utilisation des lasers "commerciaux" haute cadence dont la forte cohérence spatiale peut imposer, dans le cas de profils spatiaux très fortement perturbés, la recherche d'autres schémas d'homogénéisation.

- Lasage parasite transverse

Il est nécessaire, pour extraire beaucoup d'énergie des amplificateurs Ti:Sa, d'utiliser des cristaux de dimensions de plus en plus importantes. Les fluences auxquelles il est possible de travailler sont en effet figées à la fois par les phénomènes de saturation et par les seuils de dommages, ce qui implique pour augmenter l'énergie extraite de multiplier les étages d'amplification mais aussi de travailler avec des cristaux d'ouverture utile directement imposée par l'énergie désirée en sortie d'amplificateur. Pour extraire quelques centaines de joules d'un amplificateur multi-passages, les calculs menés au chapitre 4 montrent qu'il est nécessaire d'utiliser des cristaux d'au minimum 20 cm de diamètre.

L'équation 2.10 montre qu'à fluence de pompe constante, le gain transverse augmente exponentiellement du diamètre de pompe et que seule la longueur du cristal peut limiter ce gain de manière significative. Hors, les techniques de croissance actuelle des cristaux de Ti:Sa ne permettent pas de faire croître des cristaux de qualité et d'épaisseur suffisantes pour espérer limiter ce problème par la simple utilisation de barreaux de Ti:Sa de plus grandes longueurs. Il s'agit alors de développer des techniques permettant de réduire le gain transverse au sein

des cristaux existants ou tout du moins de limiter l'apparition de phénomènes parasites au sein des cristaux amplificateurs de grandes dimensions en empêchant la formation de cavités parasites.

Nous avons utilisé deux stratégies complémentaires pour limiter le lasage parasite dans le cas de l'amplification haute énergie pour le projet LASERIX. La première piste sur laquelle nous avons travaillé a été de limiter les réflexions à la périphérie du cristal en utilisant un liquide d'indice circulant à la périphérie du cristal de manière à empêcher l'apparition de cavités parasites au sein des cristaux amplificateurs. Pour cela, nous avons utilisé plusieurs liquides d'indice de réfraction élevés parmi lesquels un dérivé du diiodométhane d'indice de réfraction proche de 1.75 à 800 nm. Couplés à un colorant laser absorbant dans la gamme de fluorescence du Ti:Sa pour empêcher toutes réflexions sur la monture, on peut estimer avoir testé les limites de cette solution. Nous avons supprimé avec succès le lasage parasite dans des configurations telles que le gain transverse maximum au sein du cristal excède 10^4 . Nous avons également mis en évidence, au delà d'un gain transverse de quelques milliers sur une échelle de temps de quelques nanosecondes, l'apparition d'un autre phénomène parasite, la superfluorescence.

Nous avons par ailleurs démontré qu'en saturant l'amplification pendant le pompage, il était possible de diminuer fortement l'inversion de population au sein du cristal et limiter ainsi l'apparition à la fois des phénomènes de superfluorescence et de lasage parasite transverse. L'efficacité de cette technique est cependant soumise à l'énergie injectée dans l'amplificateur, à cause des effets de saturation de l'amplification et à la durée du pompage. Nous avons modélisé l'influence de ces paramètres en développant un code de simulation tridimensionnel rendant compte de l'influence sur les phénomènes de fluorescence parasite de tous les paramètres pouvant varier d'un amplificateur à un autre.

- Modélisation tridimensionnelle du lasage parasite transverse dans les cristaux de Ti:Sa

Une grande partie de mon travail de thèse à également consister en la création d'un code de simulation permettant d'anticiper sur les problèmes de lasage parasite propres au développement du projet LASERIX mais assez ouvert pour étudier l'influence de paramètres aussi divers que la taille du cristal, la durée et le mode spatial des faisceaux de pompe, l'énergie infrarouge injectée ... Ce travail, même s'il n'est pas complètement abouti, est un succès puisque nous avons corrélé les résultats obtenus par le code aux résultats expérimentaux. Par ailleurs, ce travail numérique nous permis de mieux comprendre le phénomène de lasage transverse et ainsi dimensionner un amplificateur très haute énergie pour le projet ILE (Institut de la Lumière Extrême).

En jouant sur les paramètres de réflectivité aux interfaces et les nombreuses possibilités données par le code de calcul, nous avons également confirmé l'intuition selon laquelle les cavités parasites à l'origine du lasage transverse sont celles présentées au chapitre 2. Nous avons également pu étudier, comme il est montré au chapitre 3, l'influence de nombreux paramètres à la fois sur le lasage transverse mais aussi sur la superfluorescence. Au final, nous avons montré qu'il était possible avec ce code de calcul de dimensionner et optimiser toutes sortes d'amplificateurs de puissance, soit en connaissant les caractéristiques des cristaux utilisés, soit en fixant l'énergie infrarouge en sortie d'amplificateur.

J'ai également utilisé la base du code développé pour étudier le lasage transverse pour simuler l'amplification longitudinale de la fluorescence dans une succession d'amplificateurs multi-passages. Ce programme a pour but d'anticiper sur l'amplification à très haute énergie, et laisse entrevoir l'apparition de nouveaux problèmes d'amplification transverse dans le cas de l'utilisation d'impulsions de pompe trop longues. Il sera sûrement nécessaire, pour des installations de type "ILE", d'isoler temporellement les différents amplificateurs afin de ne pas vider le gain du dernier étage par simple propagation de la fluorescence émise par les étages amplificateurs situés en amont.

- Conclusion et perspectives

En raison de la forte corrélation entre les problèmes de lasage transverse, de superfluorescence et l'évolution des techniques de croissance des cristaux de Ti:Sa, la technologie actuelle ne permet pas de s'affranchir totalement de ces problèmes mais seulement d'en limiter les effets en optimisant au maximum l'énergie qu'il est possible d'extraire de chaque cristaux amplificateurs. Cette optimisation nécessite autant un travail sur les durées de pompe, les schémas d'amplification et que sur les techniques d'adaptation temporelle et d'adaptation d'indice évoquées pendant cette thèse. Il est donc important de continuer le travail d'ingénierie sur ces problèmes qui vont devenir de plus en plus contraignant avec la course vers les hautes énergies.

Par ailleurs, il reste un important travail numérique à réaliser sur la modélisation des surfaces diffusantes à la périphérie des cristaux de Ti:Sa. Ce travail est primordial pour dimensionner des amplificateurs haute puissance pour lesquels il est nécessaire de refroidir le cristal à très basses températures, de l'ordre de -100°C à -150°C . Il est en effet essentiel de fixer les limites en terme de densité d'énergie qu'il est possible de stocker au sein d'un cristal refroidi à température cryogénique pour lequel le lasage transverse, à l'heure actuelle, ne peut être limité que par l'utilisation d'une surface diffusante à la périphérie du cristal. Un outil de modélisation plus complet permettrait de mieux appréhender les problématiques de l'amplification à haute énergie et à haute cadence, pour laquelle il est nécessaire de gérer à la fois les problèmes thermiques et de lasage traverse.

Il serait donc très intéressant de développer un outil de simulation permettant de modéliser à la fois les effets thermiques, l'ASE et l'amplification de l'impulsion infrarouge. Le lasage transverse, couplé aux effets thermiques, demeure en effet un des verrous technologique principaux à la réalisation de laser Ti:Sa de plusieurs centaines de terawatts à un taux de répétition supérieur à quelques Hz.

Références

- [1]. D. Ros, G. Jamelot, M. Pittman, F. Plé, S. Kazamias, A. Klisnick, J.C. Lagron, K. Cassou, O. Guilbaud, J.P. Chambaret, S. Sebban, P. Zeitoun
“LASERIX : a multi X-Ray/XUV beamline high repetition-rate facility”
10ICXRL proceeding (2006)
- [2]. G. Jamelot, D. Ros, A. Klisnick, S. Kazamias, M. Pittman, F. Plé, S. Chapuisat, J.C. Lagron, J. Dubau, D. Benredjem, K. Cassou, O. Guilbaud, J.P. Chambaret, S. Sebban, P. Zeitoun, B. Rus
“LASERIX, the French X-ray laser facility”
X-Ray Lasers 2004, IOP Conf. Series n° 186, p.677 (2005)
- [3]. P.F. Moulton
“Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃”
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, No. 1, p.125 (1986)
- [4]. A.C. DeFranzo and B.G. Pazol
“Index of refraction measurement on sapphire at low temperatures and visible wavelengths”
App. Opt, Vol. 32, No. 13, p. 2224 (1993)
- [5]. K.F. Wall and A. Sanchez
“Titanium Sapphire Lasers”
The Lincoln Laboratory Journal, Vol. 3, No. 3, p.447 (1990)
- [6]. G.F. Albrecht, J.M. Eggleston and J.J. Ewing
“Measurements of Ti³⁺:Al₂O₃ as a lasing material”
Opt. Comm, Vol. 52, p.401 (1985)
- [7]. D.E. McCumber
“Theory of phonon terminated optical masters”
Phys. Rev, Vol. 134, No. 2A, p.A299 (1964)
- [8]. P. Albers, E. Stark and G. Huber
“Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire”
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, No. 1, p.134 (1986)
- [9]. S. Ferré
“Caractérisation expérimentale et simulation des effets thermiques d'une chaîne laser ultra intense à base de saphir dopé au titane”
Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2002)

- [10] R.L. Aggarwal, A. Sanchez, M.M. Stuppi, R.E. Fahey, A.J. Strauss, W.R. Rapoport and C. P Khattak
"Residual infrared absorption in As-grown and annealed crystals of Ti:Al₂O₃"
 IEEE journal of quantum electronics, Vol. 24, p.1003 (1988)
- [11]. W. Koechner
"Solid-State Laser Engineering"
 Springer Series in Optical Sciences, Damage of Optical Elements
- [12]. C. Leblanc
"Principe et réalisation d'une source laser terawatt femtoseconde basée sur le saphir dope au titane. Caractérisation des impulsions produites et démonstration du regime d'intensité au niveau de 10¹⁸ W/cm².
 Thèse de doctorat (1993)
- [13]. F. Salin, J. Squier, and M. Piche
"Mode locking of Ti:Sapphire lasers and self-focusing: a Gaussian approximation"
 Opt. Lett, Vol. 16, p.1674 (1991)
- [14]. D. Strickland and G. Mourou
"Compression of Amplified Chirped Optical Pulses"
 Opt. Comm, Vol. 56, p. 219 (1985)
- [15]. G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, and J.P. Chambaret
"Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification"
 Opt. Lett, Vol. 21, p. 414 (1996)
- [16]. E.B. Treacy
"Optical pulse compression with diffraction gratings"
 IEEE Journal of quantum Electronics, Vol. 5, p.454 (1969)
- [17]. L.M. Frantz and J.S. Nodvik
"Theory of pulse propagation in a laser amplifier"
 J. Appl. Phys, Vol. 34, p. 2346 (1963)
- [18]. F. Verluise, V. Lause, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois
"Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping"
 Opt. Lett, Vol. 25, p. 575 (2000)
- [19]. A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.P. Rousseau, J.P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S.M. Saltiel
"10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation"
 Opt. Lett, Vol. 30, p.920 (2005)
- [20]. F.G. Patterson, J. Bonlie, D. Price, and B. White
"Suppression of parasitic lasing in large-aperture Ti:Sapphire laser amplifiers"
 Opt. Lett, Vol. 24, p.963 (1999)

- [21]. M.P. Kalashnikov, V. Karpov, H. Schnönnagel, and W. Sandner
"100-terawatt titanium-sapphire laser system"
 Laser physics, Vol. 12, No.2, p.368 (2002)
- [22]. A. DiChiara, E.A. Chowdhury, G. Ongadi, and B.C. Walker
"TEM00 terawatt amplification by use of micro-optic spatial mode conversion"
 Opt. Lett, Vol. 28, p.2106 (2003)
- [23]. B. Besold and N. Lindlein
"Practical limitations of Talbot imaging with microlens Arrays"
 Pure Appl, Opt. Vol. 6, p. 691 (1997)
- [24]. Changhe Zhou, Wei Wang, Enwen Dai and Liren Liu
"Simple Principles Of The Talbot Effect"
 Optics and photonics news, p.46 (Novembre 2004)
- [25]. J. E. Swain, R.E. Kidder, K. Pettipiece, F. Rainer, E.D. Baird, B. Loth
"Large-Aperture Glass Disk Laser System"
 J. Appl. Phys, Vol. 40, p.3973 (1969)
- [26]. S. Guch, Jr.
"Parasitic suppression in large aperture disk lasers employing liquid edge claddings"
 App. Opt, Vol.15, No. 6, p.1453 (1976)
- [27]. M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, and H. Kiriya
"0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser"
 Opt. Lett, Vol. 28, No. 17, p.1594 (2003)
- [28]. V. Chvykov, V. Yanovsky, S.W. Bahk, G. Kalintchenko, and G. Mourou
"Suppression of parasitic lasing in multi-pass Ti:Sapphire amplifiers"
 CLEO conference, Baltimore (2003)
- [29]. E. Gerstner
 Nature, Vol. 446 (Mars 2007)
- [30]. P.M. Paul et al
"High contrast-200 TW Laser system"
 ICUIL conference, Cassis (2006)
- [31]. Yong Ho Cha, Young Il Kang, and Chang Hee Nam
"Generation of a broad amplified spectrum in a femtosecond terawatt Ti:sapphire laser by a long-wavelength injection method"
 J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 16, No. 8, p.1220 (1999)