



HAL
open science

LASERS CR3+ : LISAF pompés par diodes

Franck Falcoz

► **To cite this version:**

Franck Falcoz. LASERS CR3+ : LISAF pompés par diodes. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1996. Français. NNT: . pastel-00714019

HAL Id: pastel-00714019

<https://pastel.hal.science/pastel-00714019>

Submitted on 3 Jul 2012

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.

N° d'Ordre :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Franck FALCOZ

Lasers Cr³⁺:LiSAF pompés par diodes.

soutenance prévue le 3 Juin 1996 devant la commission d'examen

M	C.	IMBERT	Président
Mme	M.	LEDUC	Rapporteur
MM.	C.	FROEHLY	Rapporteur
	A.	BRUN	
	G.	BRASSART	



À mes parents,

À Isabelle.

Je remercie Monsieur le Professeur Christian Imbert de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Messieurs les membres du jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Madame Michèle Leduc Directeur de Recherche à l'ENS, Monsieur Claude Froehly, Directeur de Recherche à l'Université de Limoges, Monsieur Jean-Paul Pocholle, Chef de Service au Laboratoire Central de Recherches de THOMSON-Corbeville, Monsieur le Professeur Alain Brun, Chef du Groupe d'Optique Non Linéaire de l'Institut d'Optique, qui a été mon directeur de thèse, Monsieur Gilles Brassart, président de B.M.industries et Monsieur le Professeur Christian Imbert, Directeur de l'Institut d'Optique. Madame Leduc et Monsieur Froehly ont, en outre, eu la gentillesse d'accepter d'être les rapporteurs de ce mémoire : je les en remercie.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Alain Brun pour m'avoir accepté au sein de son groupe de recherche. J'ai apprécié la liberté que j'ai eue sous sa direction, sa disponibilité et son exigence lors de la rédaction du mémoire.

Merci à tous les membres de l'équipe femtoseconde pour leur sympathie.

J'adresse un grand merci à Patrick Georges et François Balembois qui m'ont guidé, conseillé, aidé, tout au long de ce travail. J'ai beaucoup apprécié leur immense disponibilité, leur très grande compétence, leurs talents pédagogiques, et ... leur excellente humeur ! La confiance qu'ils m'ont témoignée m'a été d'une grande aide.

Merci à Gérard Roger qui a conçu toute la mécanique de nos systèmes laser et plus particulièrement celle du laser LiSAF pompé par diode. Les performances de ce laser doivent beaucoup aux qualités mécaniques du montage . L'aide que Gérard m'a apportée pendant les "coups durs" des expériences m'a été très précieuse.

Je remercie Thierry Lépine, qui m'a beaucoup aidé pour la partie théorique de ce travail. Sa disponibilité, ses compétences, et sa maîtrise de Mathematica m'ont été d'un grand secours.

Merci à notre informaticien Michel Allain qui m'a initié aux joies des réseaux sur Macintosh.

Merci aussi à Thierry Avignon et Marie-Thérèse Plantegenest (T.P. SupOptique) qui ont toujours accueilli mes demandes d'emprunts de matériels avec bienveillance.

Merci à tous les techniciens de l'atelier de mécanique qui ont réalisé le squelette de nos lasers, ainsi que les techniciens de l'atelier d'électronique qui ont réalisé les contrôleurs de diodes laser.

Un grand merci à Nelly Bonavent qui m'a aidé dans la réalisation de ce travail. J'ai beaucoup apprécié sa gentillesse et la qualité de son travail.

Merci enfin à Madame Pellegrino qui s'est chargée de l'impression de ce document.

Abstract

We present different lasers based on a Cr³⁺:LiSAF crystal. This crystal has a broad emission band between 800 and 900 nm, and a large absorption band in the red between 600 and 700 nm. Since 1993 powerful laser diodes are available at 670 nm. In despite of their poor spatial qualities, the use of a reshaping system allows an efficient pumping of the crystal.

First we develop a **continuous-wave** diode-pumped Cr³⁺:LiSAF laser delivering a few hundred of mW tunable between 800 and 900 nm. We tested different pumping configurations and obtained some informations about the crystal. In particular we investigated its efficiency as laser material.

Then we tested the performances of this laser in two different pulsed regimes. The first oscillator delivers about 20 **picoseconds** pulses over a tuning range of 100 nm. These pulses produced by active mode-locking are limited by the Fourier transform of the spectrum bandwidth. The second oscillator use the optical Kerr effect to produce 50 **femtoseconds** pulses with an output power of 40 mW.

The output energy of these oscillators are weak and for many applications it is necessary to use an amplifier. In order to optimize its performances we develop a theoretical simulation model to estimate the available gain in the laser medium. We take into account different limiting parameters like "upconversion" process or thermal problems. This modelization allows to investigate the influence of the pumping scheme on the gain. Its accuracy has been confirmed by the realization of an efficient Q-switch laser with an output energy of few μJ .

Lasers Cr³⁺:LiSAF pompés par diodes.

INTRODUCTION.....	1
PARTIE I - Étude du cristal de Cr³⁺:LiSAF. Présentation du pompage par diodes.....	5
Introduction.....	7
Chapitre I - Présentation du cristal de Cr³⁺: LiSAF.....	9
I. Composition et structure cristalline	9
II. Cristallogénèse.....	10
III. Données spectroscopiques.....	11
1. Niveaux d'énergie et transitions optiques.....	11
2. Spectre d'absorption.....	12
3. Spectre de fluorescence.....	13
4. Cr ³⁺ :LiSAF : matériau laser à 4 niveaux.....	14
IV. Phénomènes physiques limitant les performances du Cr ³⁺ :LiSAF.....	15
1. Absorption par l'état excité (ESA).....	16
2. Absorption par l'état fondamental.....	16
3. Phénomène de "upconversion".....	17
4. Phénomène de "quenching".....	18
V. Situation du Cr ³⁺ :LiSAF dans la famille des cristaux laser émettant dans le proche infrarouge.....	19
1. Situation par rapport aux autres colquirites.....	19
2. Situation par rapport aux autres cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche.....	20
VI. Conclusion.....	22
Chapitre II - Diodes laser et systèmes de pompage.....	23
I. Caractéristiques générales des diodes laser.....	23
II. Propriétés optiques d'une diode laser.....	24
III. Les deux types de diodes laser utilisées.....	25
1. Diode laser "Spectra Diodes Laboratories" (SDL).....	25
2. Diode laser "Applied Optronics" (AO).....	28
IV. Systèmes optiques de pompage.....	31
1. Choix du système optique de pompage.....	31
a. Choix de l'optique de collimation.....	32
b. Définition du système anamorphoseur.....	33
2. Définition du système optique en fonction de la diode utilisée.....	34
a. Diodes laser SDL.....	34
b. Diode laser Applied Optronics.....	36

V. Conclusion.....	39
--------------------	----

PARTIE II - Oscillateurs pompés par diodes fonctionnant en régime continu. Réalisation d'une source bleue accordable.41

Introduction.....	43
--------------------------	-----------

Chapitre III - Oscillateurs continus.....45

I. Le cristal de Cr ³⁺ :LiSAF utilisé.....	45
II. Description de la cavité.....	46
III. Pompage avec une diode SDL.....	48
1. Rappel de l'optique de pompage.....	48
2. Résultats expérimentaux.....	49
a. Caractéristiques de l'émission laser.....	49
b. Efficacité.....	50
c. Accordabilité.....	51
IV. Pompage avec deux diodes SDL.....	52
1. Principe du pompage.....	52
2. Efficacité du laser.....	53
V. Utilisation d'une diode AO.....	54
1. Comparaison des performances avec la diode SDL.....	54
2. Pompage avec une diode SDL et une diode AO.....	55
a. Principe du pompage.....	55
b. Efficacité du laser.....	55
VI. Augmentation de la puissance de sortie en continu.....	57
1. Utilisation de quatre diodes AO.....	57
2. Autres solutions possibles pour augmenter la puissance de sortie du laser.....	59
a. Utilisation de diodes laser fibrées.....	59
b. Adaptation du mode de cavité au mode de pompe.....	62
VII. Conclusion.....	62

Chapitre IV - Réalisation d'une source bleue accordable..... 65

I. État de l'art et solution retenue.....	65
II. Principe du doublage de fréquence.....	66
III. Choix du cristal doubleur.....	69
IV. Description de la cavité.....	70
V. Présentation des résultats obtenus.....	72
1. Puissance de sortie et accordabilité.....	72
2. Stabilité.....	74
VI. Conclusion.....	75

PARTIE III - Oscillateur pompé par diodes fonctionnant en régime impulsionnel.77

Introduction.79

Chapitre V - Oscillateur picoseconde (verrouillage de modes actif).81

I. Principe du verrouillage de modes actif.	81
1. Production d'impulsions par verrouillage de modes.	81
2. Verrouillage de modes passif ou actif ?	86
a. Verrouillage de modes actif.	87
b. Verrouillage de modes passif.	89
3. Principe de l'utilisation d'un modulateur acousto optique.	90
II. Oscillateur picoseconde pompé par une diode SDL.	92
1. Schéma de l'expérience.	92
2. Résultats expérimentaux.	93
3. Synthèse des problèmes rencontrés.	96
a. Problèmes de "hole burning spatial"	96
b. Problèmes thermiques.	98
c. Solution envisagée.	98
III. Utilisation d'une diode AO.	98
1. Présentation de la cavité.	98
a. Le cristal et la cavité utilisés.	99
b. Efficacité en régime continu.	99
2. Présentation des résultats en régime impulsionnel.	100
a. Spectre et autocorrélation avec un Lyot 3 lames.	100
b. Puissance de sortie et accordabilité.	102
3. Comparaison des performances.	103
IV. Réalisation d'un système 100 mJ, 100ps.	104
V. Conclusion.	108

Chapitre VI - Oscillateur femtoseconde utilisant l'effet Kerr optique.197

I. Le mécanisme du verrouillage de modes par effet Kerr optique.	111
1. La lentille de Kerr.	112
2. Automodulation de phase.	114
3. Compensation de la dispersion de vitesse de groupe.	116
a. La dispersion de vitesse de groupe.	116
b. Utilisation de prismes pour la compensation de la dispersion.	117
II. Démarrage du verrouillage de modes par effet Kerr.	120
1. Solutions utilisées pour initier le régime femtoseconde.	120
a. Utilisation d'un modulateur acousto-optique.	120
b. Utilisation d'un miroir vibrant.	121
c. Utilisation de Fabry-Pérot anti-résonant.	121
d. Utilisation d'absorbants saturables.	122
2. L'autoverrouillage de modes autodémarrant.	122
III Résultats expérimentaux.	125

1. Description de la cavité.....	126
2. Résultats obtenus avec des prismes en SF10.....	128
a. Démarrage à l'aide du pot vibrant.....	128
b. Comportement autodémarrant.....	131
3. Utilisation de prismes en LaK31.....	132
IV. Conclusion.....	133

PARTIE IV - Étude théorique du gain. Application au développement d'un laser déclenché.....135

Introduction..... 137

Chapitre VII - Étude théorique du gain dans le cas d'un laser déclenché..... 139

I Étude simplifiée du régime déclenché.....	139
1. Puissance extracavité.....	142
2. Énergie de l'impulsion.....	142
II. Modélisation du gain effectif non saturé.....	145
1. Étude des niveaux du Cr ³⁺ :LiSAF.....	145
2. Expression de la population de l'état excité en absence d'effet laser.....	146
3. Variation de I _c en fonction du gain non saturé.....	147
4. Expression du gain non saturé en fonction du profil de pompe.....	148
5. Expression du gain effectif du laser sur un aller et retour.....	150
III. Prise en compte de la divergence du faisceau de pompe.....	153
IV. Influence du phénomène "d'upconversion" sur le gain du laser.....	156
V. Étude des effets d'échauffement du cristal.....	160
1. Calcul de la répartition de température.....	160
2. Influence de la température sur le temps de vie du niveau excité.....	164
3. Influence de l'"upconversion" sur l'échauffement du cristal.....	167
4. Influence du "quenching" sur l'échauffement du cristal.....	169
5. Bilan d'énergie.....	170
6. Expression du gain tenant compte des effets d'"upconversion" et thermiques.....	174
VI. Validation du choix du dopage.....	175
VII. Conclusion.....	176

Chapitre VIII - Optimisation expérimentale du gain. Réalisation d'un laser déclenché délivrant des impulsions nanosecondes..... 177

I. Mesures du gain.....	177
-------------------------	-----

1. Description de la méthode.....	177
2. Validation de la méthode.....	179
3. Validation du modèle théorique.....	181
4. Pompage par une diode laser.....	183
a. Diode SDL.....	183
b. Diode AO.....	185
5. Pompage par deux diodes.....	186
a. Pompage du même côté.....	187
b. Pompage des deux côtés.....	188
II. Lasers déclenchés.....	190
1. Régime de pompage continu ou quasi-continu ?.....	190
2. Laser déclenché à partir de la configuration de pompage utilisée.....	192
a. Régime de pompage continu.....	192
b. Régime de pompage quasi-continu.....	195
III. Réalisation d'un amplificateur.....	196
IV. Conclusion.....	197

CONCLUSION.....	299
------------------------	------------

ANNEXE - Principe d'un autocorrélateur d'ordre deux.....	203
---	------------

RÉFÉRENCES.....	207
------------------------	------------

U
N
I
T
E
D
N
A
T
I
O
N
A
L
L
I
G
N
C
E
S
A
G
R
E
E
M
E
N
T

INTRODUCTION

Depuis l'apparition des lasers en 1960, de nombreuses recherches ont été menées pour améliorer et découvrir de nouveaux matériaux laser. Dans le domaine des impulsions brèves, par exemple, le cristal de saphir dopé titane constitue la référence, notamment depuis la découverte en 1991 de l'effet de blocage de modes par lentille de Kerr induite. L'inconvénient majeur de ce type de laser réside dans la pompe utilisée, en l'occurrence un laser à gaz argon, encombrant et nécessitant de l'entretien. Depuis début 1992, il existe sur le marché, un cristal laser de la famille des colquirites; le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (fabriqué et revendu par la société Lightning Optical Corporation aux États-Unis). Ses caractéristiques sont semblables à celles du saphir dopé titane, sauf en ce qui concerne la bande d'absorption, où l'on peut voir un pic dans le rouge à 670 nm. Cette particularité est très intéressante puisqu'il existe des diodes laser de puissance à ces longueurs d'onde. Dans cette optique, le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ se présente comme un candidat idéal pour concevoir un laser "tout solide", compact et fiable. En effet, les seuls lasers pompés par diodes actuellement, utilisent des cristaux dopés au néodyme ($\text{Nd}:\text{YAG}$, $\text{Nd}:\text{YLF}$), mais leur émission se fait à une longueur d'onde fixe autour de 1 μm . Ces lasers ne sont donc pas accordables et leur fonctionnement en régime impulsionnel est limité au domaine de la picoseconde.

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude et le développement de différents systèmes laser utilisant le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ comme milieu amplificateur et des diodes laser rouges comme source de pompage. Il s'articule en quatre grandes parties.

Dans la première partie, nous présenterons tout d'abord les propriétés du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (chapitre I). Puis nous étudierons les problèmes spécifiques liés au pompage par diodes laser (chapitre II). En particulier nous présenterons les deux types de diodes que nous avons pu utiliser pendant le déroulement du travail de thèse, ainsi que les systèmes optiques associés.

La deuxième partie est consacrée au développement d'oscillateurs $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diodes et fonctionnant en régime **continu** (chapitre III). Ceux-ci nous ont permis de tester différentes configurations de pompage et de cavité. Nous avons de plus recueilli des informations sur ce cristal et en particulier sur son efficacité comme matériau laser.

À titre d'application, nous avons utilisé cet oscillateur pour obtenir de la lumière bleue accordable par génération de second harmonique intracavité (chapitre IV). Un tel laser est intéressant pour beaucoup d'applications de part son caractère compact, fiable et son accordabilité dans le bleu. C'est le cas par exemple

du stockage d'informations pour lequel une source bleue permettrait d'augmenter la densité de stockage.

Les résultats étant satisfaisants, nous avons testé le fonctionnement de ce laser pour deux régimes impulsionnels différents qui sont présentés dans la troisième partie.

Le premier oscillateur impulsionnel réalisé nous a permis d'obtenir des impulsions **picosecondes** limitées par la transformée de Fourier et accordables sur 100 nm (chapitre V). Ces impulsions sont produites par blocage de modes actif à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Dans ce cadre, nous avons réalisé avec la société B.M.Industries un transfert de technologie portant sur un $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ picoseconde. Dernièrement un système constitué d'un tel oscillateur et de plusieurs amplificateurs à base de saphir dopé au titane vient d'être commercialisé pour des applications télémétriques.

Le deuxième oscillateur réalisé, nous a permis d'obtenir des impulsions **femtosecondes**, en tirant partie de la large bande de fluorescence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (chapitre VI). Ainsi nous avons pu obtenir des impulsions de 50 fs pour une puissance moyenne de 40 mW. Le phénomène physique utilisé pour la production de ces impulsions est basé sur l'effet Kerr optique. Ce dernier permet à la fois le démarrage puis l'entretien du régime impulsionnel. Les caractéristiques obtenues placent cet oscillateur parmi les premiers sur la scène internationale, dans le domaine des lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ femtoseconde pompés par diodes.

Les énergies produites par ces oscillateurs étant relativement faibles (quelques nanojoules), il paraît intéressant de tirer parti du temps de fluorescence élevé du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (67 μs) pour réaliser un amplificateur pompé par diodes permettant d'amener l'énergie des impulsions jusqu'au microjoule.

Pour obtenir les meilleurs résultats nous avons tout d'abord développé une simulation théorique permettant de calculer le gain disponible dans le laser, facteur très important pour la réalisation d'un amplificateur. En particulier nous avons essayé de tenir compte dans ces simulations de facteurs limitants tels que l'"upconversion" ou les effets de l'échauffement du cristal ("quenching"). Ceci rend cette modélisation originale et nous a surtout permis de tirer des conclusions importantes sur l'influence de divers paramètres, et en particulier du pompage, sur le gain (chapitre VII). Nous avons ensuite utilisé ces résultats pour réaliser un oscillateur déclenché délivrant des impulsions nanosecondes de quelques microjoules (chapitre VIII). Ces deux chapitres sont présentés dans la quatrième et dernière partie.

E
L
E
M
E
N
T
A
I
R
E
L
I
B
R
A
I
R
E
D
I
P
L
O
M
E
D
E
L
I
E
R
E
D
I
P
L
O
M
E

PARTIE I

**Étude du cristal de Cr³⁺:LiSAF.
Présentation du pompage par diodes.**

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25

Introduction

Nous allons décrire dans un premier temps les propriétés physiques du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Nous montrerons que ce cristal est bien adapté au pompage par diodes laser, puis nous définirons les grandes lignes des systèmes de pompage utilisés.

Chapitre I

Présentation du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Depuis la découverte en 1980 de l'alexandrite ($\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$) [1], une trentaine d'autres matrices cristallines ont été utilisées pour accueillir l'ion Cr^{3+} . Les performances des lasers réalisés ont été, la plupart du temps, décevantes en terme d'efficacité, à cause d'une très forte absorption par l'état excité (ESA). Les laboratoires de cristallogénèse se sont alors tournés vers de nouveaux cristaux de la famille des oxydes ou des fluorures. Deux matériaux présentant des propriétés intéressantes ont alors été découverts : le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$ ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiCAF}$) et le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$ ($\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$) [2,3]. C'est à ce dernier que nous allons nous intéresser.

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a été synthétisé pour la première fois en 1988 au Lawrence Livermore Laboratory (USA) [3], dans le cadre du programme de fusion par confinement inertiel (ICF). Sa structure cristalline trigonale est identique à celle des "colquirites", cristaux de fluorures provenant d'une région minière de Bolivie appelée "colquiri".

Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ présente des propriétés très intéressantes dans le cadre des matériaux laser solides. Comme le saphir dopé au titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$), sa bande d'émission est très large, ce qui en fait un candidat idéal pour des applications faisant intervenir l'accordabilité ou la génération d'impulsions courtes. D'autre part le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ présente une bande d'absorption dans le rouge, qui permet le pompage par des diodes laser.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons donc nous intéresser plus en détail aux propriétés spectroscopiques et optiques de ce cristal.

I. Composition et structure cristalline.

La matrice de LiSAF est composée des atomes de lithium (Li), strontium (Sr), aluminium (Al) et fluor (F). La présence de ce dernier élément fait entrer ce cristal dans la famille des fluorures comme nous l'avons mentionné dans l'introduction. La structure cristalline du LiSAF est présentée sur la figure 1. Dans cette structure, les trois cations Li, Sr et Al sont insérés dans des sites octaédriques formés par six

atomes de fluor. L'ion Cr^{3+} intervient ensuite comme dopant de cette matrice de LiSAF, en se substituant à un ion Al^{3+} .

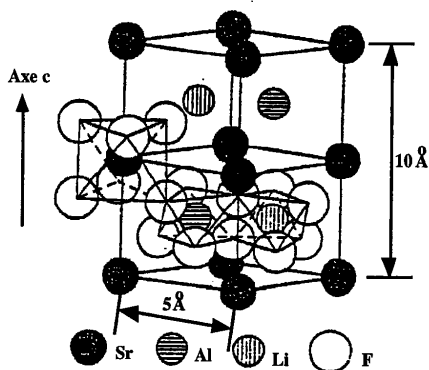


Figure 1 : Structure cristalline de la matrice de LiSAF.

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ possède une structure trigonale de type $P31c$, ce qui signifie qu'il existe un axe de symétrie d'ordre 3, appelé axe c . Une rotation d'angle $2\pi/3$ autour de cet axe, suivie d'une symétrie par rapport à un point donné du même axe, laisse le cristal inchangé.

Cette propriété physique se traduit par le fait que le cristal est, d'un point de vue optique, biréfringent uniaxe. Les deux axes neutres sont notés π pour l'axe parallèle à l'axe c , et σ pour l'axe perpendiculaire à l'axe c . La propagation lumineuse s'effectue sur l'axe optique, perpendiculaire au plan formé par π et σ .

II. Cristallogénèse.

Les premières croissances de ce cristal ont été assurées grâce à la technique de la "zone fondue", où une faible zone de fusion est déplacée tout le long du creuset contenant les précurseurs du cristal : CrF_3 , LiF , SrF_2 et AlF_3 [3]. Cette technique a permis d'obtenir des cristaux d'un volume de l'ordre de 5 mm^3 , mais de qualité optique médiocre.

Pour obtenir des cristaux de plus grande taille, les laboratoires de cristallogénèse ont, par la suite, utilisé la méthode Czochralski [4]. Il a ainsi été possible de faire croître des cristaux de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ de 25 mm de diamètre et 100 mm de long. Cette méthode consiste à tremper un germe monocristallin dans le matériau en fusion, puis à le tirer lentement au fur et à mesure de la cristallisation sur le germe. Actuellement, la synthèse de ce cristal est parfaitement maîtrisée, et les

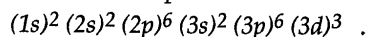
qualités optiques sont très bonnes, en particulier au niveau des pertes par diffusion, qui sont maintenant inférieures à 0,2 % cm⁻¹ [5].

La matrice de LiSAF possède une autre caractéristique intéressante. Contrairement au cristal de saphir dopé avec du titane, par exemple, le cristal de Cr³⁺:LiSAF peut être fortement dopé en chrome sans baisse importante de la qualité optique du cristal ni du temps de fluorescence, jusqu'aux limites stoechiométriques où le chrome est entièrement substitué à l'aluminium [6]. Il est donc possible de choisir la quantité de dopant de manière à optimiser le pompage en fonction des sources utilisées.

III. Données spectroscopiques.

1. Niveaux d'énergie et transitions optiques.

L'ion Cr³⁺ possède 21 électrons répartis de la manière suivante :



L'ion Cr³⁺ a la configuration 3d³ caractérisée par la présence de 3 électrons 3d sur la dernière couche électronique. Dans cette configuration, les niveaux mis en jeu pour les mécanismes d'émission et d'absorption sont ⁴A₂ (niveau fondamental), ⁴T₂, ⁴T_{1a}, ⁴T_{1b}, (niveaux excités) [7].

La position des trois niveaux excités ⁴T₂, ⁴T_{1a} et ⁴T_{1b} dépend fortement du champ cristallin [8]. Leur largeur est due à la nature vibronique des transitions dans lesquelles ils interviennent (interaction vibrationnelle avec la matrice). Les différents niveaux d'énergie sont représentés sur la figure 2.

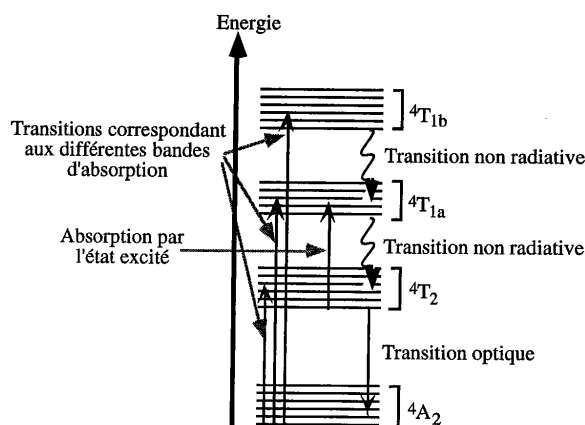


Figure 2 : Niveaux d'énergie de l'ion Cr³⁺ dans la matrice de LiSAF intervenant dans les mécanismes d'absorption et d'émission.

2. Spectre d'absorption.

Le spectre d'absorption de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF est donné sur la figure 3. Il est très large et présente trois bandes distinctes, correspondant aux transitions ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_{1b}$ (ultraviolet), ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_{1a}$ (bleu) et ${}^4\text{A}_2 \rightarrow {}^4\text{T}_2$ (rouge). Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est donc transparent dans le vert d'où sa couleur vert émeraude.

Remarquons que les courbes d'absorption obtenues pour une polarisation incidente parallèle à l'axe c du cristal et perpendiculairement à cet axe, sont très différentes. Cet effet est dû à la taille importante des ions Sr^{2+} , qui déforme les sites octaédriques dans lesquels ils sont insérés [9].

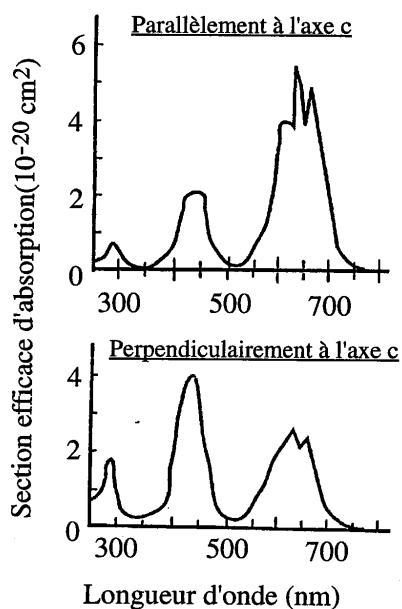


Figure 3. Spectre d'absorption du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pour les polarisations $//c$ et $\perp c$. (d'après [3]).

3. Spectre de fluorescence.

Le spectre de fluorescence met en jeu la transition ${}^4\text{T}_2 \rightarrow {}^4\text{A}_2$. La section efficace d'émission en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la figure 4.

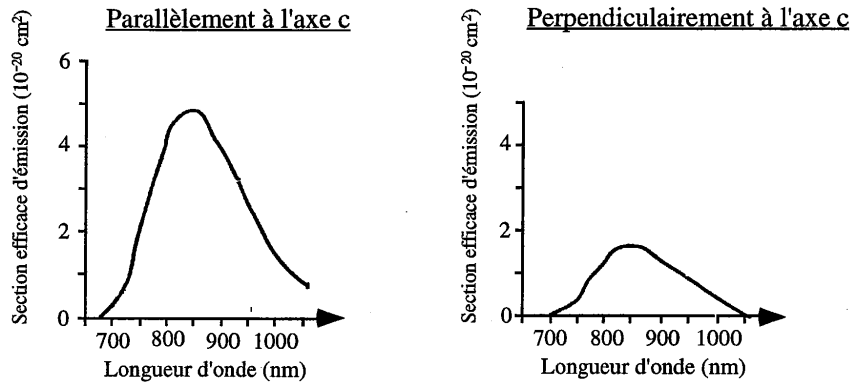


Figure 4 : Spectre de fluorescence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pour les polarisations //c et $\perp c$ (d'après [3]).

Comme on peut le constater, le spectre de fluorescence est très large puisqu'il s'étend de 750 à 1000 nm environ. La valeur maximale de la section efficace d'émission est de $4,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. Elle est obtenue pour une longueur d'onde de 846 nm, et une polarisation de la lumière émise parallèle à l'axe c . De même que pour l'absorption, le spectre d'émission est différent suivant que l'on se place parallèlement, ou perpendiculairement, à l'axe c . Il faut noter que dans ce dernier cas, la section efficace est diminuée de plus d'un facteur 2, puisqu'elle vaut $1,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ à 846 nm.

4. $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$: matériau laser à 4 niveaux.

L'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF possède trois niveaux excités (${}^4T_{1b}$, ${}^4T_{1a}$ et 4T_2). La durée de vie des deux premiers niveaux est très inférieure à la microseconde [7]. Par contre, le dernier niveau, 4T_2 , possède une durée de vie importante de 67 μs , qui va permettre le stockage de l'énergie. C'est donc ce niveau, qui va constituer le niveau excité de la transition laser. Le niveau bas de la transition est le niveau 4A_2 .

La figure 5 représente le diagramme de configuration de l'ion Cr^{3+} dans le cas où une seule coordonnée généralisée est portée sur l'axe des abscisses. Pour simplifier, nous avons représenté uniquement les deux niveaux de la transition laser (4T_2 et 4A_2). Chaque paraboloïde représente l'énergie d'un niveau électronique en fonction de la position de l'ion dans son site. Cette position, appelée coordonnée de configuration Q , est une combinaison linéaire des distances entre l'ion Cr^{3+} et ses plus proches voisins, associée aux modes de vibration considérés. Les traits horizontaux correspondent aux différents niveaux vibrationnels accessibles à l'ion.

La position moyenne de l'ion Cr^{3+} sur ses orbites électroniques étant différente suivant le niveau que l'on considère, on observe sur la figure un léger décalage sur l'axe des abscisses entre les deux paraboloïdes.

Considérons un pompage optique du cristal par des photons de longueur d'onde λ_p , dans la bande d'absorption correspondant à la transition ${}^4\text{A}_2$ - ${}^4\text{T}_2$. Après l'absorption de ces photons, l'ion Cr^{3+} transfère une partie de son énergie sous forme de vibrations au cristal (phonons). Après quelques picosecondes, l'ion Cr^{3+} se retrouve dans le plus bas niveau vibrationnel de l'état excité ${}^4\text{T}_2$. La désexcitation vers un niveau vibrationnel de l'état fondamental ${}^4\text{A}_2$ se fait par émission d'un photon de fluorescence (l'évaluation des éléments de matrice optique montre que les transitions optiques les plus probables se produisent à Q constant). L'atome retrouve, enfin, en quelques picosecondes, son état fondamental après une nouvelle émission de phonons dans le cristal.

Ainsi, 4 niveaux sont mis en jeu dans ce mécanisme d'absorption-émission : deux niveaux dans la bande ${}^4\text{T}_2$ et deux niveaux dans la bande ${}^4\text{A}_2$. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ peut être assimilé à un matériau laser à 4 niveaux. Les quatre niveaux ne portant pas des noms différents, on emploie aussi l'expression "quasi 4 niveaux".

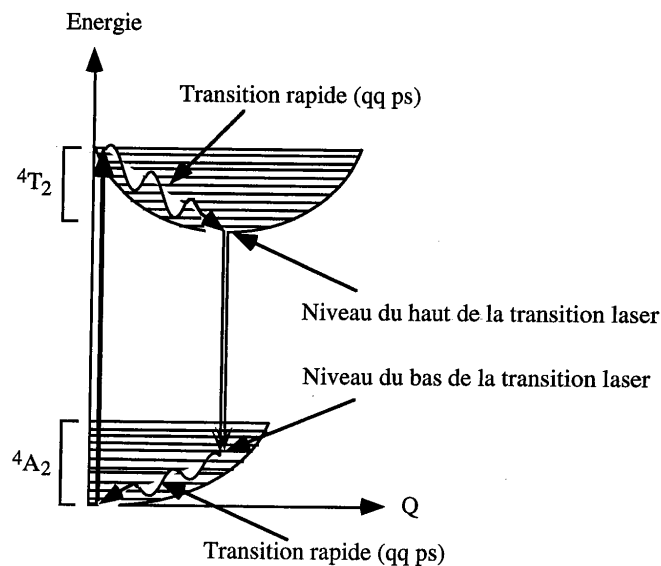


Figure 5 : Diagramme de configuration de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF pour les niveaux ${}^4\text{T}_2$ et ${}^4\text{A}_2$.

IV. Phénomènes physiques limitant les performances du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ présente des propriétés intéressantes, et notamment une large bande d'émission dans l'infrarouge proche. Cependant nous allons voir que plusieurs facteurs peuvent limiter les performances d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. C'est le cas de l'absorption par l'état excité (ESA), comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, mais aussi d'autres effets tels que l'"upconversion", qui met en jeu deux ions Cr^{3+} dans l'état excité.

1. Absorption par l'état excité (ESA).

Si l'on considère les deux niveaux excités ${}^4\text{T}_{1a}$ et ${}^4\text{T}_2$, on s'aperçoit que la différence d'énergie entre les deux est comparable à celle mise en jeu dans la transition laser. Les photons, émis par le passage des ions Cr^{3+} de l'état ${}^4\text{T}_2$ à l'état fondamental ${}^4\text{A}_2$, ont donc la possibilité d'être réabsorbés lors de la transition ${}^4\text{T}_2$ - ${}^4\text{T}_{1a}$ (figure 2). Cette absorption s'effectuant à partir du niveau excité de la transition laser, on la nomme "absorption par l'état excité".

Beaud et coll. [10] ont trouvé une section efficace de $1,6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ pour l'absorption de l'état excité. Cette valeur a été déduite de mesures du gain en simple passage dans un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Une valeur du même ordre de grandeur, quasiment constante de 800 à 900 nm, a été trouvée par W.R. Rapoport [11]. Notons de plus que l'absorption par l'état excité ne dépend pas de la polarisation (parallèle ou perpendiculaire à c) [3].

Ces valeurs sont importantes, puisqu'elles entraînent une baisse de l'ordre de 30% sur la valeur de la section efficace d'émission. Le seuil et l'efficacité d'un laser étant proportionnels au produit, section efficace d'émission par le temps de fluorescence, l'absorption par l'état excité (ESA) est un facteur qui limitera les performances d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

2. Absorption par l'état fondamental.

Si l'on superpose les spectres d'absorption et d'émission sur un même graphe (figure 6), on s'aperçoit qu'il existe une plage de longueur d'onde entre 700 et 800 nm pour laquelle on a recouvrement entre les deux courbes. Il existe donc une possibilité pour qu'un photon émis par la transition laser soit réabsorbé par le niveau fondamental.

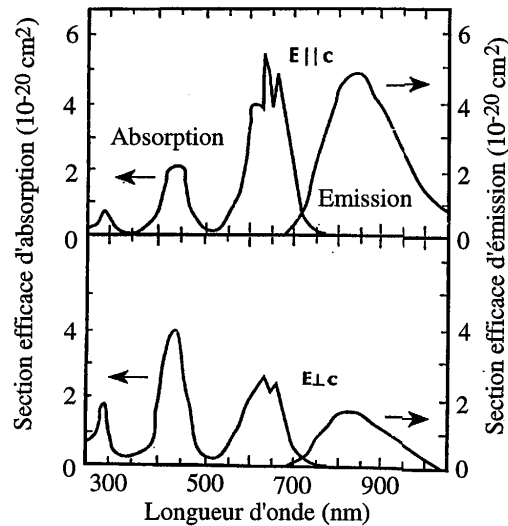


Figure 6 : Spectres d'émission et d'absorption du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. (d'après [3]).

Cependant, d'après les calculs menés par Payne et coll. [3], cette réabsorption est négligeable au delà de 800 nm pour des cristaux possédant un dopage en ions Cr^{3+} de quelques % en masse. Dans la suite de cet exposé, nous nous intéresserons principalement au fonctionnement du laser dans la bande 800-900 nm, et les dopages en ions Cr^{3+} que nous utiliserons sont inférieurs à 3 %. Nous pourrions par conséquent négliger ce phénomène de réabsorption.

3. Phénomène de "upconversion".

Le troisième problème que nous mentionnerons concerne la possibilité pour les ions Cr^{3+} , d'atteindre des niveaux d'énergie supérieurs à celui dans lequel l'absorption des photons de pompe les a menés. Ce phénomène, appelé conversion de fréquence vers des états excités ou "upconversion", implique deux ions Cr^{3+} dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$. Ces deux ions interagissent dans un processus où l'un des deux se déexcite vers le niveau fondamental ${}^4\text{A}_2$, tandis que l'autre passe dans un niveau d'énergie plus élevé. Ce dernier revient dans l'état excité ${}^4\text{T}_2$ par transition non radiative. Ce processus entraîne donc une baisse de population du niveau excité, qui est traduite dans les équations d'évolution par un terme qui s'écrit αN^2 , où N représente la densité de population de l'état excité ${}^4\text{T}_2$ [11]. Le coefficient α est d'autant plus élevé que la concentration en chrome est importante. Il vaut typiquement entre $4,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ et $8,7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour des dopages en chrome

allant de 0,8 % à 5,5 % et $30 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ pour un dopage en chrome de 100 % (LiSrCrF_6) [12].

Le phénomène de "upconversion" est d'autant plus important que la population de l'état excité $^4\text{T}_2$ est grande. Il intervient donc, de manière prédominante, dans le cas du pompage impulsionnel par flash ou par laser lui-même impulsionnel. Il peut cependant aussi intervenir dans le cas d'un pompage en continu, si le faisceau de pompe est très focalisé, comme ce sera le cas dans nos expériences. Dans la partie IV du mémoire, nous étudierons plus en détail la modélisation et les effets de ce phénomène. Nous verrons, en particulier, qu'il joue un rôle très pénalisant dans la réalisation d'amplificateur à base de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

4. Phénomène de "quenching".

Le dernier phénomène dont nous parlerons concerne cette fois-ci la durée de vie du niveau excité. Nous n'entrerons pas dans le détail puisque les effets de décroissance thermo induite du temps de fluorescence ou "quenching" [13] seront discutés plus longuement dans la dernière partie du mémoire. Mentionnons cependant, que si l'on chauffe le cristal, on constate une baisse très rapide du temps de fluorescence (figure 7). Typiquement, pour une température de l'ordre de 70°C , la durée de vie du niveau excité de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF a été divisée par un facteur 2, alors que dans des matrices de LiCAF , par exemple, ce phénomène est négligeable en dessous de 250°C .

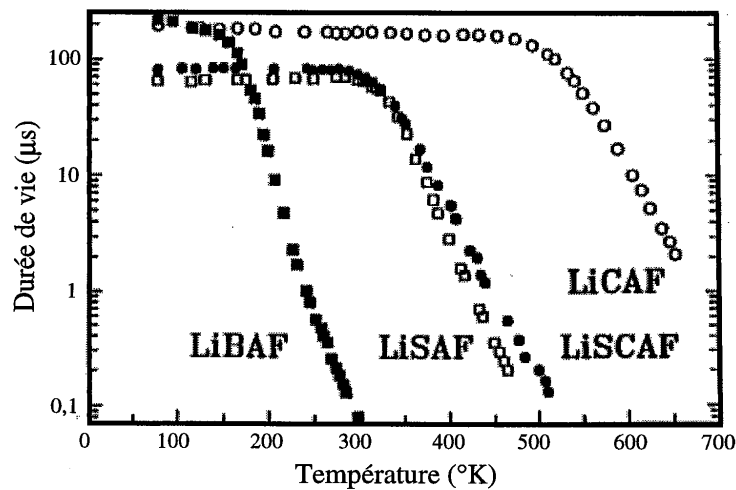


Figure 7 : Durée de vie de l'ion Cr^{3+} dans les matrices de LiBAF , LiSCAF , LiSAF et LiCAF (d'après [3]).

Nous verrons, dans les chapitres suivants, que ce phénomène est très pénalisant et qu'il nous empêchera, dans bien des cas, d'augmenter efficacement les puissances optiques de pompage.

V. Situation du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ dans la famille des cristaux laser émettant dans le proche infrarouge.

1. Situation par rapport aux autres colquirites.

Historiquement, le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ n'est pas le premier cristal laser de la famille des colquirites qui a été découvert. Chase et Payne [7] mentionnent qu'il a été précédé par le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiCAF}$, synthétisé au Lawrence Livermore Laboratory (Californie) en 1987. Quelques années plus tard, sont apparus le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSCAF}$ synthétisé et étudié au CREOL en Floride [14], et le LiSGAF [15] au Lawrence Livermore Laboratory.

Les propriétés de ces différents matériaux laser sont résumées dans le tableau 1.

	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiCAF}$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSGAF}$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSCAF}$
Formule	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiCaAlF}_6$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrGaF}_6$	$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSr}_{0,8}\text{Ca}_{0,2}\text{AlF}_6$
Temps de fluorescence (μs)	67	175	88	80
Section efficace d'émission (10^{-20} cm^2)	4,8	1,3	3,3	?
Absorption par l'état excité (10^{-20} cm^2)	1,6	0	1,2	?
Pic d'émission (nm)	846	760	830	830
Caractéristiques thermomécaniques				
Coef. d'expansion $\perp c$ ($10^{-6}/^\circ\text{C}$)	19	22	12	?
$\parallel c$ ($10^{-6}/^\circ\text{C}$)	-10	3,6	0	?
Point de fusion ($^\circ\text{C}$)	766	810	716	?
Conductibilité thermique ($\text{W}/\text{m}^\circ\text{C}$)	3,1	5,1 ; 4,6	?	?

Tableau 1 : Éléments comparatifs des cristaux de colquirites.

Généralement, l'efficacité d'un matériau utilisé comme milieu laser se mesure par le produit, section efficace d'émission (σ) par temps de fluorescence (τ). Si on regarde le tableau 1, on s'aperçoit que le cristal de Cr³⁺:LiSAF possède le meilleur produit $\sigma\tau$. Par contre, sur le plan thermomécanique c'est le plus mauvais, surtout en ce qui concerne la conductibilité thermique.

Remarquons que le Cr³⁺:LiSGAF présente les plus faibles coefficients d'expansion thermique. C'est donc le cristal, qui présentera le moins de distorsion thermique sous l'effet d'une augmentation de température, provoquée, par exemple, par un faisceau optique de pompe focalisé.

De ces quatre cristaux, seuls deux sont actuellement commercialisés : le Cr³⁺:LiSAF et le Cr³⁺:LiSGAF (commercialisé par Lightning Optical Corporation USA). Ce dernier est disponible depuis le début du mois de Février 1996. La qualité et les performances de ces cristaux ne sont pas encore connues, mais elles devraient être identiques à celles des cristaux de Cr³⁺:LiSAF.

2. Situation par rapport aux autres cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche.

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, l'ion Cr³⁺ peut être incorporé dans diverses matrices, mais les meilleurs résultats sont obtenus avec des cristaux appartenant à la famille des oxydes (l'alexandrite est le plus efficace) ou des fluorures. Compte tenu du fait que ces matrices contiennent soit de l'oxygène, soit du fluor, leurs propriétés physiques sont totalement différentes. Nous les avons résumées dans le tableau 2 ci-dessous.

	Oxydes	Fluorures
Point de fusion	> 1500 °C	< 1 500 °C
Dureté	> 6	< 4
Conductivité thermique	bonne à excellente	moyenne à mauvaise
Indice de réfraction	1,8 - 2,1	1,35 - 1,55

Tableau 2 : Comparaison des matrices cristallines à base d'oxyde et de fluor.

Les cristaux d'oxyde sont plus durs, conduisent mieux la chaleur, et peuvent donc supporter des puissances de pompe plus élevées que les cristaux de fluorure. La puissance de pompe, mise en jeu dans un laser Cr³⁺:LiSAF (fluorure), sera donc plus faible que celle utilisée pour pomper un cristal d'alexandrite dopé au chrome (oxydes) ou un cristal de saphir dopé au titane.

Dans le tableau 3, nous avons rassemblé les propriétés thermiques et optiques de quelques cristaux laser émettant dans l'infrarouge proche, tels que le Nd³⁺:YLF, le Nd³⁺:YAG, l'alexandrite ou le saphir dopé au titane.

	Cr ³⁺ :LiSAF	Alexandrite	Nd ³⁺ :YLF	Nd ³⁺ :YAG	Titane Saphir
Formule chimique	Cr ³⁺ :LiSrAlF ₆	Cr ³⁺ :BeAl ₂ O ₄	Nd ³⁺ :YLiF ₄	Nd ³⁺ :Y ₃ Al ₅ O ₁₂	Ti ³⁺ :Al ₂ O ₃
Propriétés thermiques					
Coefficient d'expansion thermique (10 ⁻⁶ /°C)	- 10 (//c) + 18,8 (Lc)	4,4 (//a) 6,8 (La)	8 (//c) 13 (Lc)	6,7	5
Conductibilité thermique (W/m°C)	3	23	5,8 (//c) 7,2 (Lc)	10	33 - 35
$\frac{dn}{dT}$ (10 ⁻⁶ /°C)	-4,0 (//c) -2,5(Lc)	+ 9,4 (//a) + 8,3 (Lb)	-4,3 (//c) -2 (Lc)	+8,9	+1,2
Propriétés optiques					
Indice	1,4	1,73	1,45-1,47	1,82	1,76
Longueur d'onde d'émission (nm)	760-950	700-820	1047 et 1053	1064,1 ± 0,2	660-1100
Section efficace d'émission au max. (10 ⁻²⁰ cm ²)	4,8	0,76	30	65	41
Temps de fluorescence (µs)	67	260	520	230	3
"Fluence" de saturation (J/cm ²)	5	35	0,6	0,3	1,4
Bande d'absorption (nm)	400-500 600-700	350-450 550-650	808	808	450-600
Type de pompage	Diodes laser 670 nm Flash Laser Krypton 647 et 676nm Laser Alexandrite (737 - 750 nm) Argon (488 nm)	Diodes laser 630 nm Flash	Diodes laser 808 nm Flash	Diodes laser 808 nm Flash	Argon 488 et 514 nm Flash. Nd ³⁺ :YAG Nd ³⁺ :YLF doublés 532 nm

Tableau 3 : Comparaison du Cr³⁺:LiSAF avec d'autres cristaux émettant dans le proche infrarouge.

Les caractéristiques thermiques présentées dans le tableau 3 précisent les idées exprimées dans le tableau 2 : de part son appartenance à la famille des fluorures, le

$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a de mauvais coefficients d'expansion thermique et une faible conductibilité thermique.

En considérant chacune des propriétés optiques séparément, nous serions tentés de croire que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ n'a pas des performances très élevées, surtout en ce qui concerne la section efficace d'émission et le temps de fluorescence. Pour comprendre quels sont les atouts du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ par rapport aux autres cristaux, il faut analyser le tableau de manière globale : le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a la possibilité d'être pompé par diode (contrairement au saphir dopé au titane) et d'émettre sur une large plage de longueurs d'onde (contrairement au $\text{Nd}^{3+}:\text{YLF}$ et $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$).

Si l'on considère les deux critères que nous venons d'aborder, à savoir le pompage par diode et l'accordabilité, le seul cristal qui pourrait concurrencer le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est l'alexandrite. Ce dernier a cependant une section efficace d'émission six fois plus faible que celle du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, et nécessite d'être chauffé pour obtenir l'accordabilité en longueur d'onde.

Enfin, une comparaison plus poussée du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ et du saphir dopé au titane, qui émettent dans la même gamme de longueurs d'onde, montre que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a un temps de fluorescence vingt fois plus élevé, et une densité d'énergie de saturation quatre fois plus grande. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ permet donc, dans le cas des amplificateurs, d'atteindre des niveaux d'énergie plus élevés (pour une puissance de pompe donnée).

VI. Conclusion.

Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est donc un cristal laser à quatre niveaux, émettant dans le proche infrarouge. Son appartenance à la famille des fluorures lui impose de faibles qualités thermomécaniques. Il est donc adapté aux applications nécessitant des puissances moyennes peu élevées. Ses propriétés optiques font de lui le meilleur candidat à la réalisation de lasers entièrement solides, accordables et pompés par diodes. Compte tenu de son large spectre de fluorescence, le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est un concurrent direct du saphir dopé au titane dans le domaine des lasers accordables ou produisant des impulsions brèves. Il présente, en plus, l'avantage de pouvoir satisfaire aux exigences de l'optique embarquée, grâce aux possibilités de pompage par diodes. C'est à cette dernière particularité que nous allons nous intéresser dans la suite de cet exposé. Nous essaierons notamment de tester les comportements du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes dans différents régimes de fonctionnement.

Dans le chapitre suivant, nous allons analyser les problèmes spécifiques liés à un pompage par diodes laser.

Chapitre II

Diodes laser et systèmes de pompage

L'utilisation de diodes laser, pour le pompage de milieux amplificateurs, améliore fortement le rendement électrique-optique des systèmes laser développés. En effet, alors qu'un laser à gaz du type argon ionisé, ou krypton ionisé, a un rendement de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-4} , les diodes laser atteignent des rendements de 30 %. De plus, il est possible de réaliser des systèmes pompés par diodes laser, très compacts et donc plus facilement intégrables.

Néanmoins, comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants, les diodes laser émettent des faisceaux dont les caractéristiques géométriques sont très pénalisantes. Le faisceau issu d'une diode laser présente de l'astigmatisme et une forte divergence. En effet, dans la direction parallèle à la jonction, le faisceau émis est très loin d'un faisceau gaussien limité par la diffraction. Ces propriétés spatiales vont donc nous imposer des systèmes optiques de collimation et de mise en forme performants et complexes, afin de réaliser un bon transfert d'énergie entre la diode laser de pompe et le laser développé.

I. Caractéristiques générales des diodes laser.

Une diode laser est constituée d'un empilement de couches de semi-conducteurs dopés p et n . La région active, où sont confinés à la fois le rayonnement et les électrons, a la forme d'un ruban de section rectangulaire. La grande dimension de la section est toujours parallèle au plan des couches, mais elle peut varier de quelques microns à plusieurs centaines de microns suivant le type de diode. La petite dimension est perpendiculaire au plan des couches, et sa taille est typiquement de $1 \mu\text{m}$. La plupart des diodes laser commercialisées actuellement ont une structure dite à puit quantique qui résulte d'un empilement de couches extrêmement fines de semi-conducteurs. Cette structure assure un bon confinement des électrons et des trous (augmentation du gain), ainsi qu'un seuil d'émission laser relativement bas. Le confinement optique dans la direction perpendiculaire au plan des couches est assuré par la différence d'indice de réfraction entre les couches. Dans l'autre

direction, deux techniques de guidage optique existent : le guidage par le gain, où l'injection du courant par un étroit ruban au centre de la diode limite latéralement la zone active (figure 1), et le guidage par l'indice, où le profil d'indice de réfraction du guide présente, par construction, un maximum au centre de la région active.

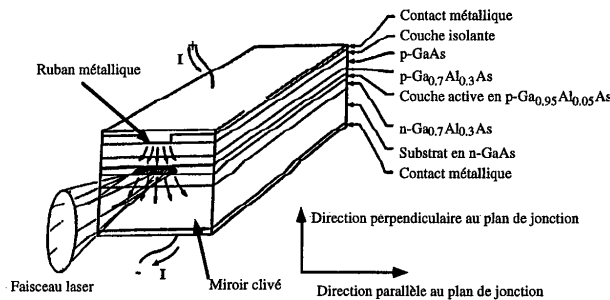


Figure 1 : Allure générale d'une diode laser à guidage par le gain (ici en GaAlAs).

Si l'on considère un plan de section perpendiculaire à la direction d'émission d'une diode laser, on trouve deux directions privilégiées : la direction parallèle au plan des couches, appelée aussi direction parallèle au plan de jonction, et la direction perpendiculaire au plan des couches, appelée aussi direction perpendiculaire au plan de jonction (figure 1).

II. Propriétés optiques d'une diode laser.

Le rayonnement issu d'une diode laser est très dissymétrique (figure 2). En effet, si dans la direction perpendiculaire à la jonction, le faisceau est limité par la diffraction, c'est loin d'être le cas dans l'autre direction. Pour tenir compte de ce phénomène, on introduit souvent un facteur m [16] qui représente le nombre de modes spatiaux d'un laser et caractérise l'écart de divergence entre le faisceau réel et le faisceau gaussien limité par diffraction correspondant :

$$m = \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right) = \frac{2\lambda_p}{\pi d}, \quad \text{avec}$$

λ_p : longueur d'onde d'émission de la diode laser,

d : dimension de la zone émettrice dans la direction considérée,

θ_{gauss} : divergence d'un faisceau gaussien dont le rayon vaudrait $d/2$,

θ : divergence du faisceau dans la direction considérée.

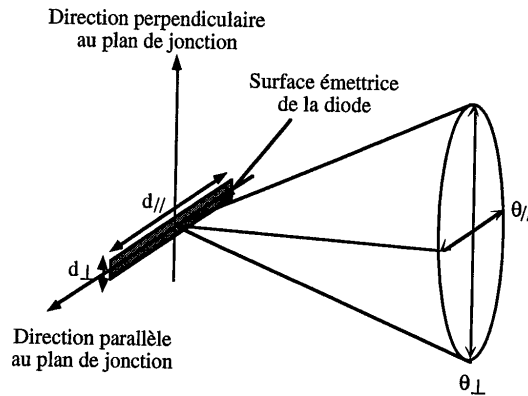


Figure 2 : Schéma du rayonnement issu d'une diode laser.

Dans la direction perpendiculaire à la jonction, le facteur m est très proche de 1, alors que dans l'autre direction il est souvent supérieur à 5 et peut atteindre plusieurs dizaines. Enfin, il faut noter que l'émission d'un diode laser est polarisée rectilignement dans la direction parallèle à la jonction.

III. Les deux types de diodes laser utilisées.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le cristal de LiSAF dopé chrome possédait une large bande d'absorption dans le rouge. Pour pomper ce cristal, nous avons donc utilisé des diodes laser émettant dans cette gamme de longueur d'onde, et plus précisément vers 670 nm. Ce sont des diodes laser à semi-conducteur à base de GaAlInP constituée d'un élément (diode monoruban). À l'origine, ces diodes laser ont été développées principalement pour des applications médicales, ainsi que pour le remplacement des lasers HeNe (en déplaçant leur longueur d'onde d'émission vers 630 nm). Cependant, peu de ces diodes présentent les caractéristiques (puissance et qualité spatiale) requises pour le pompage de cristaux laser.

1. Diode laser "Spectra Diodes Laboratories" (SDL).

Le premier fabricant, qui a proposé des diodes laser vers 670 nm avec une puissance importante, est SDL (USA), en 1993. Ces diodes laser produisent une **puissance de 500 mW en continu pour une surface d'émission de 1 par 250 μm^2** (modèle SDL 7432). C'est naturellement cette diode que nous avons utilisée pour les

premières expériences développées au début de mon travail de thèse. La figure 3 représente la courbe d'efficacité de cette diode (à 20°C) avec un seuil à 640 mA et une puissance optique de 500 mW délivrée pour un courant d'injection de 1,08 A.

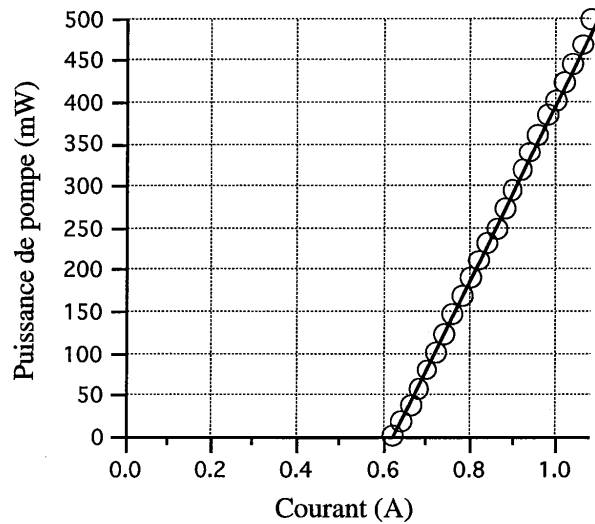


Figure 3: Courbe d'efficacité de la diode laser commercialisée par Spectra Diodes Laboratories.

La figure 4 présente les diagrammes d'émission en champ lointain pour les directions parallèle et perpendiculaire au plan de la jonction. Le faisceau émis est très elliptique, puisqu'il présente une divergence de 60° dans le plan orthogonal à la jonction et de 6° dans le plan parallèle.

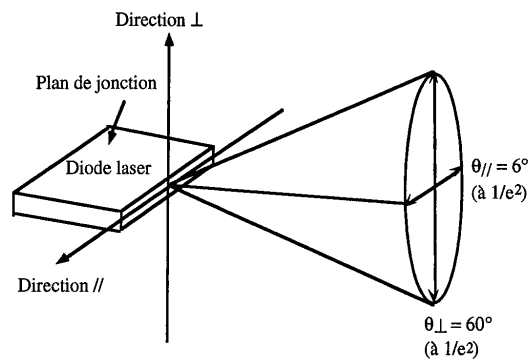


Figure 4: Représentation schématique du diagramme d'émission d'une diode laser.

Contrairement à une idée généralement admise, ce n'est pas la très forte divergence dans la direction orthogonale à la jonction, qui pose problème lors de l'utilisation d'une diode laser. En effet, dans ce cas, le faisceau est pratiquement limité par diffraction (l'épaisseur de l'émetteur dans cette direction est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, ce qui nous donne pour un faisceau gaussien un angle de divergence de 25°). Par contre, tout le problème réside dans l'autre direction : pour une largeur de l'émetteur de $250 \mu\text{m}$, la divergence est de 6° , ce qui nous donne un facteur m égal à 30. La figure 5 présente les profils d'émission de la diode en champ lointain (en fonction de l'angle). On voit bien que le profil d'émission est gaussien, dans la direction orthogonale à la jonction, alors que dans l'autre direction le profil d'émission est plutôt carré.

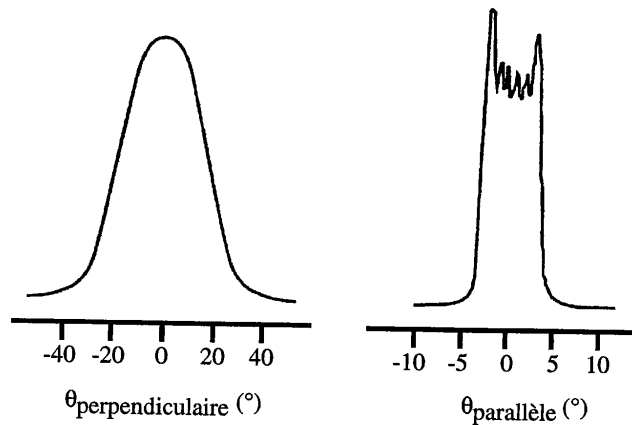


Figure 5 Diagramme d'émission en champ lointain pour les directions parallèle et perpendiculaire au plan de jonction. (Caractéristiques fournies par le fabricant).

On verra, dans la définition du système de pompage, que les caractéristiques du faisceau émis par la diode laser SDL auront énormément d'influence sur la définition de la cavité laser.

Afin de voir plus précisément les profils spatiaux obtenus avec ces diodes laser, nous avons utilisé un système optique permettant de faire l'image de la surface émettrice de la diode sur une caméra CCD (figure 6). Le grandissement du système est de 3,3. La figure 7 représente une coupe suivant les directions perpendiculaire (w) et parallèle (v) à la jonction. On constate que le profil dans la direction limitée par diffraction est à peu près gaussien, alors que, dans l'autre direction, le profil est plutôt carré. D'autre part, si l'on mesure la largeur à $1/e^2$ dans la direction non limitée par diffraction, on trouve $730 \mu\text{m}$. Compte tenu du grandissement de 3,3 du

système d'imagerie, on en déduit que la largeur de la diode dans la direction parallèle à la jonction est **plus proche de 220 μm que de 250 μm** . C'est cette valeur que nous considérerons dans la suite pour le calcul des images.

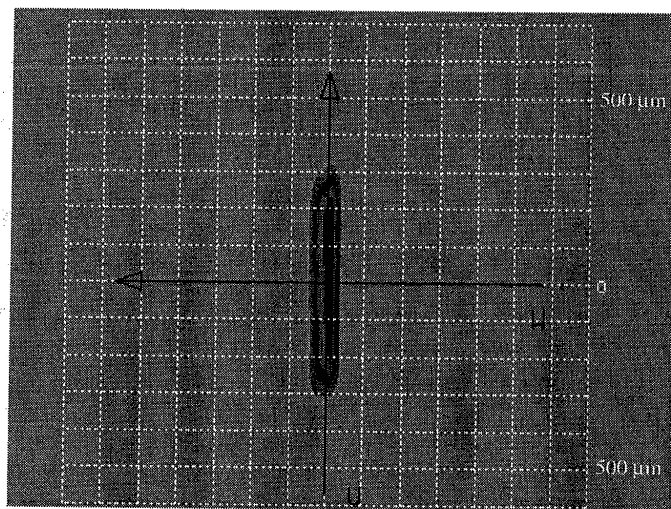


Figure 6 : image de la zone émettrice de la diode SDL (grandissement 3,3). v représente l'axe parallèle à la jonction et w l'axe perpendiculaire.

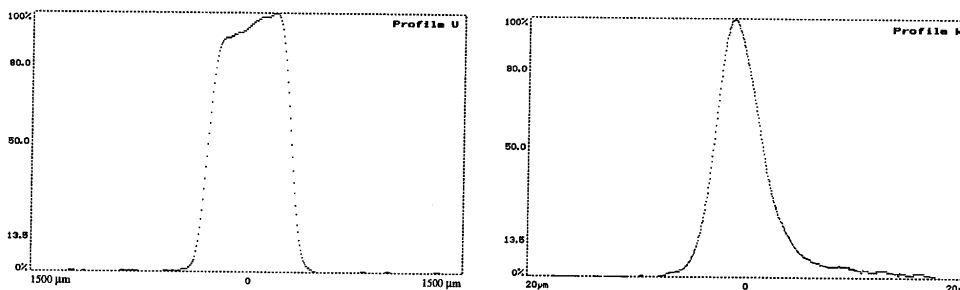


Figure 7 : Coupes suivant les axes parallèle (v) et perpendiculaire (w) à la jonction.

2. Diode laser "Applied Optonics" (AO).

Plus récemment (en 1995, à mi-parcours de mon travail de thèse), des diodes laser de meilleure qualité, commercialisées par la Société Applied Optonics AO (USA), sont apparues sur le marché. Cette société propose des diodes laser à base de AlGaInP (comme les diodes SDL) émettant une puissance moyenne de 400 mW à

670 nm pour une surface émettrice de 1 par 100 μm^2 . Le courant d'alimentation, pour cette puissance maximale, est de 740 mA, pour un seuil de 420 mA (figure 8).

Dans la direction parallèle à la jonction, cette diode laser émet un faisceau dont le facteur m est proche de 10, soit trois fois moins que pour les diodes SDL.

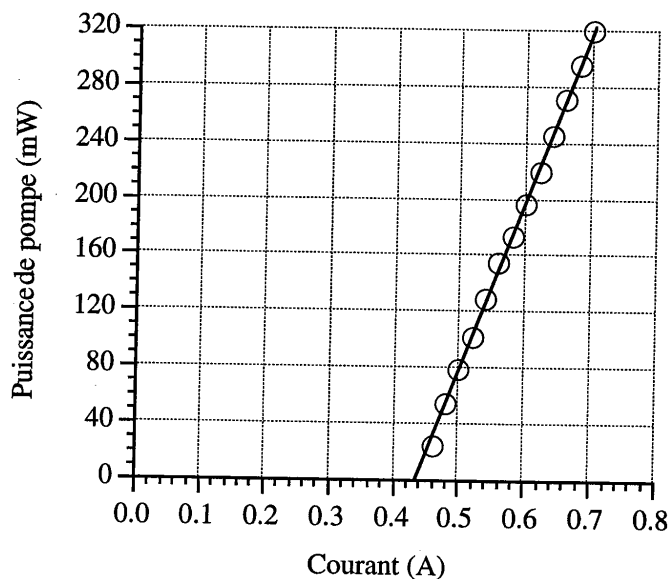
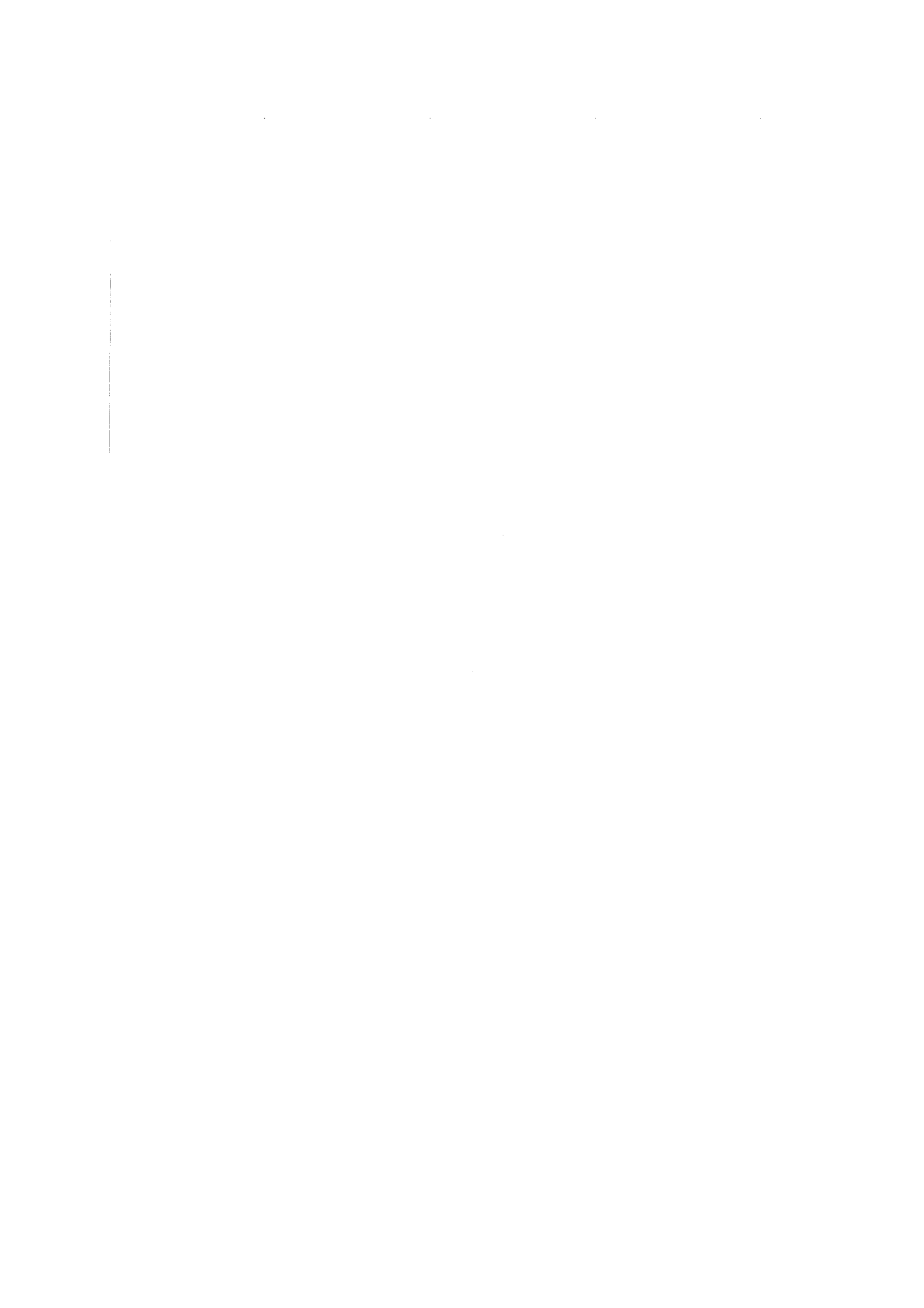


Figure 8: Courbe d'efficacité de la diode laser commercialisée par Applied Optronics.

Nous avons donc décidé d'utiliser ce nouveau type de diode laser, afin de comparer ses performances à celles des diodes SDL. Nous verrons plus loin, que cela a permis d'améliorer les performances de notre laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Ces diodes sont en effet environ 2 fois plus "brillantes" que celles produites par SDL, et ceci à cause d'une étendue géométrique deux fois plus faible. Néanmoins, il faut préciser que ces diodes présentent une émission moins "parfaite" que celles des diodes SDL. En effet, nous pouvons voir sur les figure 9 et 10 que la distribution d'énergie, dans la direction perpendiculaire à la jonction, n'est pas symétrique. Une partie non négligeable de l'énergie est présente dans les pieds. De plus, la durée de vie des diodes AO est apparemment moins grande que celle des diodes SDL. Au cours du temps, le profil d'émission dans la direction parallèle à la jonction devient de plus en plus bilobe, comme on peut déjà l'apercevoir sur la figure 10.



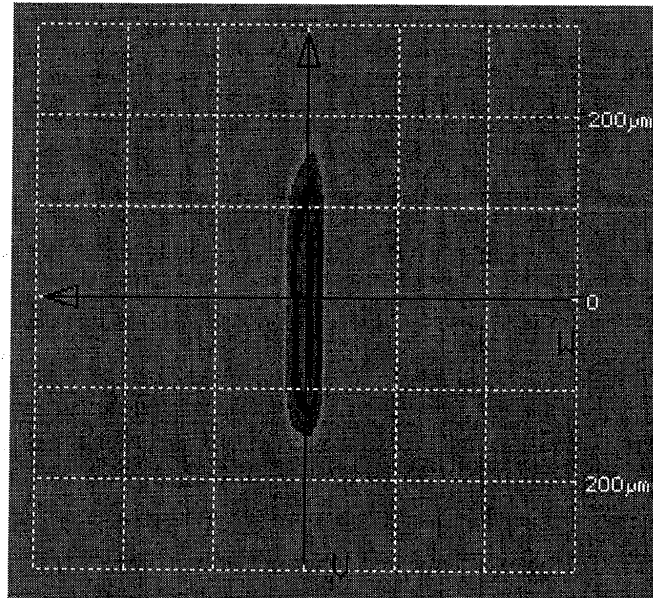


Figure 9 : Image de la zone émettrice de la diode AO (grandissement 3,3).

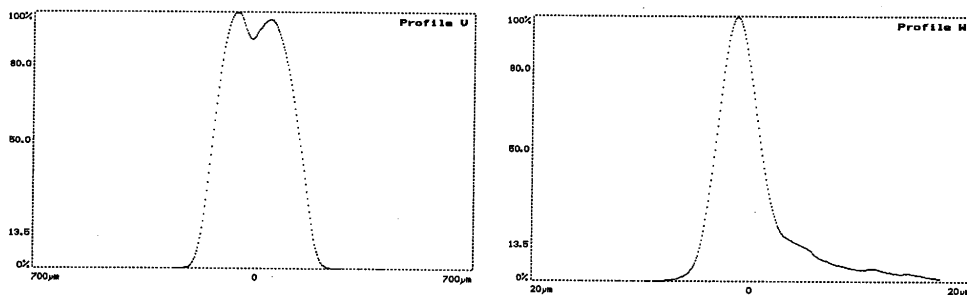


Figure 10 : Coupes suivant les axes parallèle (v) et perpendiculaire (w) à la jonction.

Remarque :

L'étendue géométrique mentionnée dans le paragraphe précédent, traduit la relation entre surface et divergence du faisceau : pour une surface de focalisation donnée, plus l'étendue géométrique est élevée, plus la divergence est grande. Le problème du bon recouvrement d'un faisceau de pompe, avec un mode de cavité au niveau d'un cristal laser, est donc, d'après le tableau 1, plus aigu pour la diode SDL que pour la diode AO. Ce problème de recouvrement est encore plus important si

l'on compare les diodes émettant à 670 nm avec un laser à krypton ionisé, dont le faisceau émis est limité par diffraction, donc de profil gaussien.

	Diode laser , 500 mW à 670 nm (SDL 7432)	Diode laser , 400 mW à 670 nm (AOC-670)	Krypton, 5W à 647 nm et 676 nm
Section du faisceau de sortie	250 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$	100 $\mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$	2 mm de diamètre
Divergence à $1/e^2$	$\theta_{\perp} = 60^{\circ}$ $\theta_{//} = 6^{\circ}$	$\theta_{\perp} = 54^{\circ}$ $\theta_{//} = 6^{\circ}$	$\theta_{\perp} = 0,029^{\circ}$ $\theta_{//} = 0,029^{\circ}$
Écart à un faisceau gaussien	$m_{\perp} = 1,3$ $m_{//} = 30,7$	$m_{\perp} = 1,1$ $m_{//} = 12,2$	$m_{\perp} = 1,2$ $m_{//} = 1,2$
S : surface du faisceau	$250 \cdot 10^{-12} \text{m}^2$	$100 \cdot 10^{-12} \text{m}^2$	$3,14 \cdot 10^{-6} \text{m}^2$
W : angle solide d'émission ($W = \pi \text{tg} \frac{\theta_{\perp}}{2} \text{tg} \frac{\theta_{//}}{2}$)	0,095 sr	0,084 sr	$5,03 \cdot 10^{-7}$ sr
G : étendue géométrique ($G = SW$)	$23,75 \cdot 10^{-12}$ sr.m ²	$8,4 \cdot 10^{-12}$ sr.m ²	$1,57 \cdot 10^{-12}$ sr.m ²

Tableau 1 : Comparaison au niveau géométrique des faisceaux issus des diodes laser à 670 nm et d'un laser à krypton ionisé.

IV. Systèmes optiques de pompage.

Compte tenu de la puissance relativement limitée émise par les diodes laser utilisées (500 mW pour la diode SDL et 400 mW pour la diode AO), seul le pompage longitudinal est envisageable. En effet, il assure un bon recouvrement entre les faisceaux de pompe et de cavité [17]. Dans le cas du pompage transverse, la densité de puissance de pompe est trop faible pour permettre l'effet laser.

1. Choix du système optique de pompage.

Le principe du système optique consiste à faire l'image de la surface émettrice dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. La très grande divergence du faisceau émis par la diode impose l'utilisation de cristaux laser de forte absorption, de sorte que toute l'énergie de pompe soit absorbée sur une distance pour laquelle on a un bon recouvrement entre les faisceaux de pompe et de cavité (figure 11).

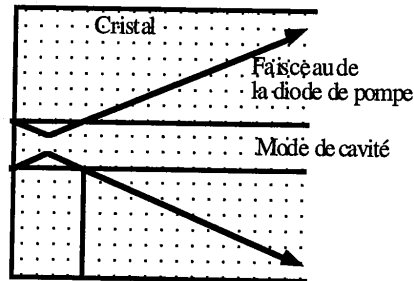


Figure 11: Configuration de pompage par diode laser.

Plusieurs configurations de pompage sont envisageables, mais toutes utilisent une lentille, ou un objectif, destiné à collimater l'émission de la diode.

a. Choix de l'optique de collimation.

Compte tenu de la très grande divergence des diodes, il est nécessaire de travailler avec des systèmes optiques possédant un grande ouverture numérique (ON). Nous avons testé plusieurs systèmes présentant ces caractéristiques.

Il est possible d'utiliser une lentille asphérique moulée d'ON 0,5 commercialisée par la société CORNING. Nous n'avons pas retenu cette lentille, car elle dégrade l'image obtenue sur le cristal, en introduisant des aberrations.

Il est également possible d'utiliser un objectif commercialisé par la société Melles Griot, possédant une focale de 7,5 mm et une ouverture numérique de 0,5. Cependant, un problème de traitement antireflet des lentilles limite la transmission totale de cet objectif à environ 80 %.

Nous avons donc préféré utiliser un objectif plus performant, commercialisé par la société **Special Optics**, de distance focale 15 mm et d'ouverture numérique 0,6. Ses caractéristiques détaillées sont les suivantes :

Objectif de collimation (Special Optics USA)	distance focale : 15 mm diamètre utile : 18 mm ouverture numérique : 0,6 frontale : 4,1 mm traitement antireflet à 670 nm (T>90%)
---	---

Après collimation, nous utilisons un système anamorphoseur permettant d'obtenir un grandissement différent suivant les directions parallèle et perpendiculaire au plan de jonction.

b. Définition du système anamorphoseur.

Ce système peut être soit un système de prismes (figure 12), soit une combinaison de deux lentilles cylindriques.

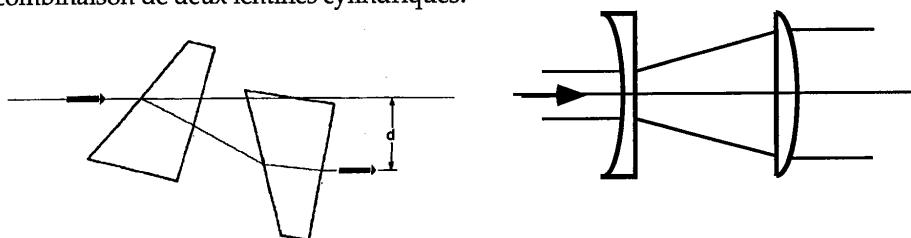


Figure 12 : Principe de fonctionnement d'un système de prismes anamorphoseur et d'un système afocal.

Compte tenu de l'objectif de collimation utilisé, il n'existait pas de systèmes commerciaux de prismes suffisamment ouverts et il était trop onéreux de faire réaliser des prismes spécifiquement pour notre application. Nous avons donc décidé d'utiliser un système afocal à base de lentilles cylindriques. Cette solution présente, de plus, l'avantage de pouvoir corriger l'astigmatisme présent dans les diodes laser. Il suffit pour cela de modifier légèrement la distance entre les deux lentilles cylindriques, par rapport à la différence exacte des focales des deux lentilles.

La première lentille cylindrique de l'afocal est une lentille divergente de focale $f_1 = -25,4$ mm. Sa taille est suffisamment grande pour ne pas perdre de flux lumineux, et sa distance focale est suffisante pour limiter les problèmes d'aberration sphérique. La deuxième lentille de l'afocal est une lentille cylindrique convergente. Sa distance focale f_2 sera choisie en fonction du grandissement désiré. Cependant, le grandissement maximal que nous pourrions obtenir, compte tenu de la taille des lentilles disponibles, est de 12.

Remarque :

Le grandissement de l'afocal est défini dans la direction de travail par le rapport des focales des deux lentilles cylindriques :

$$G_{\text{afocal}} = \frac{f_2}{f_1}$$

Enfin, un objectif de focalisation permet de faire l'image de la diode dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants, le choix de cet objectif est déterminé par la diode laser que l'on veut utiliser.

2. Définition du système optique en fonction de la diode utilisée.

Le gain que l'on peut obtenir dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ étant relativement faible, il est nécessaire de focaliser à la fois le faisceau de pompe et le faisceau de cavité sur quelques dizaines de microns. Pour obtenir un recouvrement optimal, les tailles des faisceaux de cavité et de pompe doivent être proches. Naturellement, la taille du faisceau de cavité dépend de la configuration choisie pour cette dernière. Dans les cas que nous allons étudier, les tailles de faisceau que l'on désire obtenir se situent autour de 30 à 35 μm .

Remarque :

Dans ce chapitre, nous allons présenter un exemple des systèmes optiques utilisés pour chaque diode. Suivant les lasers que nous étudierons, les valeurs des systèmes afocaux, et de l'objectif de focalisation, seront légèrement modifiées. Cependant, le principe général reste le même et les taches de focalisation obtenues seront identiques, à un facteur d'échelle près. Le grandissement du système optique de pompage est défini comme :

$$G = \frac{f_{\text{focalisation}}}{f_{\text{collimation}} G_{\text{afocal}}}$$

a. Diodes laser SDL.

Lorsque l'on utilise la diode SDL, il faut que le grandissement du système optique de pompe soit autour de 1/4 pour aboutir à une image de la diode de l'ordre de 60 μm en diamètre. Compte tenu de la focale de l'objectif de collimation (15 mm), et sachant que l'on est limité à 12 pour le grandissement de l'afocal, nous sommes obligé de prendre un objectif de focalisation, de focale inférieure à 50 mm. De manière à collecter l'intégralité du flux lumineux, issu de la diode laser, en tenant compte du grandissement important du système afocal, il faut que cet objectif présente également un grand diamètre utile. Le seul objectif présentant ces caractéristiques est un objectif de 50 mm de focale, commercialisé par la société Special Optics.

Objectif de focalisation (Special Optics USA)	distance focale : 50 mm diamètre utile : 50 mm ouverture numérique : 0,5 frontale : 6,7 mm traitement antireflet à 670 nm ($T > 90\%$)
--	--

Le système afocal cylindrique est composé d'une lentille divergente de focale $-25,4$ mm et d'une lentille convergente de focale $+250$ mm, ce qui correspond à un grandissement de 10 (nous avons également essayé un grandissement de 12, mais nous n'avons pas remarqué de diminution dans la taille du spot). La transmission totale de ce système de pompage est de l'ordre de 80%. Nous perdons donc 100 mW par rapport à la puissance nominale de la diode laser SDL. Le système optique complet est présenté sur la figure 13.

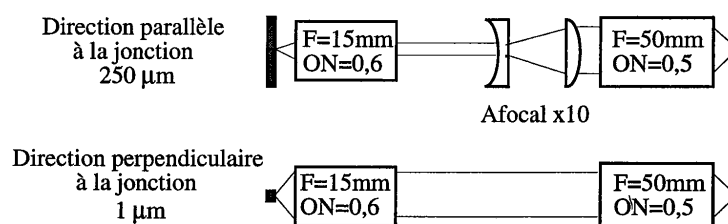


Figure 13 : Principe de fonctionnement dans les deux directions du système de pompage.

La figure 14 représente l'image de la diode SDL au foyer de l'objectif de collimation. L'image fait environ 60 par $10 \mu\text{m}^2$, comme on peut le voir sur les coupes dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de la jonction (figure 15). On notera que dans la direction limitée par diffraction, la taille du spot est plus grande que celle prévue par un calcul d'optique géométrique ($4 \mu\text{m}$), à cause des aberrations dans les différentes lentilles et objectifs.

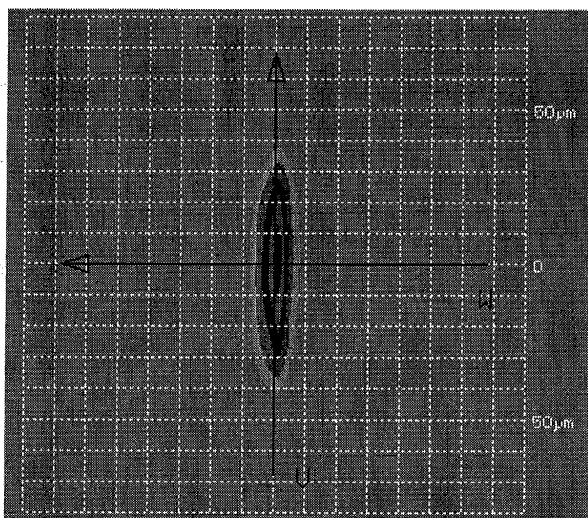


Figure 14 : Image de la diode SDL obtenue avec le système de pompe décrit sur la figure 13 .

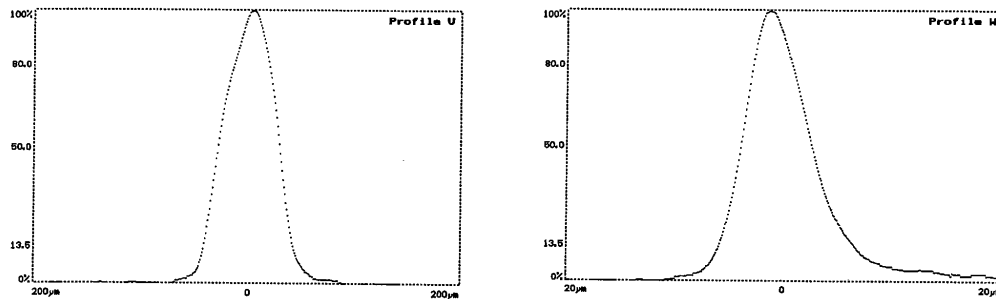


Figure 15 : Coupes dans les deux directions de l'image de la diode SDL représentée sur la figure 14.

On constate sur la figure 15, une diminution importante de la taille de l'image dans la direction perpendiculaire à la jonction, par rapport à la figure 6. Malheureusement, la frontale de l'objectif de focalisation est très faible, environ 7 mm. L'utilisation de cet objectif influencera donc la définition de la cavité laser. Nous verrons, dans les chapitres suivants, qu'il est nécessaire d'utiliser un cristal de LiSAF jouant également le rôle d'un des miroirs de la cavité laser (avec un traitement dichroïque réfléchissant entre 800 et 900 nm et transparent à 670 nm), afin de pouvoir déposer l'énergie de la diode dans le milieu amplificateur. De plus, la diode laser SDL étant très divergente, il faudra également utiliser un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ suffisamment dopé en ions Cr^{3+} . En effet, il est indispensable que toute l'émission de la diode laser soit absorbée sur les premières centaines de microns dans le cristal, là où les faisceaux de pompe et de cavité se superposent. On verra que cette forte absorption conduira à des hautes densités de puissance, et donc à des problèmes thermiques importants.

Remarque :

Si l'on calcule les longueurs de Rayleigh pour la pompe (supposée gaussienne), on obtient respectivement 165 μm et 190 μm pour les directions parallèle et perpendiculaire à la jonction. La longueur de Rayleigh étant définie par la formule suivante :

$$z_r = \frac{n\pi w^2}{4m\lambda},$$

où n est l'indice du milieu, w la taille du faisceau et λ sa longueur d'onde.

Au delà de 200 μm , le recouvrement avec le faisceau de cavité risque donc d'être fortement dégradé.

b. Diode laser Applied Optonics

Les dimensions de la surface émettrice étant de $1\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$, il est possible d'obtenir des taches de focalisation plus petites (environ $35 \times 10\ \mu\text{m}^2$), tout en conservant le même système optique de pompe que celui qui a été utilisé pour la diode SDL (figure 16).

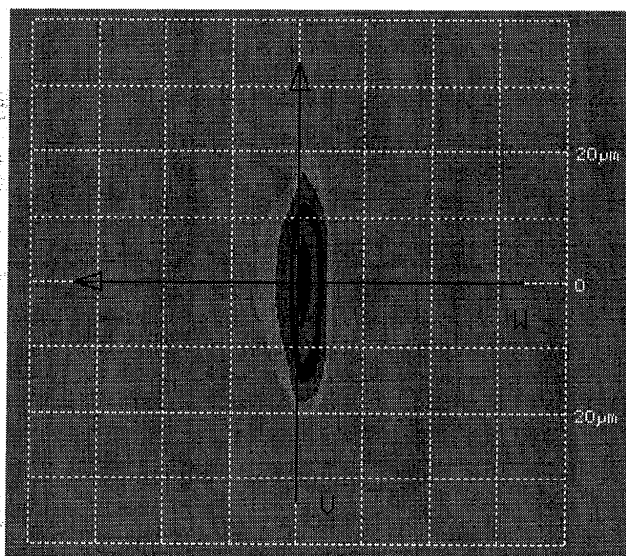


Figure 16 : Image de la diode AO avec le même système de focalisation que celui utilisé pour la diode SDL .

Grâce à leur plus faible divergence, les diodes AO permettent également d'utiliser des objectifs de plus grande focale, du type Clairaut de 100 mm de focale (Melles Griot). Dans ce cas, la frontale de cet objectif est suffisante pour utiliser un cristal taillé à l'angle de Brewster. Le pompage optique se fait alors à travers un miroir sphérique dichroïque (figure 17). L'utilisation d'un objectif de longue focale nous permet, d'autre part, d'obtenir un faisceau qui diverge moins dans le cristal. Nous pourrions donc obtenir un bon recouvrement entre le faisceau de la diode et celui de la cavité sur une plus grande longueur qu'avec les diodes SDL. En effet les longueurs de Rayleigh obtenue dans ce cas, sont supérieures à $800\ \mu\text{m}$ dans les directions parallèle et perpendiculaire à la jonction.

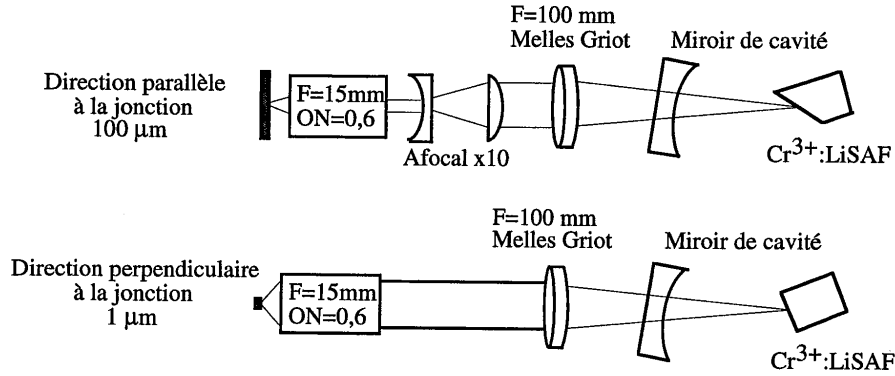


Figure 17: Configuration de pompage à travers un miroir sphérique.

La figure 18 nous montre l'image en trois dimensions que l'on peut obtenir derrière le miroir sphérique incliné. On constate que le spot obtenu est légèrement plus grand que prévu théoriquement, puisque l'on observe une taille de 75 par 30 μm^2 au lieu de 67 par 7 μm^2 . Ceci est dû au miroir sphérique concave de rayon 100 mm, qui agit comme une lentille divergente, et qui de plus ajoute des aberrations. En plus, on voit très bien qu'une partie de l'énergie est perdue dans les pieds du faisceau.

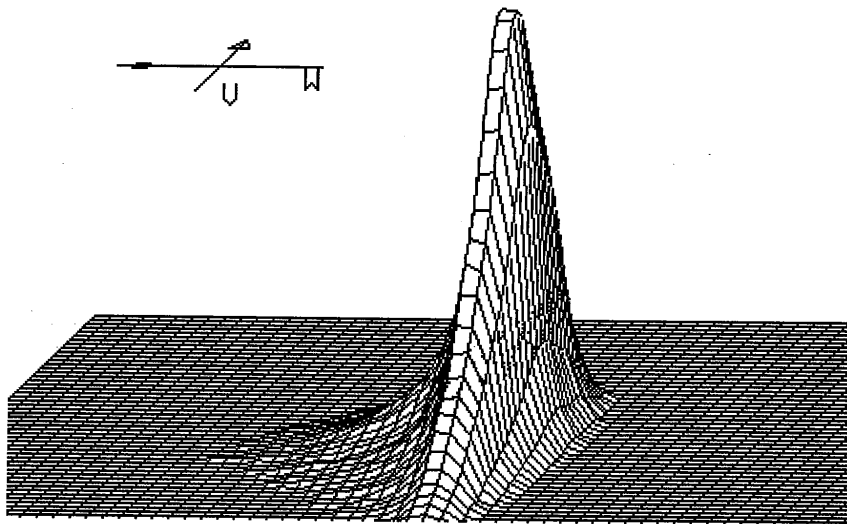


Figure 18 : Image de la diode AO à travers un miroir sphérique dichroïque.

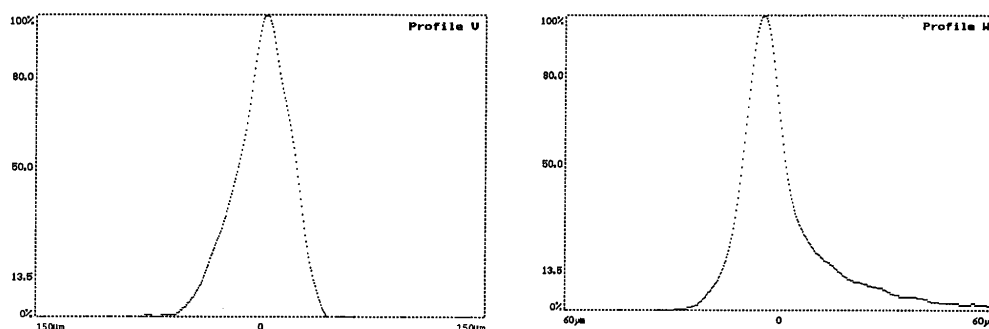


Figure 19 : Coupes dans les deux directions de l'image de la diode AO représentée sur la figure 18.

V. Conclusion.

Les premières diodes rouges de puissance ont été commercialisées en 1993, par la société "Spectra Diode Laboratories".

Deux ans plus tard, de nouvelles diodes sont apparues sur le marché. Ces dernières, commercialisées par "Applied Optronics", possèdent une brillance deux fois plus élevée que les diodes SDL.

Nous avons, d'autre part, constaté que l'utilisation des diodes AO permet une plus grande souplesse dans la définition de la cavité laser, contrairement à la diode SDL qui impose le type de cavité laser (choix d'un cristal avec une face plane). Cependant il faut noter que l'émission est moins parfaite que dans le cas des diodes SDL, et notamment dans la direction limitée par diffraction.

Nous avons montré qu'en choisissant correctement les systèmes optiques, il est possible d'obtenir des faisceaux de bonne qualité. Il faut cependant noter que les images obtenues au point de focalisation sont fortement elliptiques, contrairement au faisceau de cavité. Dans les parties suivantes, nous allons donc tester l'efficacité de ces systèmes de pompage dans différents régimes de fonctionnement.

Bien que notre objectif soit de réaliser des sources laser impulsionnelles, nous commencerons par présenter des travaux relatifs à des oscillateurs continus, et cela pour deux raisons: tout d'abord pour connaître le comportement du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ dans le cadre d'un pompage par diodes et ensuite, comparer les performances des diodes SDL et AO.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25

E
L
E
M
E
N
T
A
I
R
E
D
E
L
E
C
T
R
I
C
I
T
E

PARTIE II.

**Oscillateurs pompés par diodes
fonctionnant en régime continu.
Réalisation d'une source bleue
accordable.**

L
I
B
R
A
R
Y
U
N
I
V
E
R
S
I
T
E
D
E
M
A
S
S
A
C
H
U
S
E
T
S
A
R
T
I
E
I
I

Introduction

Cette partie va nous permettre de caractériser les performances des lasers à base de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diodes. Pour cela nous avons réalisé des oscillateurs fonctionnant en régime continu. Nous verrons qu'il est alors possible d'obtenir des lasers délivrant des puissances de plusieurs dizaines de mW, dans le proche infrarouge (entre 800 et 900 nm).

Nous présenterons également une application, qui est la réalisation d'une source compacte, émettant un rayonnement accordable dans le bleu, par génération de second harmonique.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

Chapitre III.

Oscillateurs continus.

Nous présentons dans ce chapitre la réalisation d'oscillateurs pompés par diodes et fonctionnant en régime continu. Historiquement, c'est le premier type d'oscillateur que nous avons construit. Sa réalisation est simple et va nous permettre d'appréhender les différentes propriétés du cristal, notamment en ce qui concerne l'efficacité du pompage et les limitations dues aux effets thermiques.

I. Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ utilisé.

La première diode laser que nous avons pu utiliser est la diode SDL. Compte tenu de ses mauvaises qualités spatiales, il a fallu choisir une optique possédant une courte focale pour focaliser le faisceau dans le cristal. La distance de travail de cet objectif étant faible, il est indispensable de choisir un cristal pouvant être utilisé en miroir plan de fond de cavité. D'autre part, pour minimiser les pertes dans la cavité laser, nous avons taillé la face de sortie du cristal à l'incidence de Brewster.

Le cristal utilisé (fournisseur : Lightning Optical Corporation, USA) est donc de géométrie plan-Brewster, avec une longueur au centre de 3 mm, et une section carrée de côté 4 mm (figure 1).

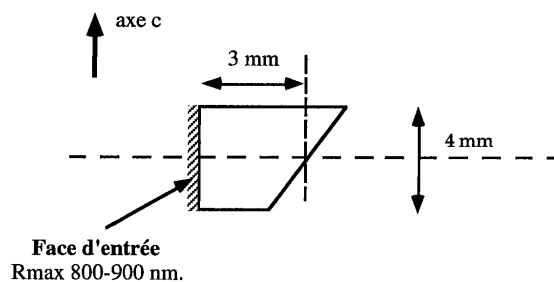


Figure 1 : schéma du cristal utilisé.

De premières expériences, menées avec un cristal dopé à 5,5 % en chrome, ont mis en évidence des problèmes thermiques, interdisant un fonctionnement en régime



continu. Pour diminuer l'absorption du cristal, nous avons choisi un dopage de 3 % en masse [1]. L'absorption à la longueur d'onde de pompe est de 98 % dans la direction parallèle à l'axe c , et de 85 % dans la direction perpendiculaire. La section efficace d'émission étant plus forte parallèlement à l'axe c , la face à Brewster est orientée de manière à minimiser les pertes suivant la direction de polarisation parallèle à cet axe.

Le miroir déposé sur la face plane du cristal est hautement réfléchissant (R_{\max}) entre 800 et 900 nm et permet une transmission de la pompe supérieure à 93 % (figure 2).

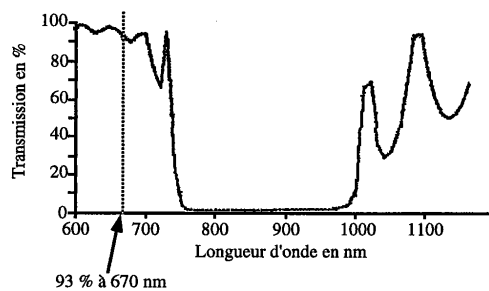


Figure 2 : Courbe de traitement de la face plane du cristal.

Ce cristal est monté dans un support en cuivre dont la température est stabilisée, proche de la température ambiante (20°C), à l'aide d'un élément peltier et d'une circulation d'eau.

II. Description de la cavité.

On utilise une cavité à 3 miroirs dont le schéma de principe est présenté sur la figure 3.

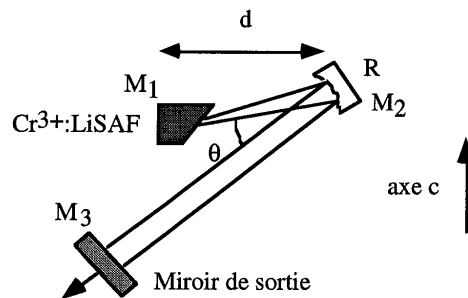


Figure 3 : Schéma de principe d'une cavité à 3 miroirs.

Cette cavité possède plusieurs avantages. Tout d'abord le faisceau de cavité est focalisé dans le cristal, de manière à diminuer le seuil de l'oscillation laser et optimiser le recouvrement avec le faisceau de pompe. Pour nos applications, nous avons choisi un miroir M_2 possédant un rayon de courbure R de 150 mm. Cette valeur nous permet d'obtenir une petite tache de focalisation (mesurée à $1/e^2$ en intensité) dans le cristal tout en conservant une distance suffisante entre le cristal et le miroir (nécessaire pour placer le support de ce miroir). D'autre part, entre les miroirs M_2 et M_3 , on dispose d'un bras collimaté (faisceau parallèle) nécessaire au bon fonctionnement d'éléments tels qu'un filtre de Lyot ou un modulateur acousto-optique, que nous utiliserons par la suite. Enfin, en modifiant l'angle θ , on peut compenser l'astigmatisme introduit par la face à Brewster du cristal [2]. La figure 4 représente l'évolution du faisceau de cavité dans les plans parallèle et perpendiculaire à l'axe c , obtenue à l'aide d'un logiciel de propagation utilisant l'optique gaussienne (Paraxia). L'angle de 16° choisi est celui qui permet la meilleure compensation de l'astigmatisme. La distance d entre le cristal et le miroir concave est choisie, quant à elle, de manière à obtenir un faisceau collimaté après le miroir M_2 . Les tailles du spot obtenu dans le cristal sont d'environ $53 \mu\text{m}$, dans la direction parallèle à l'axe c , et $38 \mu\text{m}$ dans la direction perpendiculaire (valeurs obtenues avec Paraxia).

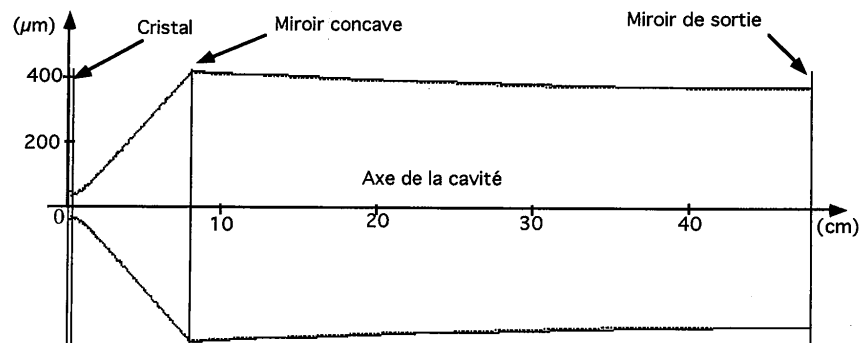


Figure 4 : Taille du faisceau de cavité dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'axe c , pour un angle $\theta=16^\circ$ et une distance $d=76 \text{ mm}$.

Le miroir M_2 est fourni par la société Laseroptik en Allemagne et possède un traitement dichroïque, hautement réfléchissant ($>99,9\%$) entre 800 et 900 nm, et anti-réfléchissant à 670 nm ($T>99\%$). Pour minimiser les pertes intracavité, nous avons choisi un miroir de sortie présentant une transmission de 1% entre 800 et 900 nm. La cavité complète avec les différents paramètres est présentée sur la figure 5.

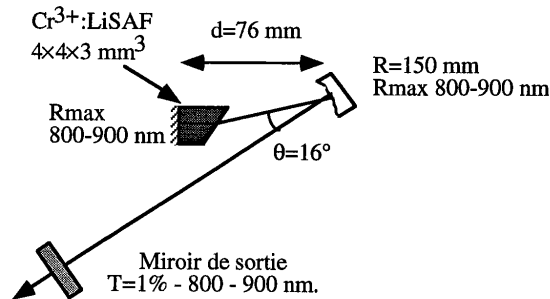


Figure 5 : Schéma de la cavité utilisée.

III. Pompage avec une diode SDL.

1. Rappel de l'optique de pompage.

Le schéma utilisé pour le pompage du cristal est quasiment identique à celui présenté dans la partie I du mémoire. Cependant, de manière à optimiser le recouvrement entre les faisceaux de pompe et de cavité, nous avons testé plusieurs valeurs de grandissement pour le système afocal. En prenant comme critères l'efficacité et le seuil du laser, le grandissement optimal est de 6 dans la direction non limitée par diffraction. Le spot obtenu à la sortie du système optique est alors de $130 \times 10 \mu\text{m}^2$, ce qui représente un bon compromis pour le recouvrement avec le faisceau de cavité ($106 \times 76 \mu\text{m}^2$). En effet, une focalisation plus importante augmenterait la divergence du faisceau de pompe, au détriment de l'efficacité de pompage. L'objectif de focalisation, de courte frontale, nous oblige à pomper le cristal par sa face plane. Le schéma général de l'expérience est décrit sur la figure 6.

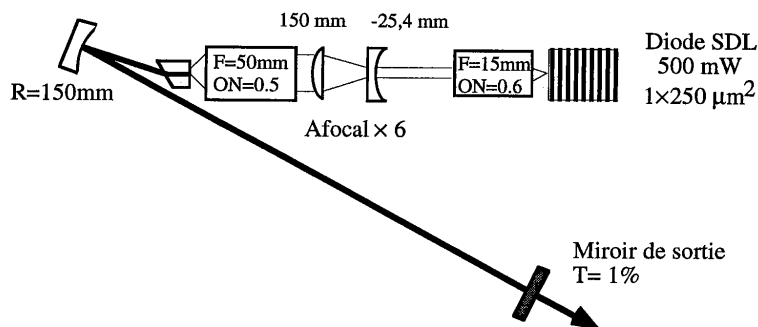


Figure 6 : schéma complet de l'expérience.

2. Résultats expérimentaux.

a. Caractéristiques de l'émission laser.

Sur la figure 7, on peut voir le profil du faisceau à 50 cm du miroir de sortie. Comme mentionné dans le paragraphe précédent, l'astigmatisme est correctement compensé, et le spot quasiment circulaire. Si l'on effectue une coupe en intensité sur les axes x et y (figure 8), on peut s'apercevoir que le faisceau est très proche d'un faisceau gaussien (mode TEM_{00}).

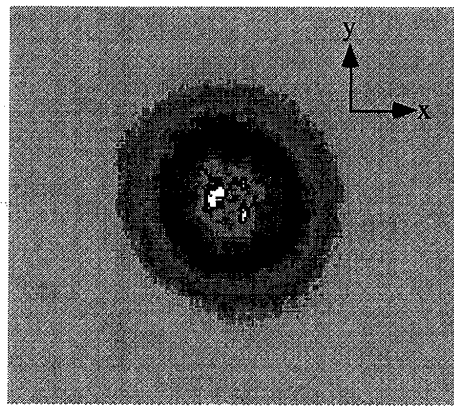


Figure 7 : Profil du faisceau.

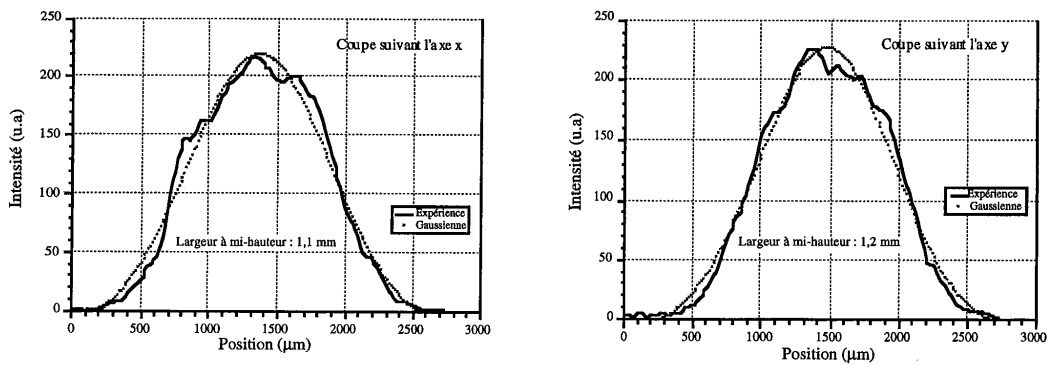


Figure 8 : Coupe du faisceau de sortie dans les plans x et y . Une gaussienne en pointillés est superposée aux courbes.

Nous avons d'autre part constaté que la polarisation du laser était bien rectiligne et parallèle au plan de la figure 6. Deux phénomènes physiques imposent cette polarisation dans le laser. Tout d'abord, l'orientation à Brewster de la face de sortie du cristal introduit des pertes importantes pour la polarisation perpendiculaire au plan de la figure. D'autre part, le gain du milieu laser est maximum selon l'axe c du cristal.

Enfin, nous nous sommes intéressés au spectre du laser en fonctionnement libre, c'est à dire sans élément sélectif en longueur d'onde à l'intérieur de la cavité. Les miroirs ayant un traitement large et relativement plat entre 800 et 900 nm, la longueur d'onde d'émission est principalement imposée par le maximum de la courbe de gain du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ (846 nm). Le spectre observé est donc centré vers 850 nm et sa largeur à mi-hauteur est d'environ 4 nm (figure 9).

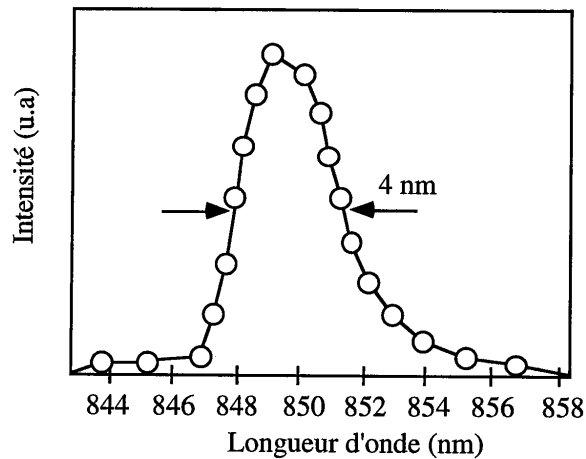


Figure 9 : Spectre du laser en fonctionnement libre.

b. Efficacité.

La puissance maximale fournie par la diode SDL, et absorbée par le cristal, est de 370 mW. La puissance absorbée est définie comme le produit de la puissance disponible à la sortie du système optique, par le coefficient d'absorption du cristal et le coefficient de transmission du miroir plan déposé sur le cristal. La puissance de sortie du laser est de 55 mW en régime continu, pour un seuil de 110 mW en puissance absorbée. L'efficacité est proche de 24 % (figure 10).

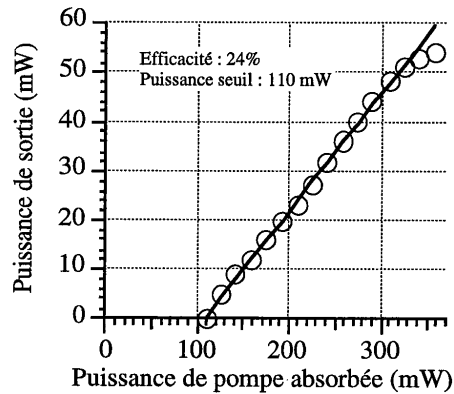


Figure 10 : Efficacité du laser en régime continu.

On peut cependant noter que, pour une puissance de pompe supérieure à 320 mW, l'évolution de la puissance de sortie, en fonction de la puissance de pompe absorbée, n'est plus linéaire. À ce point, des problèmes d'échauffement commencent à apparaître dans le cristal, et vont limiter la puissance de pompe pouvant être déposée, comme nous le verrons dans les chapitres suivants.

c. Accordabilité.

En insérant un élément biréfringent (un filtre de Lyot composé d'une seule lame) dans le bras collimaté de la cavité, nous avons pu observer une émission accordable sur 80 nm entre 820 et 900 nm (figure 11). La limitation est due principalement aux traitements sur les miroirs, ainsi qu'au faible gain disponible dans le laser.

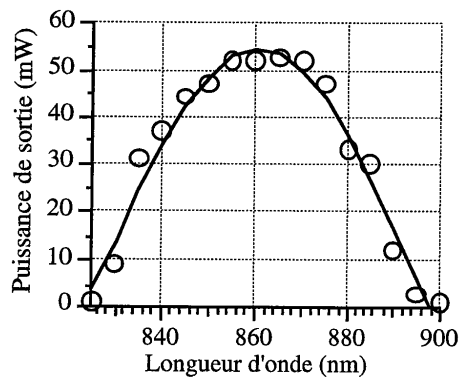


Figure 11 : Courbe d'accordabilité du laser.



IV. Pompage avec deux diodes SDL.

1. Principe du pompage.

La puissance émise par une diode laser SDL étant limitée à 500 mW, pour augmenter la puissance de sortie du laser, il faut augmenter le nombre de diodes utilisées. La solution la plus facile, compatible avec la géométrie de pompage, est de combiner deux diodes par polarisation. En effet, bien que la section efficace d'absorption du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ soit plus faible pour une polarisation perpendiculaire à l'axe c , elle est cependant suffisante pour permettre un pompage efficace. Le principe consiste à combiner le rayonnement de deux diodes émettant en polarisations croisées dans un cube séparateur de polarisation. Dans notre cas, le cube est placé juste après l'objectif de collimation de manière à avoir, d'une part le maximum d'optiques communes aux deux diodes, et d'autre part un faisceau parallèle. La polarisation d'une diode est tournée de 90° à l'aide d'une lame demi-onde. Le schéma de principe est présenté sur la figure 12.

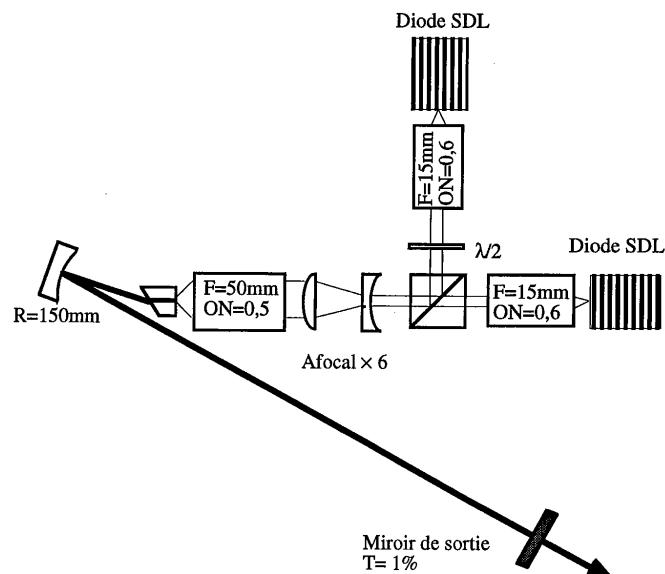


Figure 12 : Schéma du pompage en polarisations croisées.

À la sortie du système de pompage, si l'on tient compte de l'absorption différente sur les deux axes du cristal, on obtient une puissance de pompe absorbée de 620 mW.



2. Efficacité du laser.

Pour obtenir la courbe d'efficacité du laser, nous avons tout d'abord augmenté la puissance de la diode directe, puis nous avons ensuite ajouté la diode perpendiculaire. Comme nous l'avons déjà remarqué dans le cas du pompage avec une diode, la puissance de sortie en régime continu chute très rapidement pour des puissances de pompe supérieure à 400 mW, jusqu'à l'arrêt complet de l'effet laser.

La cause de cette décroissance de la puissance de sortie est principalement l'échauffement du cristal qui entraîne des effets de "quenching" [3], et diminue l'efficacité du laser. Ce problème sera traité en détail dans la partie IV. Pour limiter les problèmes thermiques, nous avons essayé de diminuer la puissance moyenne absorbée par le cristal. Pour cela nous avons modulé le courant d'alimentation des diodes laser de manière à les faire fonctionner en régime quasi-continu. En utilisant un rapport cyclique de 1/5 (largeur temporelle du créneau de pompage divisé par la période de modulation, 10 ms dans notre cas), nous avons pu obtenir une puissance crête de sortie du laser de 140 mW, sans noter de problèmes thermiques (figure 13). En effet, dans ce cas, la puissance moyenne absorbée n'est plus que de 120 mW environ.

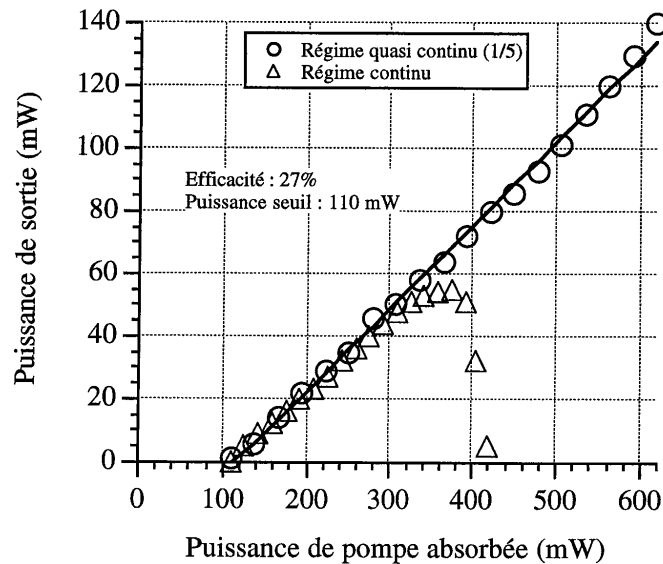


Figure 13 : Efficacité du laser en régime continu et quasi continu.

V. Utilisation d'une diode AO.

1. Comparaison des performances avec la diode SDL.

Au moment où les travaux précédents ont été réalisés, un second type de diode, commercialisé par Applied Optronics, est apparu. Dans un premier temps, nous avons utilisé cette nouvelle diode pour pomper le cristal dopé à 3 % du côté plan, de manière à comparer les résultats avec ceux obtenus dans le cas d'un pompage par une seule diode SDL. Pour obtenir une taille de spot identique, nous avons remplacé l'objectif de focalisation de 50 mm par un doublet achromatique de 100 mm de focale. La taille du faisceau au point de focalisation est alors de $110 \mu\text{m}^2$. La puissance de pompe absorbée est de 305 mW. On constate que la transmission du système optique est un peu plus élevée que dans le cas de la diode SDL (84% contre 81% pour la diode SDL). Ceci est dû principalement à l'objectif de focalisation, qui est un simple doublet au lieu d'un objectif à plusieurs lentilles pour la diode SDL. De plus, la divergence de la diode AO étant plus faible que celle de la diode SDL, l'objectif de collimation travaille dans de meilleures conditions.

La figure 14 nous donne l'efficacité obtenue. Comme on peut le voir l'efficacité est beaucoup plus importante (33 % au lieu de 25 %) et le seuil beaucoup plus bas (70 au lieu de 110 mW) qu'avec les diodes SDL (figure 10). En effet, bien que les tailles de spot soient à peu près équivalentes, la divergence du faisceau de la diode AO est plus faible. Ceci permet un recouvrement plus efficace entre le faisceau de pompe et le faisceau de cavité tout au long du cristal.

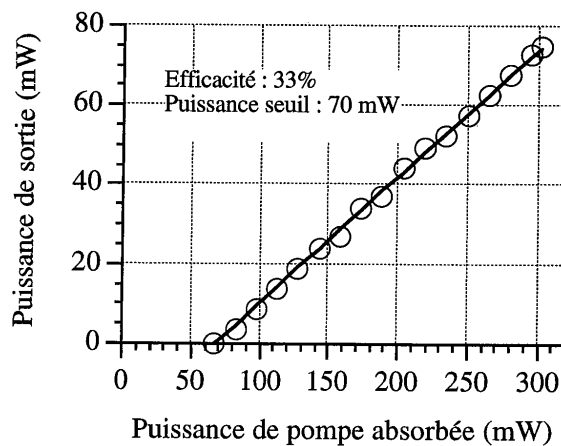


Figure 14 : Pompage avec une diode AO par la face plane du cristal.

Afin d'augmenter la puissance de sortie de l'oscillateur, on a intérêt à utiliser plusieurs diodes laser, comme démontré précédemment, avec deux diodes SDL. Il aurait été logique de mettre en oeuvre deux diodes AO. À l'époque, n'en possédant qu'une seule, nous avons développé un pompage mixte avec une diode SDL et une diode AO, pour nous assurer une amélioration.

2. Pompage avec une diode SDL et une diode AO.

a. Principe du pompage.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, il n'est pas possible de pomper le cristal en continu avec plus de 400 mW sur une face. Cependant, avec les diodes AO, il est possible de focaliser le faisceau de pompe à travers un miroir de cavité. C'est cette particularité que nous avons utilisée pour augmenter la puissance de pompe sur le cristal. Le système optique de pompage est identique à celui présenté dans le paragraphe précédent mais, à cause du miroir concave, la taille du faisceau obtenu est d'environ $120 \times 30 \mu\text{m}^2$.

Le schéma de l'expérience est représenté sur la figure 15. Le cristal est pompé par une diode SDL du côté plan, et par une diode AO du côté Brewster. Tous les autres paramètres de la cavité sont identiques à ceux présentés précédemment.

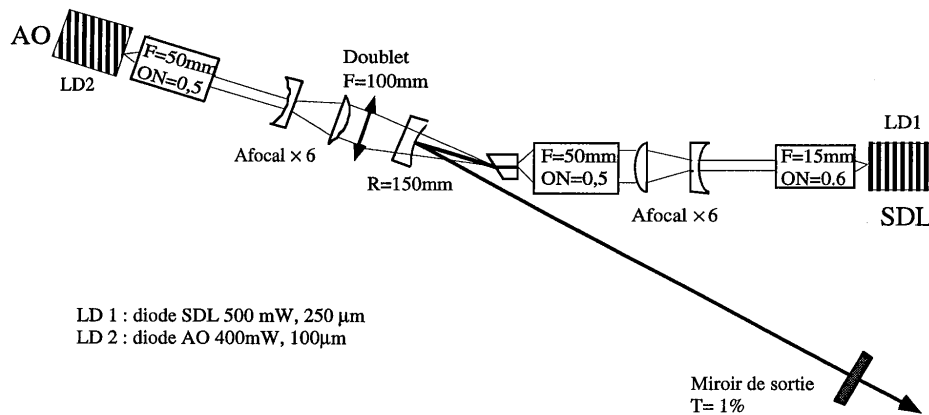


Figure 15 : Schéma de la cavité en pompage par deux voies.

b. Efficacité du laser.

Dans un premier temps nous avons testé l'efficacité du laser pompé uniquement par la diode AO. Ceci afin de comparer le pompage à travers un miroir

de cavité, au pompage par la face plane du cristal. Pour une puissance de pompe absorbée de 320 mW, nous avons pu obtenir une puissance de sortie de 70 mW en continu. Le seuil d'oscillation laser se trouvant autour de 80 mW, l'efficacité est de 29% (figure 16). Cette valeur est un peu plus faible que dans le cas du pompage par le côté plan. En effet, la taille du faisceau est de 30 μm au lieu de 10 μm dans la direction limitée par diffraction. D'autre part, le pompage s'effectue à l'opposé du point de focalisation du faisceau de cavité, situé sur le miroir plan, et le recouvrement est donc moins efficace.

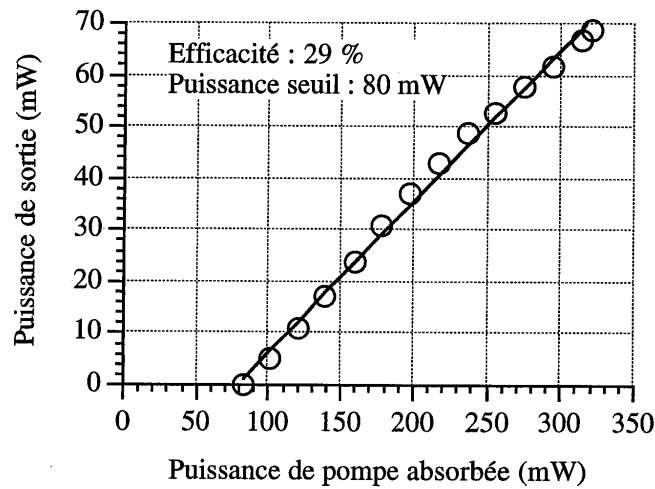


Figure 16 : Courbe d'efficacité du laser pompé par une diode AO par la face à Brewster.

Nous avons ensuite fait fonctionner les deux diodes simultanément. Contrairement au cas du pompage en polarisations croisées, nous n'avons pas observé de décroissance dans la puissance de sortie, même pour la puissance de pompe absorbée maximale (680 mW). Le fait de répartir la puissance de pompe sur les deux faces du cristal nous permet, en effet, de ne pas dépasser les valeurs critiques pour lesquelles l'échauffement du cristal devient trop important. Dans ce cas, le laser délivre une puissance de sortie de 200 mW, pour un seuil de 80 mW (figure 17). L'efficacité correspondante est de 33 %, ce qui nous montre que le pompage sur deux voies est beaucoup plus efficace que le pompage en polarisations croisées (en régime quasi-continu). Il est d'autre part intéressant de noter que l'efficacité est supérieure à celle obtenue dans le cas du pompage avec une seule diode, ceci étant dû à une meilleure répartition de la puissance de pompe dans le mode de la cavité.

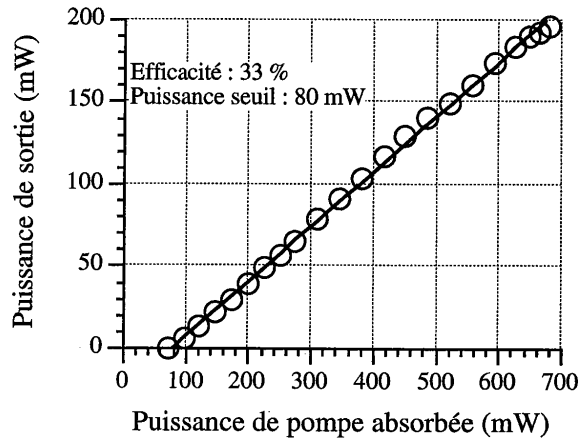


Figure 17 : Courbe d'efficacité du laser pour deux voies de pompage.

Remarque :

La puissance de sortie étant 3 fois plus importante que dans le cas du pompage avec une seule diode SDL, la courbe d'accordabilité est élargie. Ainsi nous avons pu noter que le laser pouvait être accordé entre 790 nm et 920 nm. D'autre part, la puissance de sortie reste constante entre 840 et 880 nm.

Compte tenu de ces résultats très encourageants, nous avons fait l'acquisition de trois autres diodes AO afin de monter en puissance

VI. Augmentation de la puissance de sortie en continu.

1. Utilisation de quatre diodes AO.

Nous avons vu que la puissance de sortie que l'on pouvait obtenir était limitée par des problèmes thermiques dans le cristal. Cependant, tant que l'on reste en dessous d'une densité de puissance limite, l'évolution de la puissance de sortie reste linéaire. Partant de ce principe, nous avons réalisé un laser pompé par 4 diodes en continu. Pour diminuer la densité de puissance, et donc l'échauffement, nous avons remplacé le cristal de 3 % par un cristal dopé à 1,5 %. Sa longueur au centre est de 5 mm, ce qui nous donne un coefficient d'absorption de 96 % parallèlement à l'axe c , et de 80 % perpendiculairement à cet axe. Pour le pompage, nous avons utilisé 2 diodes AO combinées par polarisations, de chaque côté du cristal (figure 18). Comme nous l'avons vu, ces diodes permettent d'obtenir une efficacité de pompage plus élevée qu'avec les diodes SDL.



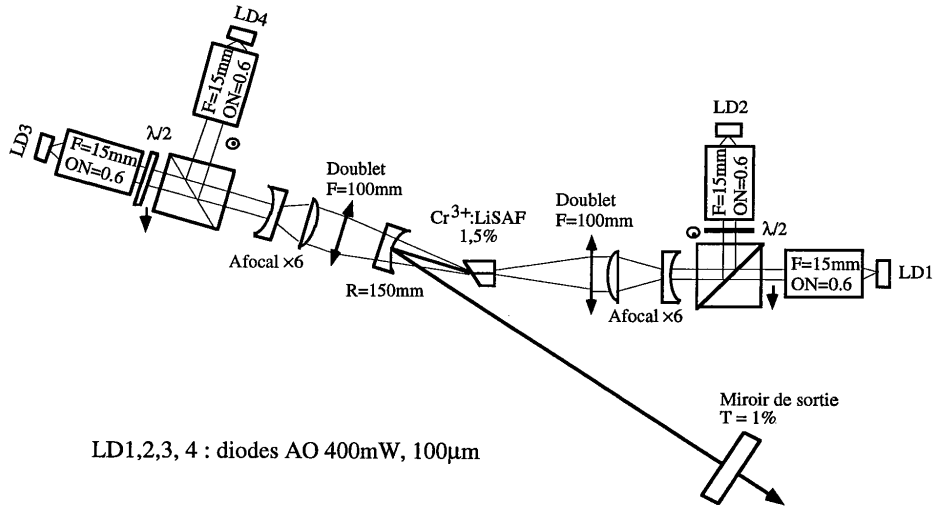


Figure 18 : Schéma du pompage avec 4 diodes AO.

La puissance de pompe absorbée maximale est de 1100 mW sur les deux voies, en tenant compte de l'absorption du cristal. En refroidissant le cristal à 15°C, nous avons obtenu une puissance de sortie de 310 mW en continu (figure 19). L'efficacité de 29 % est comparable à celle obtenue précédemment et nous montre que le recouvrement est encore efficace malgré la diminution du dopage du cristal.

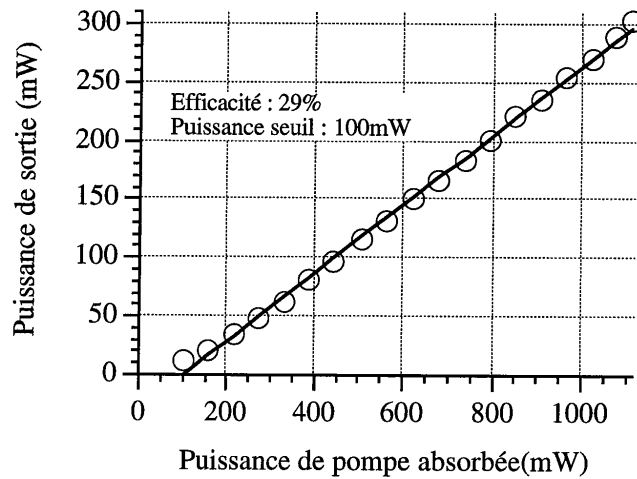


Figure 19 : Courbe d'efficacité du laser pompé par 4 diodes AO.

11-11-11

2. Autres solutions possibles pour augmenter la puissance de sortie du laser.

a. Utilisation de diodes laser fibrées.

Les solutions que nous avons présentées consistent à utiliser des diodes monorubans disponibles sur le marché. Cependant, la puissance de sortie de ces diodes est limitée à cause des effets de dommages sur les facettes de sortie [4]. Si l'on veut augmenter la puissance de pompe, il faut utiliser des barrettes de diodes laser, qui comportent plusieurs émetteurs les uns à côté des autres (figure 20).

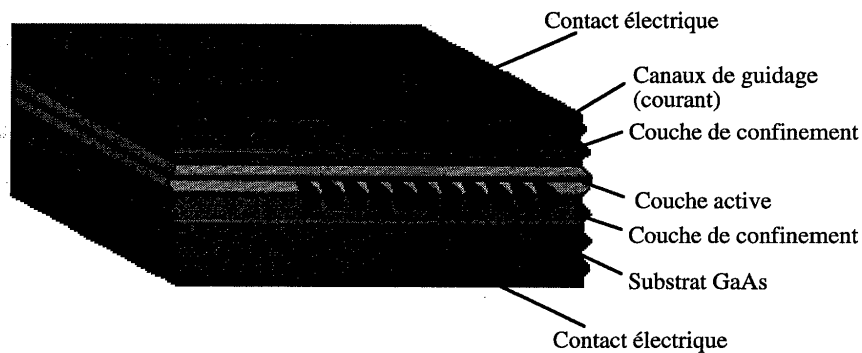


Figure 20 : Schéma d'une barrette de diodes laser.

Une diode de ce type est commercialisée par la société SDL. Elle comporte 24 émetteurs répartis sur 1 cm et couplés à une fibre de 400 μm d'ouverture numérique 0,4. La puissance est de 3 W en sortie de fibre pour un courant d'alimentation de 12 A.

Afin d'estimer les performances que l'on pourrait obtenir avec une telle diode nous avons essayé de pomper le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ avec une fibre. Dans un premier temps, nous avons utilisé un laser krypton délivrant 4 W à 676 nm, focalisé avec une lentille de 40 cm, pour pomper le cristal. Le diamètre du faisceau de pompe étant proche de 400 μm , la cavité utilisée précédemment n'est plus optimisée, et nous avons dû remplacer le miroir de 150 mm par un miroir concave de 350 mm de rayon de courbure (figure 21).



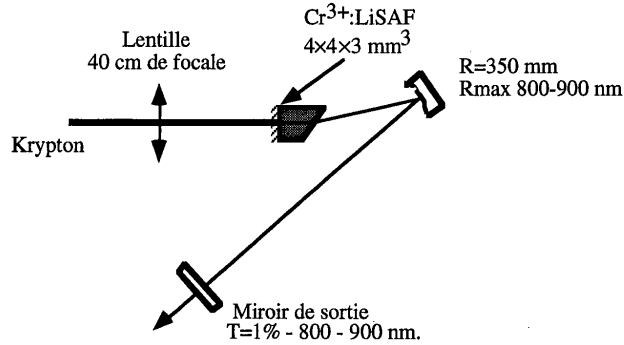


Figure 21 : Schéma du pompage avec un laser krypton.

Au début nous avons essayé de pomper le cristal en continu. Cependant malgré la taille du faisceau dans le cristal, les problèmes thermiques restent très importants et la puissance de sortie décroît rapidement au delà de 700 mW de pompe. Nous avons alors intercalé, dans le faisceau du laser krypton, un modulateur mécanique permettant d'obtenir un régime quasi-continu, de période 10 ms et de créneau 1,6 ms. La puissance moyenne absorbée est dans ce cas 7 fois plus faible qu'en régime continu. L'efficacité obtenue est de 30 % avec un seuil à 473 mW en puissance absorbée. L'évolution de la puissance de sortie est linéaire jusqu'à la puissance de pompe maximale de 3,5 W. À ce point, la puissance de sortie est de 900 mW dans le créneau de 1,6 ms.

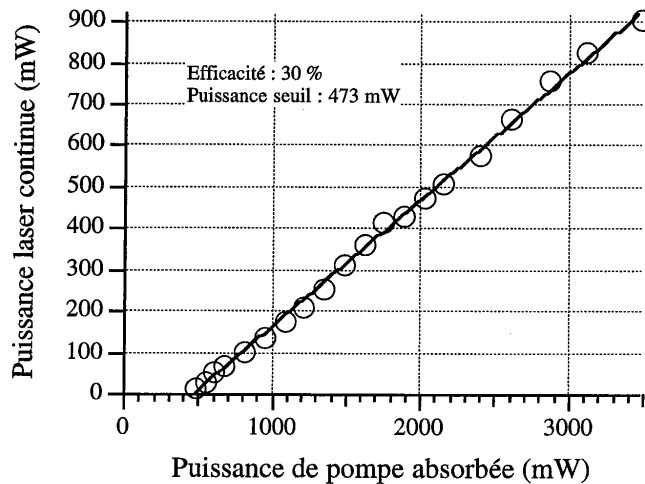


Figure 22 : Efficacité du laser en pompage krypton, régime quasi-continu.



Cependant, le faisceau du laser krypton est assez éloigné de celui qu'on obtient avec une fibre (divergence 300 fois plus grande). Pour simuler le pompage par diode fibrée, nous avons intercalé entre le krypton et le cristal, une fibre de 400 μm de diamètre et d'ouverture numérique 0,4. Pour coupler le laser dans la fibre, nous avons utilisé un objectif de microscope de grandissement 10. La sortie de la fibre est imagée dans le cristal à l'aide de deux objectifs Special Optics de 15 mm de focale. La figure 23 nous donne l'efficacité obtenue dans le cas du pompage avec la fibre. Comme on pouvait s'y attendre, l'efficacité et le seuil sont moins bons qu'avec un laser krypton, à cause d'une divergence très importante du faisceau dans le cristal. Compte tenu des pertes par couplage dans la fibre, la puissance de pompe maximale absorbée est de 2,5 W, et correspond à ce que l'on pourrait obtenir avec une diode fibrée. Dans ce cas, la puissance de sortie en régime quasi-continu est de 400 mW.

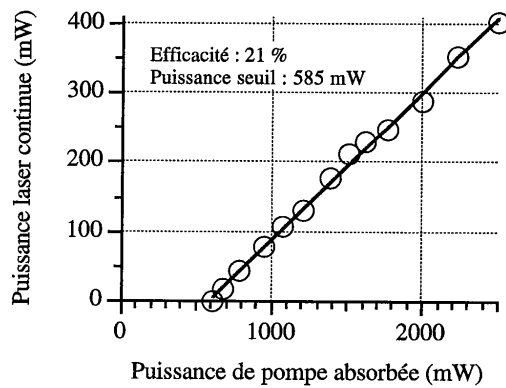


Figure 23 : Efficacité du laser pompé par fibre de 400 μm , en régime quasi-continu.

Il faut noter qu'un laboratoire au Canada a utilisé une diode de ce type pour pomper un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ plan-plan dopé à 5,5 %. En utilisant une cavité plan concave, les chercheurs ont pu sortir 400 mW en régime quasi-continu. Mais comme nous l'avons remarqué avec le pompage krypton, le fonctionnement en continu est impossible. [5].

L'utilisation d'une diode fibrée semble donc peu intéressante, car le fonctionnement en régime continu est impossible. Cependant, pour certaines applications telles que la réalisation de lasers déclenchés, par exemple, le fonctionnement en régime quasi-continu n'est pas un handicap. Dans ce cas on peut obtenir un système plus compact et moins coûteux qu'en utilisant quatre diodes AO, comme nous l'avons montré dans la paragraphe précédent.



b. Adaptation du mode de cavité au mode de pompe.

Récemment un laboratoire suisse [6] a présenté une solution plus intéressante permettant d'utiliser avec efficacité des barrettes de diodes laser non fibrées. Partant du principe que le fonctionnement en régime continu est limité par l'échauffement du cristal, ils ont essayé d'optimiser les échanges thermiques en réduisant fortement la taille du cristal dans une dimension (1 mm). De plus, au lieu d'adapter la pompe au mode de cavité, ils ont modifié le mode cavité pour le rendre elliptique (figure 24). L'émission de la diode laser est focalisée sur un spot de 3 mm par 70 μm et de manière à répartir au mieux la puissance de pompe dans le cristal, ce dernier est dopé à seulement 0,8 %. En utilisant une diode prototype (provenant de Livermore) délivrant 12 W à 690 nm (8,5 W en puissance absorbée), ils ont ainsi pu obtenir une puissance de sortie de 1 W en continu [6,7] pour un seuil à 2,5 W.

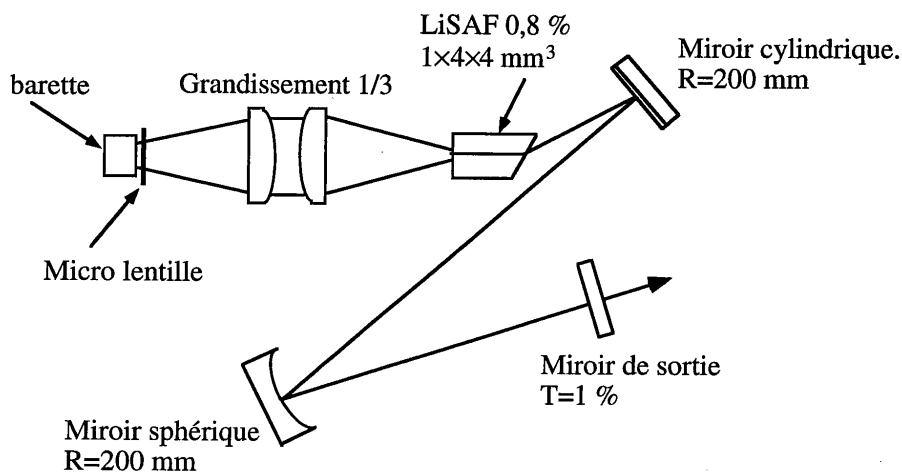
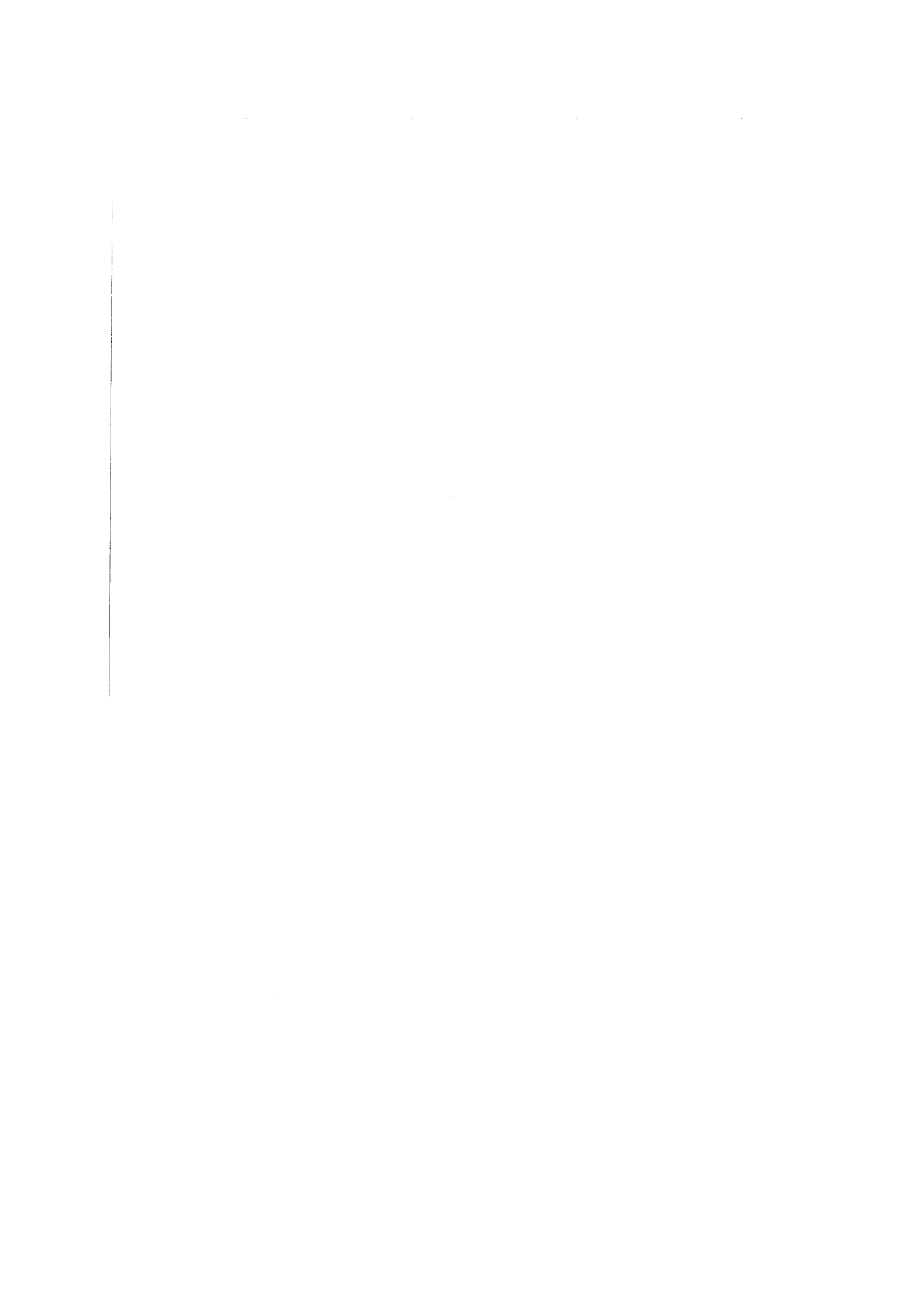


Figure 14 : schéma du pompage par barrette.

VII. Conclusion.

Ce chapitre nous a permis de tester le comportement du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ dans le cas d'un pompage par diodes. Les efficacités obtenues sont élevées (33 %) et proches de celles que l'on peut obtenir avec un pompage par laser krypton (40 %) [8], ce qui nous prouve que les systèmes optiques de remise en forme jouent correctement leur rôle. Les rendements obtenus avec les diodes AO sont meilleurs



qu'avec les diodes SDL. De plus, leur brillance (rapport de la puissance émise à l'étendue géométrique) permet le pompage à travers un miroir de cavité, ce qui donne la possibilité de choisir des cavités plus classiques, dans lesquelles le cristal n'est plus utilisé comme miroir de cavité. Nous verrons plus loin que les régimes de fonctionnement picoseconde et femtoseconde peuvent être obtenus avec un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, comme c'est le cas avec un saphir dopé au titane (qui lui n'est pas pompé par diodes laser). En particulier dans le cadre des oscillateurs continus, une société américaine (Schwartz Electro-optics) a réalisé un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ monomode continu pompé par diodes délivrant 30 mW à 850 nm [9].



1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25



Chapitre IV.

Réalisation d'une source bleue accordable.

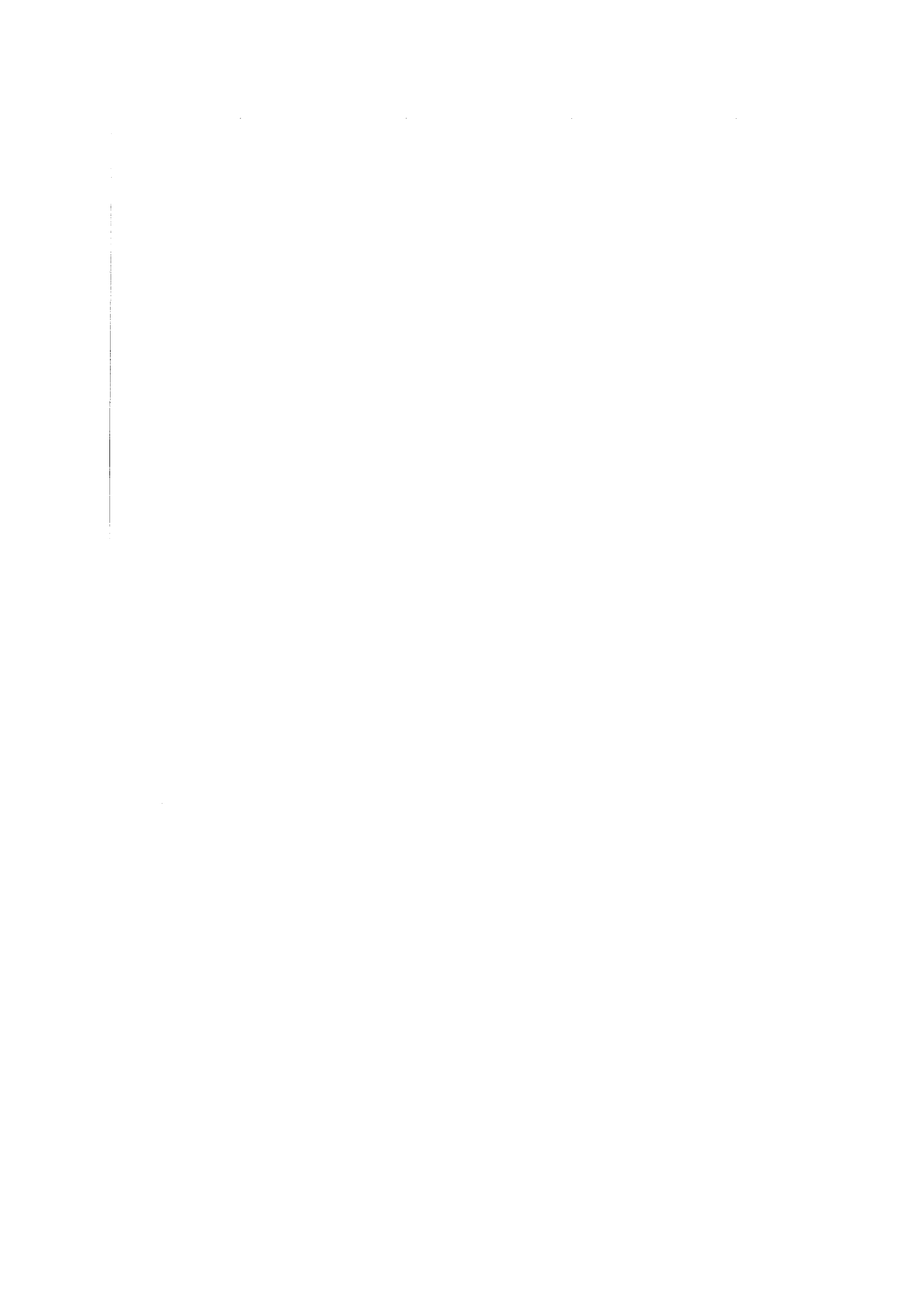
Dans le chapitre précédent, nous avons décrit une source laser pompée par diodes et accordable dans le proche infrarouge. Par doublage de fréquence, il est donc possible de couvrir continûment une plage de longueur d'onde dans le bleu. Dans ce chapitre, nous présentons la réalisation d'une source laser bleue, accordable et tout solide, autour du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ [10].

I. État de l'art et solution retenue.

Depuis quelques années, on observe un intérêt croissant dans la réalisation de sources "bleues-vertes" tout solides, compactes et efficaces. En effet, ces longueurs d'onde ont de nombreuses applications dans des domaines comme le stockage optique d'informations [11], la spectroscopie, les communications sous-marines, ... Le domaine du biomédical [12] est également très intéressé par une source compacte et accordable, qui pourrait à terme remplacer les lasers à colorants, ou les lasers à argon, émettant des longueurs d'onde autour de 430 nm.

Plusieurs solutions sont actuellement envisagées. La première qui vient à l'esprit est la diode laser bleue. Récemment un industriel japonais a présenté une diode laser de ce type, mais son fonctionnement est encore limité au régime quasi-continu. On peut aussi partir de diodes, à base de AlGaAs , émettant dans l'infrarouge proche. En les doublant dans des cavités résonantes [13], ou des guides d'onde [14], il est possible d'atteindre des longueurs d'onde entre 420 et 430 nm. On peut également utiliser le mélange de fréquence, dans un cristal non linéaire, entre le rayonnement issu d'un laser Nd:YAG à 1064 nm et celui d'une diode laser émettant entre 800 et 860 nm [15]. Signalons aussi le doublage intracavité d'un laser Nd:YAG émettant à 946 nm avec lequel on peut engendrer un rayonnement à 473 nm [16,17].

Comme on peut le voir, de nombreuses sources existent dans ces domaines de longueurs d'onde. Cependant, aucune d'entre elles ne présente un rayonnement accordable qui est souvent requis, en particulier dans les expériences de spectroscopie.



Le Cr³⁺:LiSAF, en raison de son émission très largement accordable dans l'infrarouge, permet d'obtenir un laser pompé par diodes accordable dans le bleu. Pour cela, nous avons retenu la solution de la génération de second harmonique intracavité, plus simple à mettre en oeuvre que le doublage en cavité externe. Une telle source a déjà été réalisée par notre laboratoire en utilisant un laser Cr³⁺:LiSAF pompé par un laser à krypton ionisé [18].

II. Principe du doublage de fréquence.

Le doublage de fréquence, ou génération de second-harmonique (SHG), est un cas particulier de la somme de fréquence [19]. En faisant interagir deux photons d'énergie E_1 et E_2 , dans un cristal non linéaire, il est possible d'obtenir un troisième photon, d'énergie égale à la somme des énergies E_1 et E_2 . Dans le cas général, on écrit :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (1)$$

avec ω_i : pulsation des ondes à la longueur d'onde λ_i (radians/seconde).

Pour le doublage de fréquence il suffit de prendre $\omega_1 = \omega_2$. Dans le cas qui nous intéresse, en combinant deux photons à 850 nm, on crée, par processus non linéaire, un photon de longueur d'onde moitié, soit 425 nm. Le moyen le plus simple, pour faire du doublage de fréquence, est d'envoyer l'émission du laser dans le cristal non linéaire. Cependant, si la densité de puissance est faible, comme c'est le cas dans les lasers continus, on place généralement le cristal non linéaire, directement dans la cavité laser, ou dans une cavité externe résonante, de manière à augmenter la densité de puissance. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, l'utilisation d'une cavité externe est complexe, car il faut généralement asservir la longueur de la cavité à la longueur d'onde fondamentale et il faut, de plus, que le laser soit monomode longitudinal.

Pour obtenir une bonne efficacité de conversion, dans le processus de doublage, il est indispensable que les trois ondes se propagent à la même vitesse dans le cristal. Les vecteurs de phase des faisceaux aux longueurs fondamentale et doublée doivent donc être "accordés". Cette condition, appelée **accord de phase** s'écrit :

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1 = 0 \quad (2)$$



où Δk est le désaccord de phase et k_1, k_2, k_3 sont les vecteurs d'ondes des faisceaux aux longueurs d'onde λ_1, λ_2 et λ_3 . Si les 3 vecteurs sont colinéaires, la relation (2) peut s'écrire :

$$\frac{n_3}{\lambda_3} - \frac{n_2}{\lambda_2} - \frac{n_1}{\lambda_1} = 0 \quad (3)$$

avec λ_j longueur d'onde dans le vide et n_j l'indice correspondant.

Dans le cas des faibles puissances, la relation entre l'efficacité de conversion et le désaccord de phase peut s'écrire :

$$\eta \propto PL^2 \left(d_{\text{eff}} \frac{\sin(\Delta k \cdot L)}{\Delta k \cdot L} \right)^2 \quad (4)$$

L : longueur du cristal doubleur,

P : densité de puissance du faisceau incident,

d_{eff} : coefficient non linéaire du cristal.

Il est évident que si Δk augmente, l'efficacité de conversion chute très rapidement (figure 1).

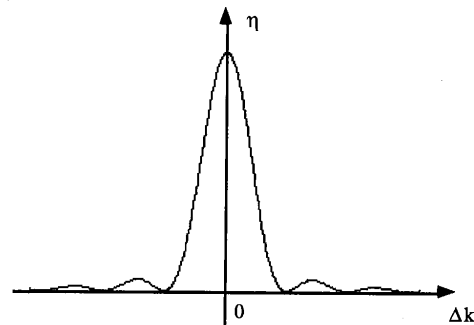
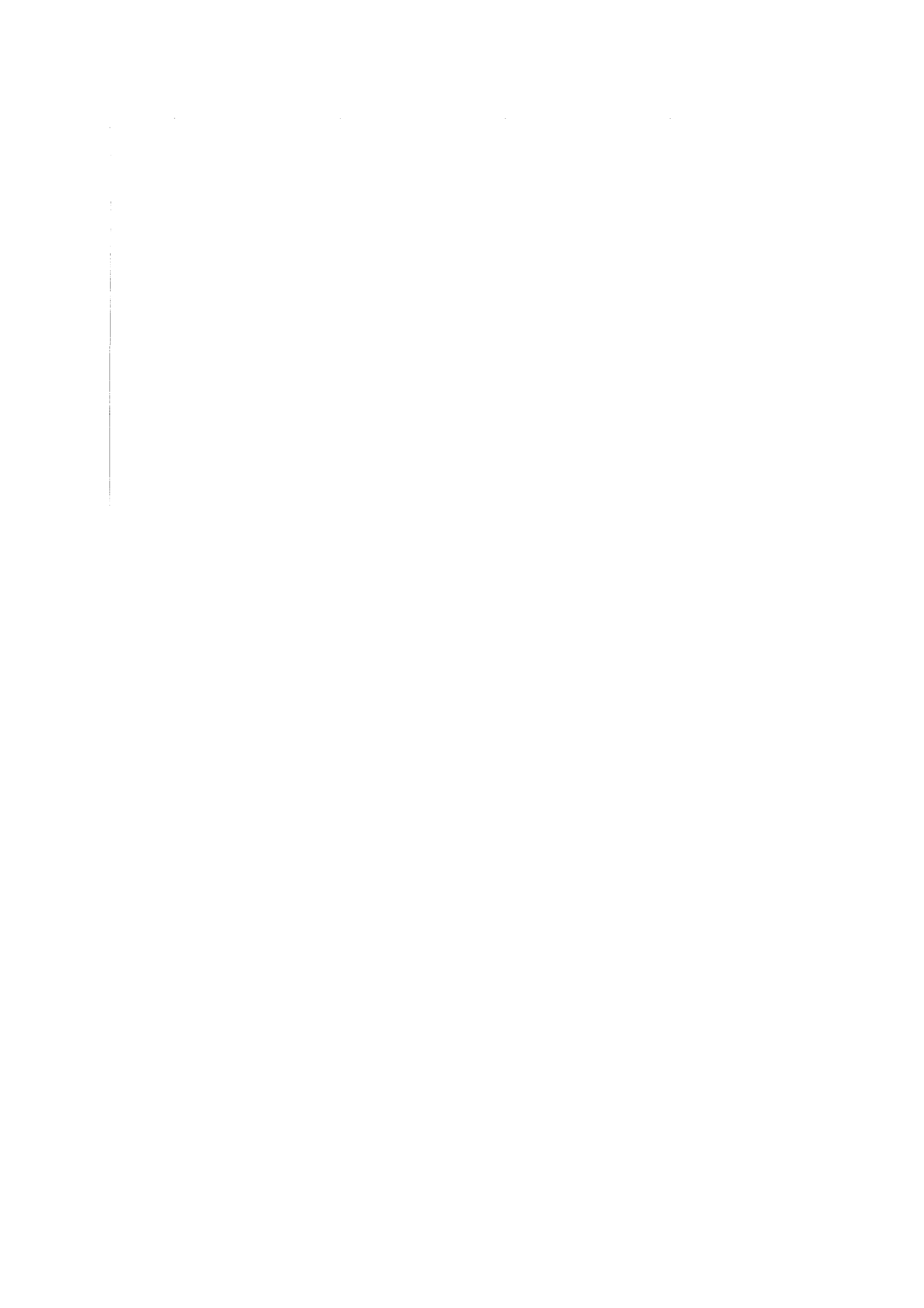


Figure 1 : Évolution de l'efficacité de conversion en fonction du désaccord de phase.

Pour satisfaire l'équation (2), il suffit de changer la direction de propagation dans le cristal, on distingue alors deux cas. Le premier cas, appelé **accord de phase critique**, est obtenu en changeant la valeur des angles θ ou Φ qui repèrent le vecteur \mathbf{k} dans le système d'axes optiques X, Y, Z du cristal (figure 2). Le deuxième cas, appelé **accord de phase non critique**, est obtenu généralement en se propageant sur un axe propre du cristal ($\theta=90, \Phi=90$ par exemple). Les angles θ et Φ étant fixés, l'accord de phase est alors obtenu en jouant sur la dépendance des indices de réfraction, en fonction de la température. L'avantage de cette solution est qu'elle permet



d'augmenter la longueur d'interaction entre les faisceaux à la longueur d'onde fondamentale et doublée, et ce grâce à l'absence de double réfraction.

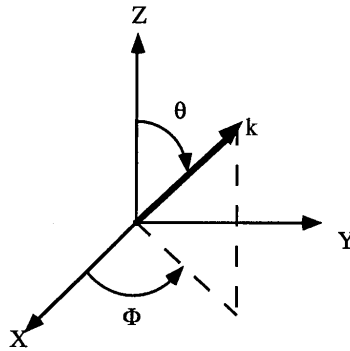


Figure 2 : Définition des angles θ et Φ entre le vecteur de propagation k , et les axes optiques.

On distingue, d'autre part, deux types d'accord de phase suivant l'état de polarisation des ondes. Si les deux faisceaux à la longueur d'onde fondamentale ont des polarisations parallèles, on parle d'accord de phase en **type I** (figure 3a). Si les polarisations sont perpendiculaires, il s'agit alors d'un accord de phase en **type II** (figure 3b). Le choix du processus non linéaire (doublage dans notre cas), et du cristal, conditionne le type d'accord de phase.

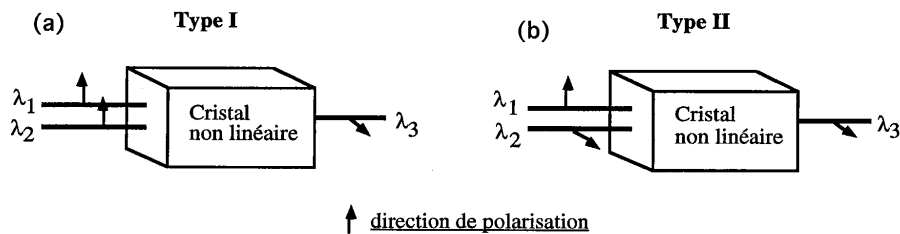


Figure 3 : Polarisations des trois ondes en type I (a) et type II (b).

Comme on l'a vu sur la figure 1, l'efficacité de conversion décroît très rapidement dès que l'on s'éloigne de l'accord de phase. Or, pour augmenter les densités de puissance, il est souvent obligatoire de focaliser fortement le faisceau du laser, dans le cristal non linéaire. Si la direction pour laquelle on a l'accord de phase est $\theta=0$, par exemple, on définit un angle d'acceptance $\Delta\theta$, au delà duquel le processus non linéaire n'est plus efficace. Cet angle d'acceptance dépend à la fois du type d'accord de phase et du cristal, c'est donc un paramètre important lors du choix



d'un cristal non linéaire. On définit également une acceptation spectrale ($\Delta\lambda$) et une acceptation en température (ΔT). L'acceptation spectrale est surtout pénalisante lorsque l'on désire doubler un laser à spectre large, femtoseconde par exemple.

III. Choix du cristal doubleur.

Compte tenu des remarques faites dans le paragraphe précédent, nous avons choisi un cristal de Niobate de Potassium (KNbO_3) pour le doublage de fréquence du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Ce cristal non linéaire possède plusieurs avantages pour cette application bien précise. Tout d'abord, il peut-être taillé pour une utilisation en accord de phase non critique. D'autre part, c'est le cristal qui présente le coefficient non linéaire, d_{eff} , le plus élevé dans le domaine spectral qui nous intéresse (800-900 nm) [20]. Si on le compare au BBO, par exemple, sa figure de mérite, définie comme le rapport d_{eff}/n^3 , est 3 fois plus élevée (tableau 1). Enfin son acceptation angulaire importante, en accord de phase non critique, va nous permettre de focaliser fortement le faisceau laser dans le cristal doubleur.

	KTP	LBO	BBO	KNbO_3
Formule chimique.	KTiOPO_4 Potassium titanyl phosphate	LiB_3O_5 Triborate de lithium	$\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ Beta borate de barium	KNbO_3 Niobate de potassium
Zone de transparence (nm)	350-4500	160-2600	190-3000	400-5500
Indice de réfraction	1,8	1,61	1,66	2,28
Seuil de dommage. (à 1.06 μm , 10 ns, en GW/cm^2)	0,9	4	9	0,3
Acceptance angulaire. critique ($\text{mrad cm}^{1/2}$) non critique (mrad cm)	15 108	9	1,5 /	12 30
maximum d_{eff} . (pm V^{-1})	Type II ($\theta=90, \Phi=24$) 7,3	Type I $\theta=90, \Phi=30$ 0,89	Type I $\theta=27, \Phi=0$ 2	Type I non crit. $\theta=90, \Phi=90$ 17,1
Figure de mérite d_{eff}/n^3	1,25	0,21	0,44	1,44

Tableau 1 : Comparaisons des caractéristiques du KNbO_3 pour le doublage à 850 nm. Les valeurs pour le KTP sont celles obtenues pour le doublage à 1,064 μm , le doublage à 850 nm n'étant pas réalisable.

Le KTP ne peut être utilisé pour le doublage à 850 nm car il n'existe pas d'accord de phase à cette longueur d'onde. Cependant, il est intéressant de noter qu'en utilisant ce cristal en quasi-accord de phase dans des guides d'onde, il est possible d'obtenir un doublage efficace dans l'infrarouge proche [21].

IV. Description de la cavité.

La cavité que nous avons utilisée est quasiment identique à celle présentée dans le chapitre III. Le pompage s'effectue sur deux voies avec une diode AO et une diode SDL. Pour augmenter les effets non linéaires dans le cristal doubleur, on a remplacé le miroir de sortie par deux miroirs concaves de rayons de courbure 100 mm (figure 4). On dispose donc d'un point de focalisation du faisceau de cavité, où le waist est de l'ordre de 30 μm . En ce point, on place le cristal de KNbO_3 .

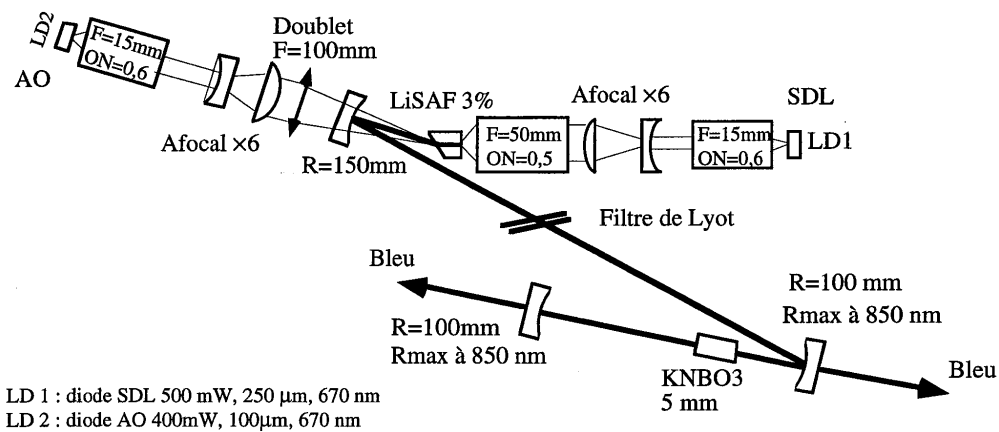


Figure 4 : Schéma de la cavité utilisée pour le doublage.

Le doublage s'effectuant dans les deux sens, nous avons deux sorties possibles pour le bleu. Les miroirs concaves n'ont pas de traitements antireflets pour ces longueurs d'onde, il faudra en tenir compte lors du calcul de la puissance délivrée dans le bleu. La figure 5 donne l'évolution de la transmission des deux miroirs concaves en fonction de la longueur d'onde.

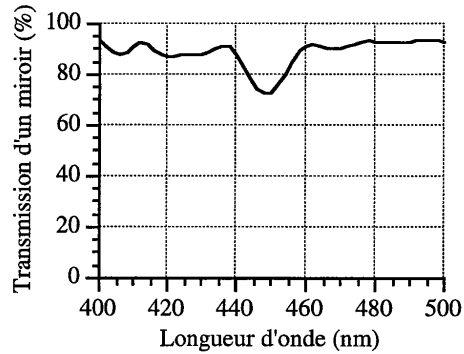


Figure 5 : Courbe de traitement dans le bleu des miroirs concaves.

Le cristal utilisé est taillé en lame à faces parallèles, et sa dimension est de $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$. Afin de réduire les pertes d'insertion intracavité, les deux faces sont traitées antireflets aux longueurs d'onde, fondamentale (800-900 nm) et doublée (400-450 nm). À température ambiante, la longueur d'onde pour laquelle on a l'accord de phase est 860 nm. Pour changer la longueur d'onde d'accord de phase non critique, il suffit de changer la température du cristal de niobate de potassium [20,22]. Le système de régulation, composé d'un élément Peltier, nous donne une excursion en température d'environ 70°C entre 10 et 80°C . L'évolution de la longueur d'onde, pour laquelle on a accord de phase non critique dans cette gamme de températures, est à peu près linéaire et la pente de la droite est d'environ $0,4 \text{ nm}$ par degré (figure 6). Enfin, de manière à éviter les dérives en longueur d'onde, le cristal doubleur est stabilisé à mieux que $0,1^\circ\text{C}$.

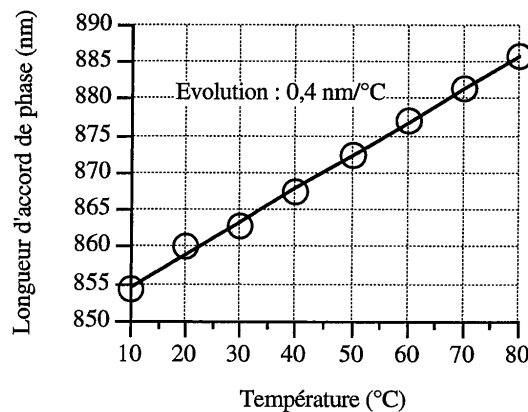
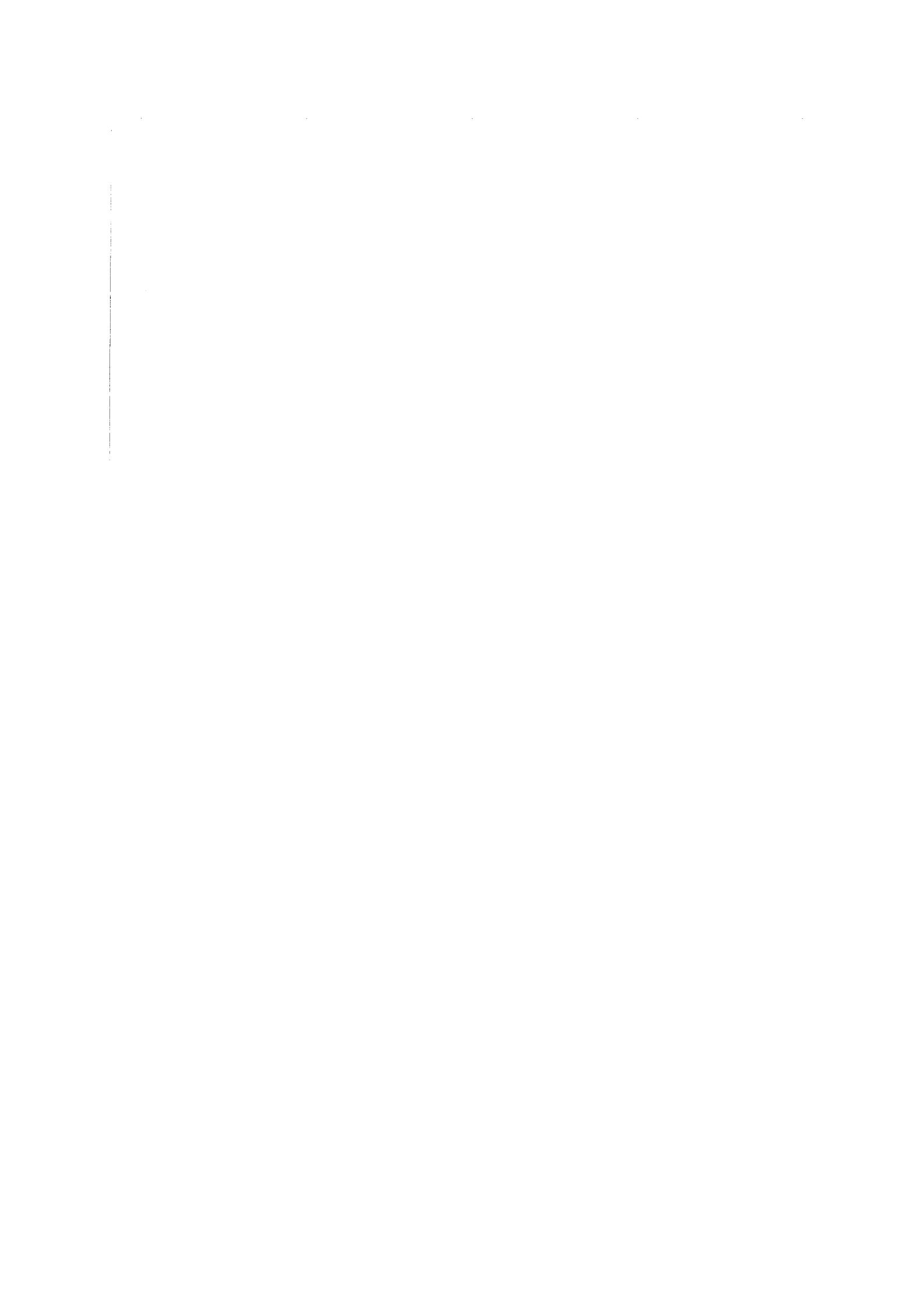


Figure 6 : Évolution de la longueur d'onde doublée, en accord de phase non critique, en fonction de la température.



V. Présentation des résultats obtenus.

1. Puissance de sortie et accordabilité.

En changeant la température du cristal, il est donc possible de modifier la longueur d'onde pour laquelle on a l'accord de phase non critique. Par conséquent, si l'on change la longueur d'onde fondamentale du laser à l'aide d'un filtre de Lyot (composé d'une lame dans notre cas), on peut accorder l'émission dans le bleu. En effectuant cette opération, nous avons pu obtenir une excursion en longueur d'onde de 16 nm entre 427 nm et 443 nm (figure 7). La puissance de sortie obtenue en additionnant les deux faisceaux obtenus dans le bleu est de 13 mW. La puissance est quasiment constante sur toute la plage d'accordabilité ce qui nous laisse penser que l'on pourrait descendre plus bas en longueur d'onde en refroidissant le cristal en dessous de 0°C. La température minimale que l'on peut atteindre est cependant limitée par le changement de phase qui intervient dans le cristal de KNbO_3 à -45°C (la longueur d'onde pour laquelle on a accord de phase est dans ce cas 830 nm [20]). De plus le cristal n'est plus transparent en dessous de 400 nm. L'excursion du côté des hautes longueurs d'onde est plus limitée, car les traitements sur les miroirs coupent dans l'infrarouge à partir de 900 nm. Cette dernière serait cependant possible en changeant les miroirs de la cavité.

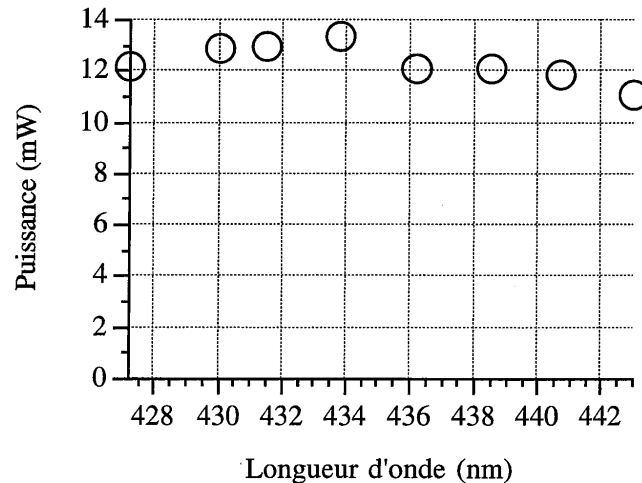


Figure 7 : Évolution de la puissance de sortie dans le bleu en fonction de la longueur d'onde.



Afin d'augmenter l'efficacité du doublage, nous avons essayé d'autres valeurs de rayon de courbure, pour les miroirs de la sous-cavité. Pour les rayons de courbure dont nous disposons, à savoir 75 mm et 150 mm, nous n'avons pas obtenu de meilleurs résultats. Par contre, il est intéressant de noter qu'avec les miroirs de 75 mm, la divergence du faisceau fondamental autour du point de focalisation est supérieure à l'acceptance angulaire du cristal doubleur. Dans ce cas, l'efficacité de doublage décroît très fortement et le faisceau à la sortie devient elliptique, alors que ce n'est pas le cas avec des miroirs de 100 mm de rayon de courbure (figures 8 et 9).

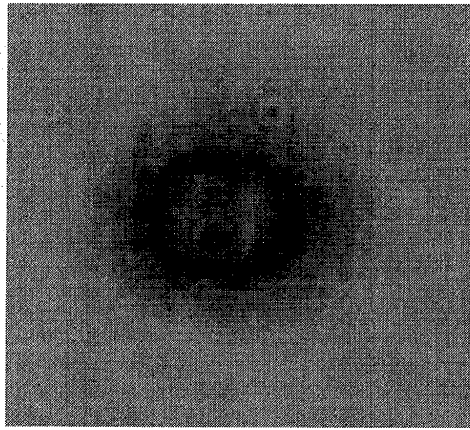


Figure 8 : Allure du faisceau de sortie dans le bleu à 30 cm du miroir concave et après collimation avec une lentille simple.

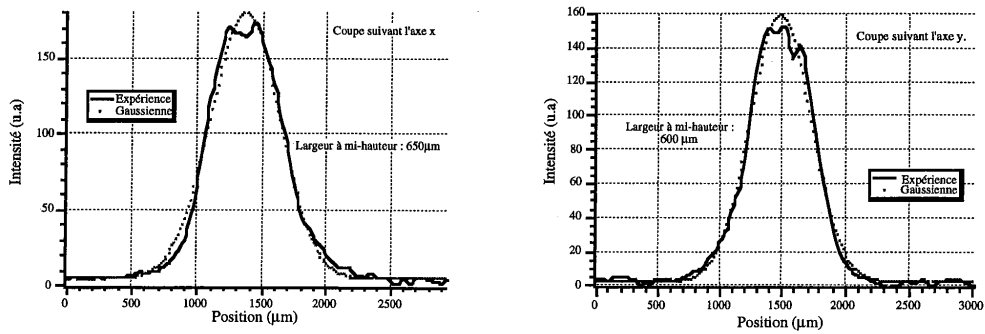


Figure 9 : Coupe de la figure 8 sur les axes x et y.



2. Stabilité.

Nous avons enregistré la puissance émise dans le bleu pendant 25 minutes pour contrôler la stabilité du doublage (figure 10). On s'aperçoit que celle-ci est assez bonne puisque le rapport signal à bruit, défini comme le rapport de la moyenne à l'écart type, est de l'ordre de 30 dB.

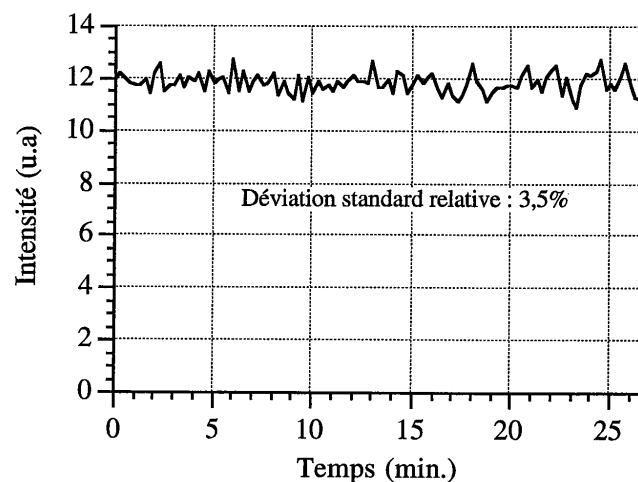
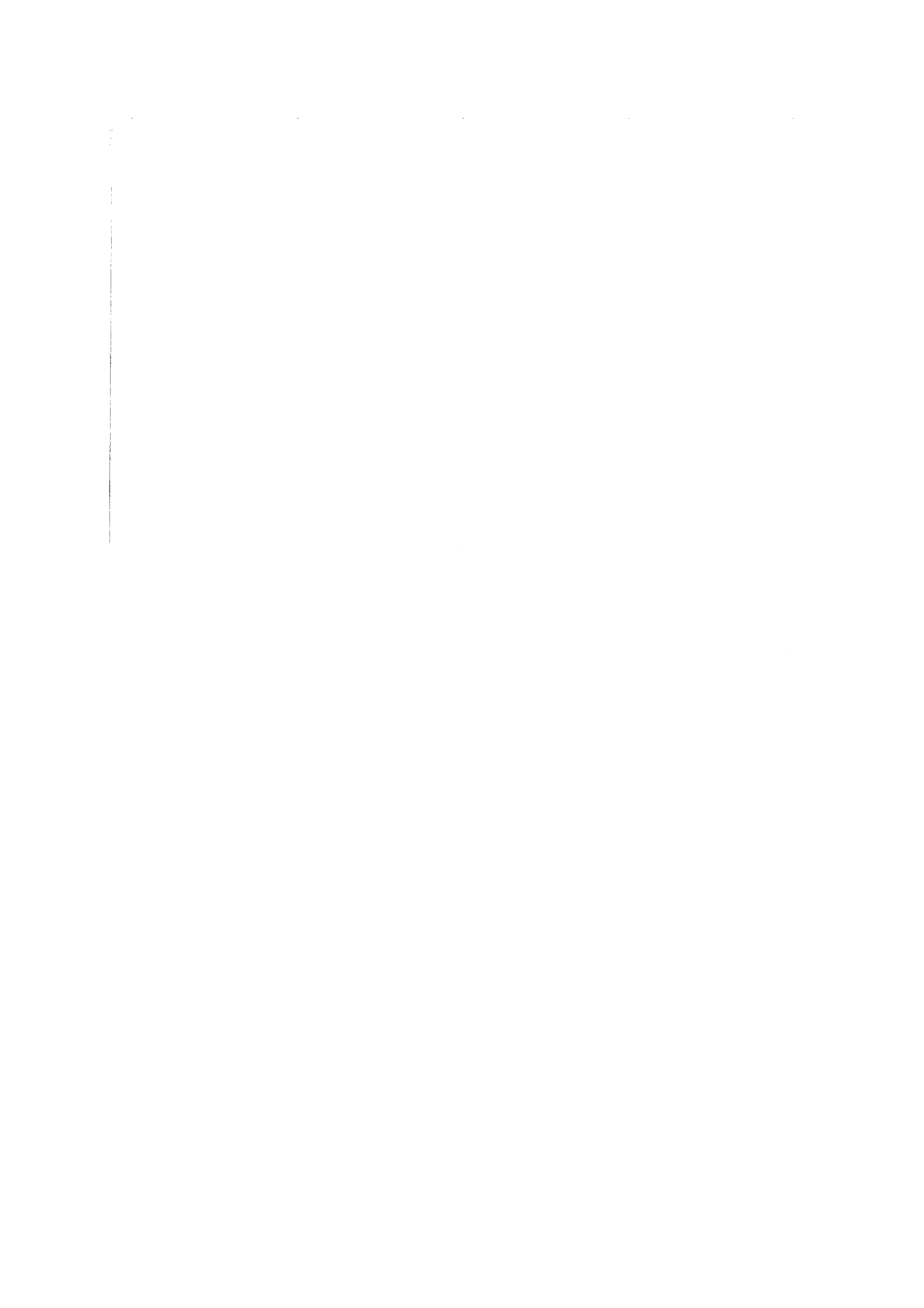


Figure 10: Stabilité de l'émission dans le bleu.

Si l'on regarde la stabilité que l'on peut obtenir en général dans un laser Nd:YAG, doublé en fréquence intracavité, émettant dans le vert, on s'aperçoit que les fluctuations en intensité peuvent atteindre 100% [23]. En effet, la présence de différents modes longitudinaux à la longueur d'onde fondamentale rend possible la création d'un signal vert par somme de fréquence (entre deux modes fondamentaux), dont la longueur d'onde est très proche de celle obtenue par doublage de fréquence (qui ne fait intervenir qu'un seul mode fondamental). Les modes longitudinaux fondamentaux du laser sont donc couplés par un effet non linéaire : dans le cas simple de deux modes présents dans la cavité, le couplage induit une modulation périodique du gain et des pertes et donne lieu à des fluctuations d'amplitudes très importantes sur le signal doublé en fréquence. Une solution, pour éviter ce couplage de modes, consiste à réaliser un laser monomode [24,25].

Dans notre cas, compte tenu de la longueur importante de la cavité (environ 1 m), on peut y compter environ 2200 modes dans la cavité



($N = \frac{\Delta\lambda_{\text{spectre}}}{\Delta\lambda_{\text{cavité}}} = \frac{2L \cdot \Delta\lambda_{\text{spectre}}}{\lambda^2}$, avec L longueur de la cavité). Il s'effectue par conséquent un effet de moyennage en intensité, qui fait disparaître les fluctuations dues aux battements de certains modes entre eux [26].

Nous avons enfin étudié le spectre du laser doublé. Ce dernier a une largeur proche de 0,6 nm (figure 11), quasiment identique à celle du laser fonctionnant à la longueur d'onde fondamentale.

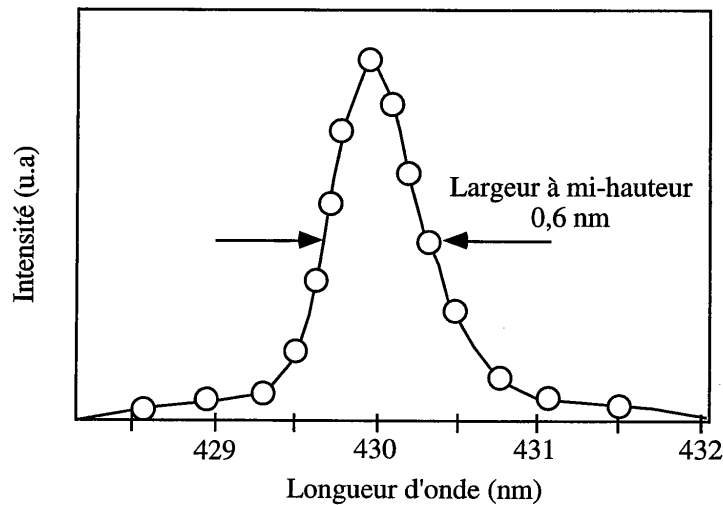


Figure 11: Spectre du laser doublé.

VI. Conclusion.

À partir d'un oscillateur Cr³⁺:LiSAF pompé par diodes et fonctionnant en régime continu, nous avons vu qu'il est possible de réaliser une source laser accordable émettant dans le bleu. La puissance de sortie reste modeste, mais pour certaines applications telles que le stockage d'information ou la spectroscopie, celle-ci est suffisante. De plus, c'est une des seules sources bleues pompée par diodes accordables qui existe à ce jour.

Compte tenu des connaissances acquises sur le Cr³⁺:LiSAF en régime continu, nous pouvons maintenant développer des oscillateurs fonctionnant en régime impulsionnel.



U
N
I
V
E
R
S
I
T
E
D
E
B
R
A
S
I
L
I
A
F
O
R
T
L
E
D
E
P
A
R
T
A
M
E
N
T
D
E
E
N
G
E
N
H
E
R
I
A

PARTIE III

**Oscillateur pompé par diodes
fonctionnant en régime impulsionnel.**

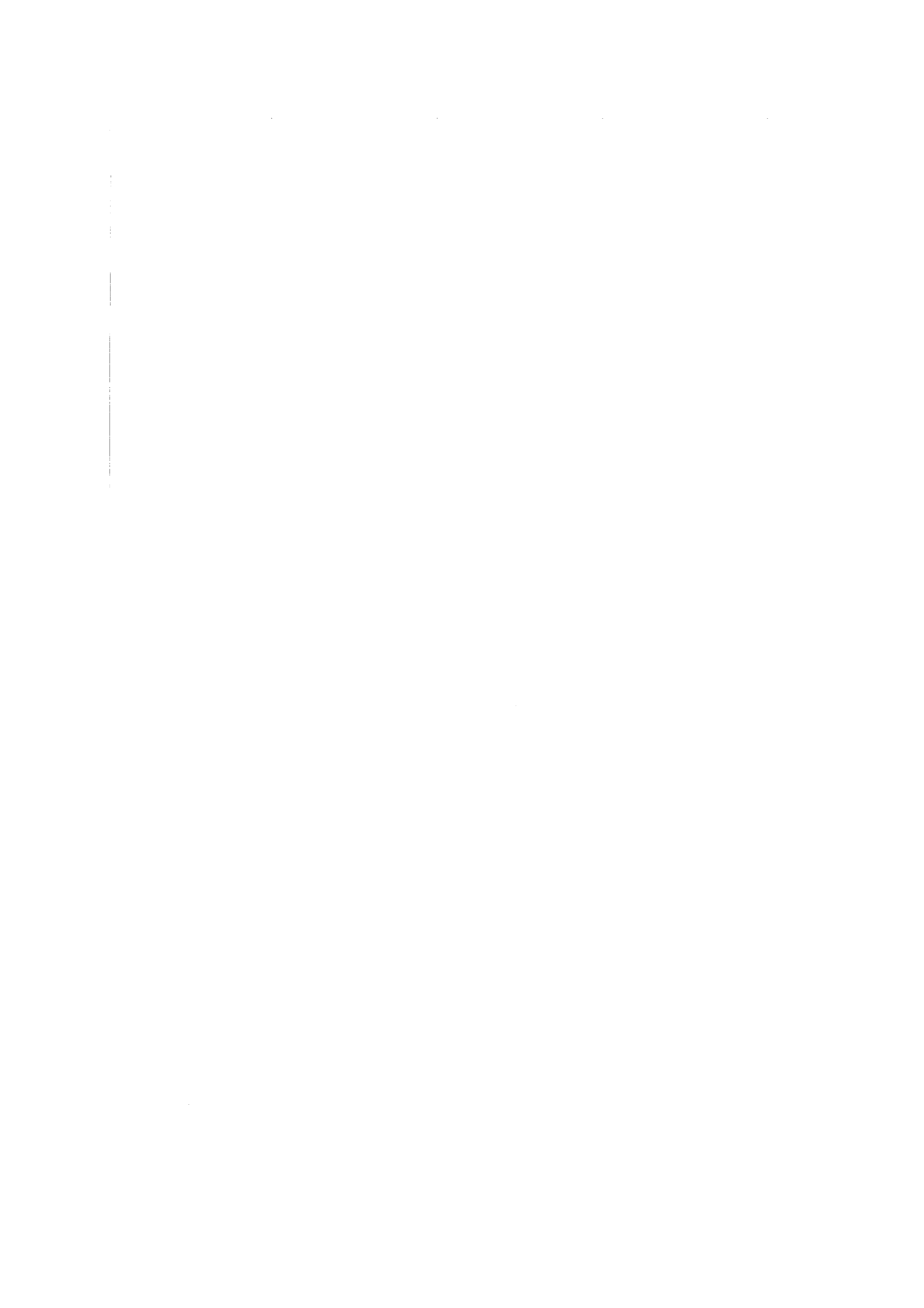


11-11-11

Introduction

De nombreuses applications nécessitent des sources laser compactes, fiables et efficaces délivrant des impulsions brèves et fonctionnant à haute cadence. C'est le cas pour les expériences de spectroscopie résolue en temps ou pour des applications telles que les télécommunications, la détection de polluants dans l'atmosphère, etc... Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, grâce à sa bande de gain très large, offre la possibilité de réaliser des sources laser pompées par diodes, pouvant fonctionner en régime impulsionnel jusqu'à des durées très courtes (< 50 fs).

Dans cette partie nous allons présenter la réalisation de deux types de sources impulsionnelles. La première est un oscillateur picoseconde fonctionnant par verrouillage de modes actif. La seconde utilise un effet non linéaire dans le cristal amplificateur (effet Kerr) pour produire des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes.



Chapitre V.

Oscillateur picoseconde (verrouillage de modes actif).

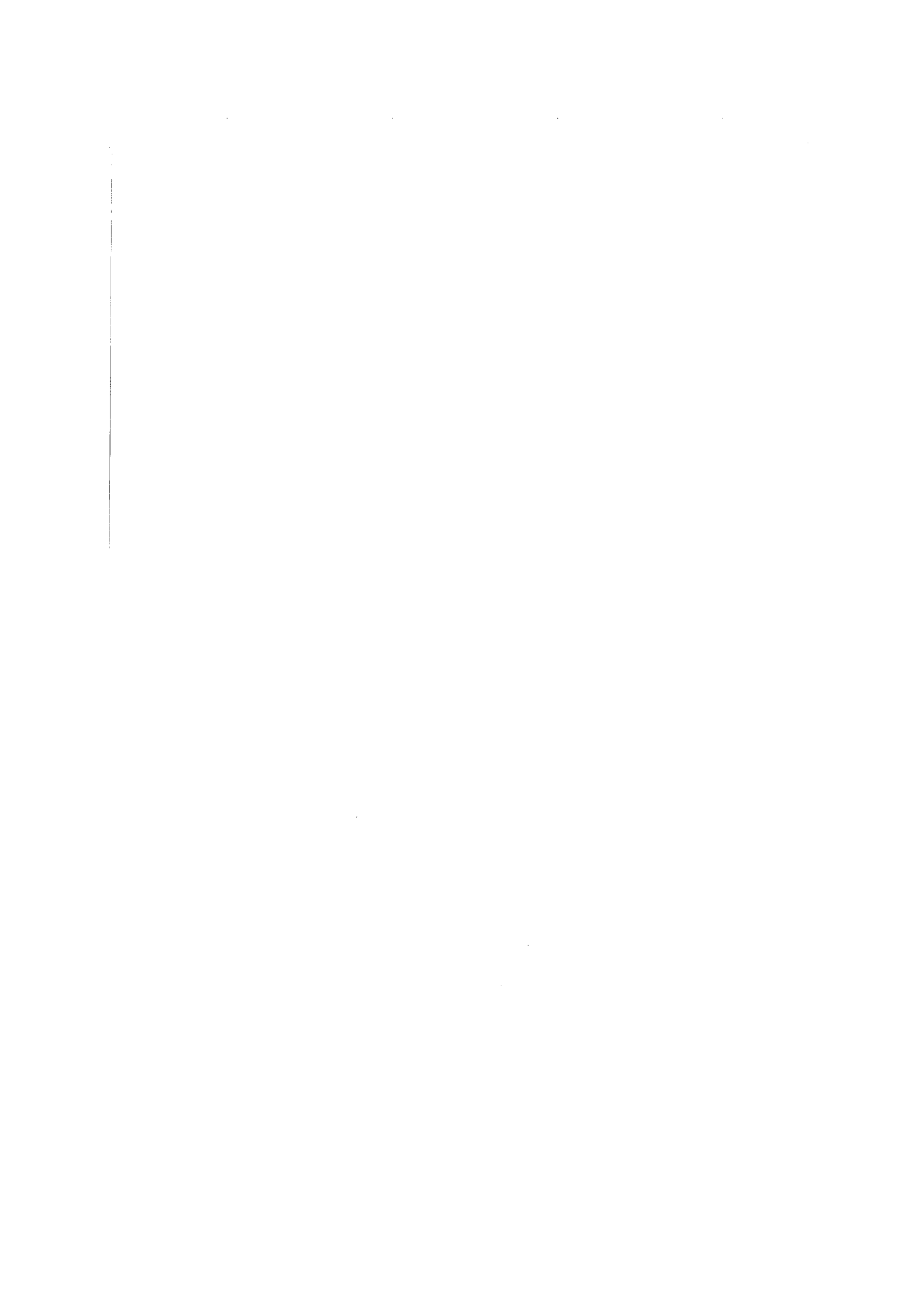
Les lasers solides à verrouillage de modes actif occupent une place importante dans le domaine des lasers à impulsions courtes. De plus avec l'apparition des lasers pompés par diodes, il est possible de réaliser des sources présentant des durées d'impulsions brèves et une stabilité accrue par rapport aux systèmes traditionnels pompés par lampe (Nd:YAG par exemple). C'est notamment le cas des lasers Nd:YAG [1] ou Nd:YLF [2] pompés par diodes qui permettent d'obtenir des impulsions d'environ 10 ps à des longueurs d'onde fixes (1,064 ou 1,047 μm). Il faut cependant noter, que l'énergie par impulsion est plus faible dans le cas des lasers pompés par diodes.

Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, pompé par diodes laser, présente en plus l'avantage d'avoir une émission accordable dans le proche infrarouge (entre 800 nm et 1 μm). Dans ce chapitre, nous présentons l'étude d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ délivrant des impulsions. Nous montrerons ensuite quelques applications de cet oscillateur.

I. Principe du verrouillage de modes actif.

1. Production d'impulsions par verrouillage de modes.

Un laser est un oscillateur optique, composé d'un milieu amplificateur et d'une cavité optique. L'oscillation dans la cavité est possible, uniquement lorsque les deux conditions suivantes sont remplies. D'une part, la phase de l'onde doit être conservée, à un facteur 2π près, après un aller et retour dans la cavité. Cette dernière condition impose, que seules les fréquences définies par $\nu = \frac{kc}{2L}$ (k : entier, c : vitesse de la lumière en m/s et L : longueur optique du résonateur en m) peuvent osciller dans la cavité. D'autre part, parmi ces fréquences, seules celles dont le gain est supérieur aux pertes peuvent exister. Elles composent les modes longitudinaux du laser.



Dans un laser, on peut distinguer généralement trois modes de fonctionnement : le régime multimode (plusieurs modes longitudinaux peuvent osciller, mais leur phase est aléatoire), monomode (un seul mode longitudinal) ou à modes verrouillés en phase (plusieurs modes oscillent, mais avec la même phase). Nous allons nous intéresser brièvement à ce dernier, afin de montrer comment il est possible de produire des impulsions lumineuses.

Considérons un laser oscillant sur deux modes longitudinaux (figure 1). Si l'on ne s'intéresse qu'à la partie temporelle, le champ électrique associé à chaque mode s'écrit :

$$E_1(t) = E_1 \cos(\omega_1 t + \Phi_1(t)) \quad (1)$$

$$E_2(t) = E_2 \cos(\omega_2 t + \Phi_2(t)) \quad (2)$$

$\Phi_1(t)$ et $\Phi_2(t)$ représentent la phase de chaque mode et dépendent du temps. Les ω_1 et E_1 sont respectivement la pulsation et l'amplitude du champ électrique associées à chaque mode.

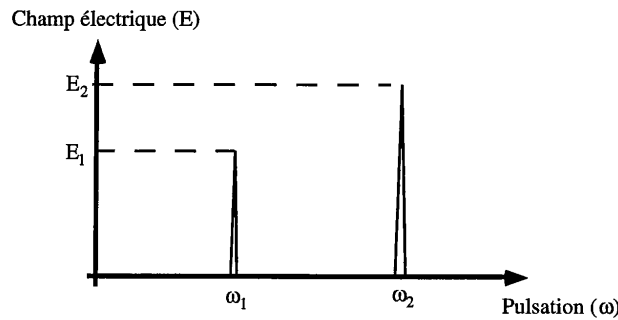


Figure 1 : Amplitude du champ électrique en fonction de la pulsation lorsque deux modes longitudinaux sont présents dans le laser.

L'intensité reçue par un détecteur peut s'écrire :

$$I(t) = (E_1(t) + E_2(t))^2 \\ = E_1^2 \cos^2(\omega_1 t + \Phi_1(t)) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t + \Phi_2(t)) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t + \Phi_1(t)) \cos(\omega_2 t + \Phi_2(t)). \quad (3)$$

Comme la période d'oscillation du champ électrique ($2\pi/\omega_1$, $2\pi/\omega_2$ soit environ 3 fs à 850 nm) est très inférieure au temps de réponse du détecteur, on peut moyenner l'intensité I sur le temps, soit :

$$\bar{I} = \frac{E_1^2}{2} + \frac{E_2^2}{2} + \frac{E_1 E_2}{\tau} \int_0^\tau \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \Phi_1(t) - \Phi_2(t)] dt \quad (4)$$

avec τ , le temps de réponse du détecteur.



Le troisième terme de l'équation (4) représente les effets d'interférence entre les deux modes. Si les phases $\Phi_1(t)$ et $\Phi_2(t)$ varient aléatoirement, mais avec un temps caractéristique, inférieur au temps de réponse du détecteur, les effets sont moyennés à zéro au cours du temps. Ce cas correspond, en fait, à un laser fonctionnant en régime multimode, et dont l'intensité en sortie est constante, quelque soit t . Supposons maintenant, que les phases $\Phi_1(t)$ et $\Phi_2(t)$ soient indépendantes du temps et donc constantes. Si le temps de réponse du détecteur est suffisamment court, on pourra voir une modulation du signal de sortie, à la fréquence $\frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi}$.

Remarque :

Cette modulation correspond aux battements entre deux modes à fréquence fixe du laser. C'est le phénomène dont nous avons brièvement parlé dans le cas des lasers doublés intracavité, pour en expliquer l'instabilité.

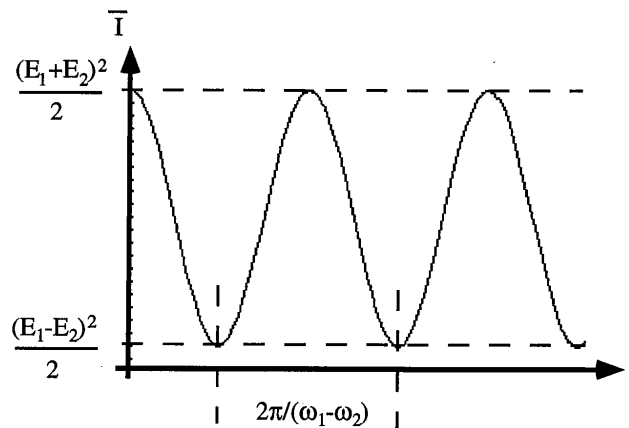
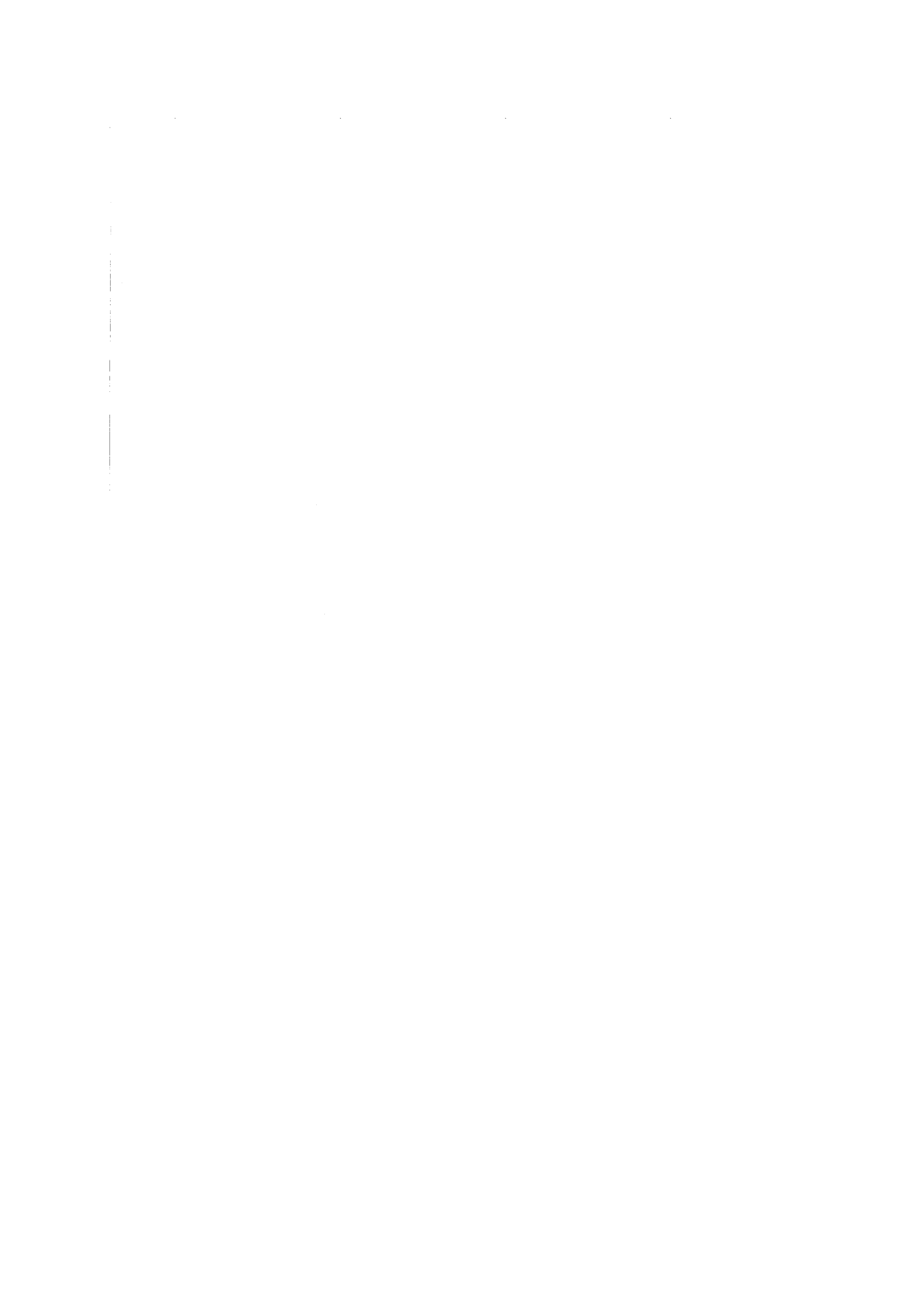


Figure 2 : Signal de sortie du laser lorsque les deux modes longitudinaux ont une phase indépendante du temps.

Le verrouillage de modes correspond au régime où tous les modes de la cavité laser ont une phase constante. Le troisième terme de l'équation 4 représente alors un effet d'interférences multiples. Supposons que le laser fonctionne sur un nombre important de modes, de répartition en amplitude gaussienne, centrée sur la pulsation ω_0 (figure 3). L'amplitude du champ électrique E_m , pour chaque mode s'écrit :

$$E_m = E_0 e^{-\left(\frac{2m\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^2 \log(2)} \quad (5)$$



E_0 : amplitude du champ pour le mode centré sur la pulsation ω_0 ,
 m : indice du mode de fréquence $\omega_m = \omega_0 + m\Delta\omega$,
 $\log(2)$: logarithme népérien de 2.
 $\Delta\omega = c/2L$: espacement entre les modes de la cavité,
 $\Delta\omega_0$: largeur à mi-hauteur de la répartition gaussienne du champ.

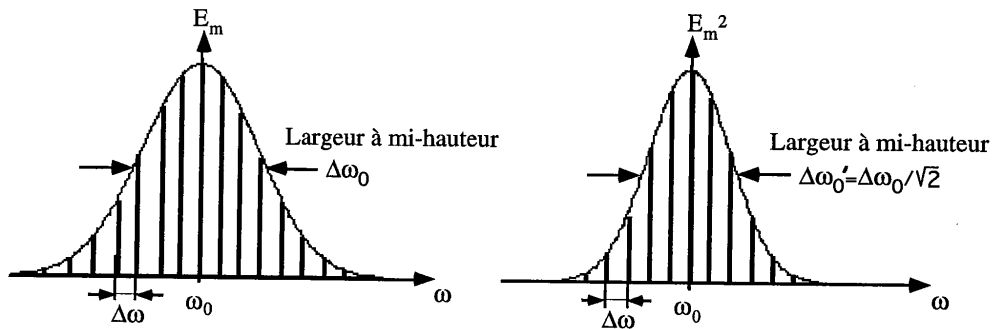


Figure 3 : Distribution gaussienne du spectre de fréquence en amplitude et en intensité.

Si l'on pose pour simplifier, que la phase de chaque mode, Φ_m , est constante et égale à 0, le champ électrique total s'écrit en notation complexe:

$$E(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} E_m e^{i\omega_m t} \quad (6)$$

soit en remplaçant ω_m par sa valeur $\omega_0 + m\Delta\omega$:

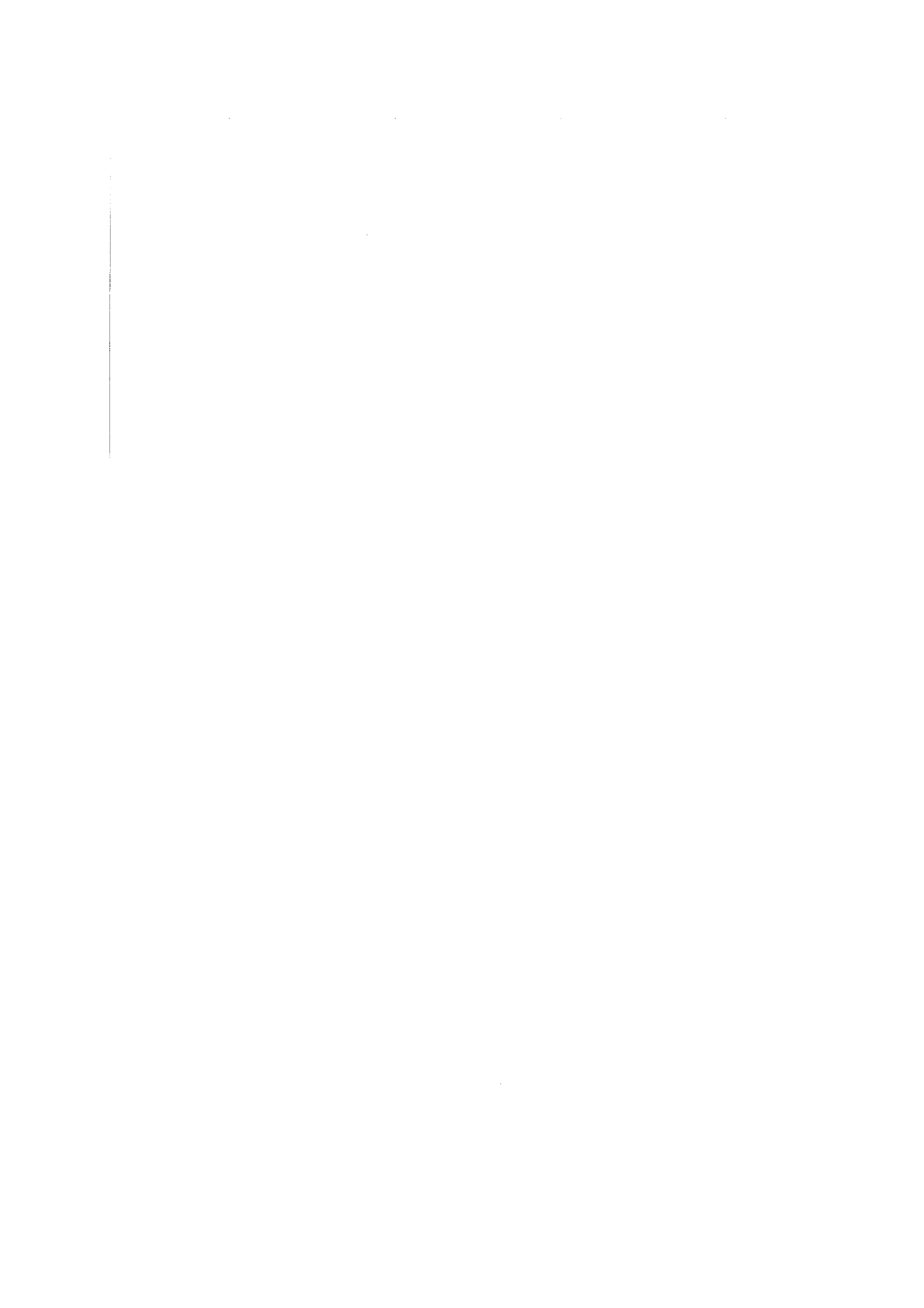
$$E(t) = e^{i\omega_0 t} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} E_m e^{im\Delta\omega t} \quad (7)$$

$E(t)$ représente un champ, oscillant à la pulsation ω_0 , et modulé par une fonction lentement variable ($\Delta\omega \ll \omega_0$), que l'on notera $k(t)$ et définie par :

$$k(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} E_m e^{im\Delta\omega t} \quad (8)$$

Le terme de droite dans l'équation (8) est une somme de sinus et de cosinus. La fonction $k(t)$ est donc une fonction périodique du temps, de période T définie par :

$$\boxed{T = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c}} \quad (9)$$



L'émission du laser est donc modulée avec une période qui dépend de la longueur L de la cavité. D'autre part, si l'on s'intéresse à l'intensité reçue par un détecteur, on s'aperçoit que $k^2(t)$ possède une répartition gaussienne. En effet en utilisant les relations (5) et (8), on peut écrire :

$$k^2(t) = \left(\sum_{m=-\infty}^{m=\infty} E_0 e^{-\left(\frac{2m\Delta\omega}{\Delta\omega_0}\right)^2 \log(2)} e^{im\Delta\omega t} \right)^2 \quad (10)$$

en approximant la somme sur m par une intégrale sur m, on obtient après intégration :

$$k^2(t) \approx \frac{\pi E_0^2 \Delta\omega_0^2}{4\Delta\omega^2 \log(2)} e^{-\frac{\Delta\omega_0^2 t^2}{8\log(2)}} \quad (11)$$

C'est donc bien l'équation d'une gaussienne. Si maintenant on remplace la pulsation $\Delta\omega_0$ par la fréquence $\Delta\nu'_0$, largeur à mi-hauteur du spectre en intensité ($\Delta\nu'_0 = \frac{\Delta\omega'_0}{2\pi} = \frac{\Delta\omega_0}{2\sqrt{2\pi}}$), on obtient :

$$k^2(t) \propto e^{-\left(\frac{2t}{\Delta t}\right)^2 \log(2)} \quad (12)$$

où Δt , représente la largeur à mi hauteur de l'impulsion d'enveloppe $k^2(t)$:

$$\Delta t = \frac{2}{\pi \Delta\nu'_0} \log(2) \quad (13)$$

Si la répartition spectrale du laser est gaussienne et que le verrouillage de modes est parfait, l'émission en sortie du laser est un train infini d'impulsions gaussiennes, de largeur Δt , espacées de $T=2L/c$ (figure 4).

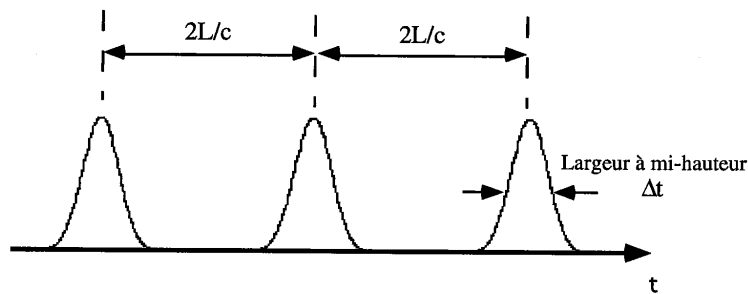


Figure 4 : Émission en fonction du temps d'un laser à modes bloqués, caractérisé par une répartition spectrale gaussienne.

En fait, tout se passe comme si une impulsion lumineuse très courte se propageait à l'intérieur de la cavité et qu'à chaque aller et retour, une partie de son énergie était extraite à travers le miroir de sortie.

Remarques :

- L'équation (13) nous montre que la durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à la largeur spectrale en intensité du laser. Le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ permettra donc d'obtenir des impulsions très courtes comme nous le verrons dans le chapitre suivant.
- D'autre part, cette relation a été obtenue en supposant une répartition gaussienne pour le spectre. Cependant, le raisonnement reste identique quelque soit la répartition choisie, seul le facteur de proportionnalité $2.\log(2)/\pi$ sera modifié.
- Enfin, on dira d'une impulsion de largeur Δt , qu'elle est limitée par la transformée de Fourier, si elle obéit à l'équation (13), c'est-à-dire si $\Delta t.\Delta\nu = 0,44$ pour une répartition gaussienne. Le tableau 1 nous donne la valeur du produit $\Delta t.\Delta\nu$ pour différentes répartition.

Répartition en intensité	$k^2(t)$	$\Delta t.\Delta\nu$
Gaussienne	$\propto e^{-\left(\frac{2t}{\Delta t}\right)^2 \log(2)}$	0,441
Sécante hyperbolique carrée	$\propto \text{sech}^2\left(\frac{1,76t}{\Delta t}\right)$	0,315
Exponentielle	$\propto e^{-\left(\frac{\sqrt{2}t}{\Delta t}\right)^2 \log(2)}$	0,142
Lorentzienne	$\propto \frac{1}{1 + (2t/\Delta t)^2}$	0,22
Rectangle	$\propto 1$ $0 \leq t \leq \Delta t$	1

Tableau 1 : valeur du produit $\Delta t.\Delta\nu$ pour différentes répartitions d'intensité de l'impulsion ou du spectre correspondant (d'après [3]).

2. Verrouillage de modes passif ou actif ?

Si l'on oublie pour l'instant les phénomènes d'auto verrouillage de phase, que nous verrons plus précisément dans le chapitre suivant, il faut ajouter un élément supplémentaire à l'intérieur de la cavité laser pour produire des impulsions. Cet élément permet d'initier et de maintenir un couplage entre les modes longitudinaux



du laser. S'il nécessite une source d'énergie extérieure au laser pour fonctionner, la méthode de couplage de phase est appelée **verrouillage de modes actif**. Par contre si aucune autre énergie, que celle disponible dans le laser, n'est requise, on parlera de **verrouillage de modes passif** (avec absorbant saturable par exemple).

a. Verrouillage de modes actif.

Supposons que l'on introduise dans la cavité un élément qui permette de moduler les pertes. Dans ce cas, on applique une modulation d'amplitude sur chaque mode longitudinal. Si la modulation est sinusoïdale de pulsation Ω , de profondeur crête à crête 2α , et de phase Φ , la dépendance temporelle de chaque mode m , à la pulsation ω_m , peut s'écrire :

$$E_m(t) = E_m \cos(\omega_m t + \Phi_m) \times [1 - \alpha(1 - \cos(\Omega t + \Phi))] \quad (14)$$

Dans le domaine des fréquences, cette modulation d'amplitude correspond à la création de deux bandes latérales supplémentaires aux pulsations $\omega_m - \Omega$ et $\omega_m + \Omega$ (figure 5).

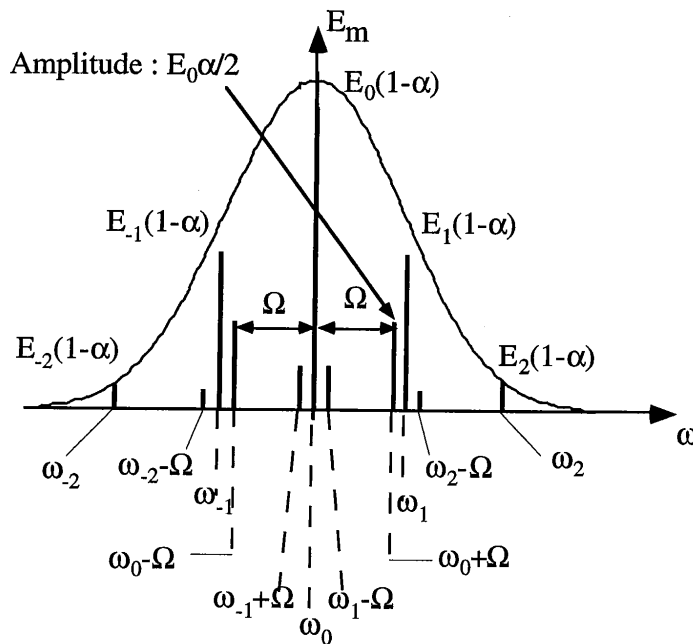


Figure 5 : Génération de bandes latérales dans le cas d'une modulation d'amplitude dans le cas où la fréquence de modulation est légèrement différente de la fréquence de résonance de la cavité.

En effet, l'équation (14) peut s'écrire sous la forme :

$$E_m(t) = E_m(1 - \alpha) \times \cos(\omega_m t + \Phi_m) + E_m \frac{\alpha}{2} [\cos\{(\omega_m - \Omega)t + \Phi_m - \Phi\} - \cos\{(\omega_m + \Omega)t + \Phi_m + \Phi\}] \quad (15)$$

Si la fréquence de modulation $\Omega/2\pi$ est choisie égale à l'espacement entre les modes de la cavité ($c/2L$), les deux bandes latérales d'un mode donné sont créées sur les deux modes adjacents. Étant donné que les bandes latérales et les modes du laser partagent le même gain dans le milieu amplificateur, on a un couplage de phase entre ces derniers (ce phénomène peut être expliqué par la théorie de l'injection [4], mais cette dernière étant compliquée nous n'entrerons pas dans le détail). De proche en proche tous les modes du laser sont donc verrouillés en phase par l'intermédiaire des bandes latérales. Les modes interfèrent alors pour produire un train d'impulsions brèves (figure 6), comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent.

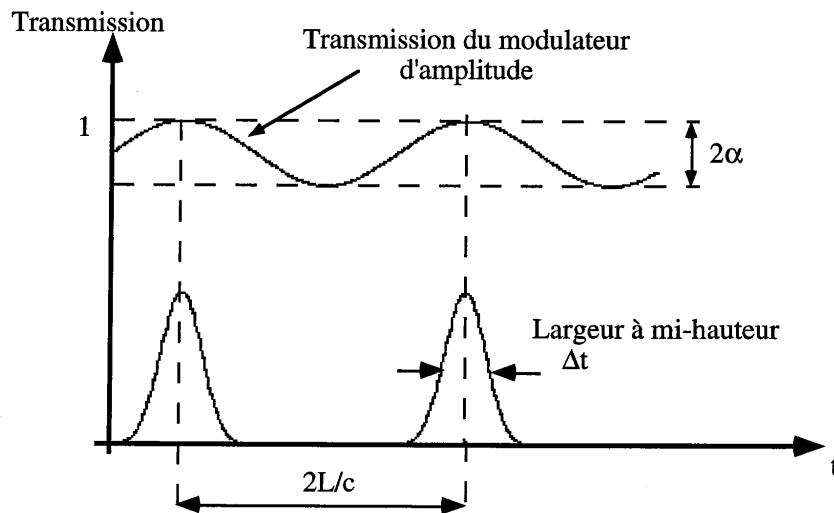


Figure 6 : Génération d'impulsions brèves par modulation d'amplitude.

La largeur de l'impulsion dépend directement des caractéristiques du modulateur. La théorie de Kuizenga-Siegman [5], qui modélise le comportement d'un oscillateur à verrouillage de modes actif par modulation, nous permet d'obtenir une expression de cette largeur pour une impulsion gaussienne :

$$\Delta t \approx \left(\frac{2\sqrt{2} \log(2)}{\pi^2} \right)^{1/2} \left(\frac{g_0}{\alpha} \right)^{1/4} \left(\frac{2\pi}{\Omega \Delta \nu_a} \right)^{1/2} \quad (16)$$

avec g_0 : coefficient de gain saturé à la fréquence $\omega_0/2\pi$ [5],

$\Delta \nu_a$: largeur spectrale atomique du milieu amplificateur (Hz).

Application numérique :

Essayons de calculer la valeur limite de Δt que l'on peut obtenir dans le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Les paramètres utilisés sont les suivants: $g_0=0,05$, $\alpha=0,2$, $\Omega/2\pi=250$ MHz, $\Delta \nu_a=83$ THz ($\Delta \lambda_a=200$ nm).

On obtient alors, $\Delta t=2$ ps. En supposant que le verrouillage de modes est parfait et que l'impulsion est gaussienne, on obtient une largeur spectrale $\Delta \nu=0,22$ THz, soit $\Delta \lambda=0,5$ nm.

Il faut noter que la largeur de l'impulsion prévue par la théorie de Kuizenga est valable pour une largeur de raie de l'ordre du THz. Dans notre cas, cette dernière est presque cent fois plus grande. Des calculs [6] ont montré que les durées d'impulsions obtenues dans le cas de lasers à spectre large homogène, sont plus importantes que celles prévues. Dans notre cas on devrait obtenir $\Delta t=10$ ps environ.

Cette méthode de verrouillage de modes par modulation d'amplitude (AM) est largement utilisée dans les lasers Nd:YAG [7]. C'est cette méthode que nous avons également choisie pour le laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Les pertes seront modulées à l'aide d'un modulateur acousto-optique dont nous décrivons le fonctionnement dans le paragraphe suivant. On peut aussi obtenir le verrouillage de modes, en appliquant une modulation de fréquence (FM). Les éléments utilisés dans ce cas sont des modulateurs électro-optiques.

Dans la mesure où l'on applique un signal radio fréquence (RF) pour faire fonctionner le modulateur, on parle de verrouillage de modes actif.

b. Verrouillage de modes passif.

Les techniques de verrouillage de modes passif utilisent en général des absorbants non linéaires (absorbants saturables), que l'on insère dans la cavité laser. À faible puissance, la transmission de l'absorbant saturable est constante. Par contre, à mesure que l'on augmente l'intensité, l'absorption se sature et la transmission augmente (figure 7). Un absorbant saturable est souvent caractérisé par une intensité de saturation que l'on nomme I_{sat} . Elle définit l'intensité requise, pour que la

population de l'état excité intervenant dans le processus d'absorption soit divisée par deux par rapport à la population initiale (à faible intensité).

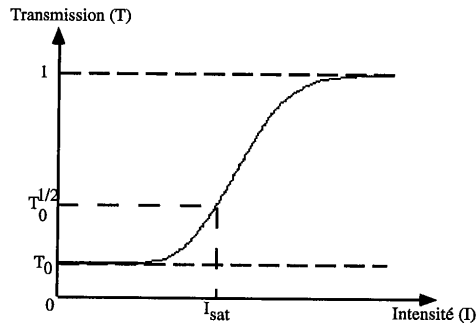


Figure 7 : Transmission de l'absorbant saturable en fonction de l'intensité incidente.

Le laser démarre généralement sur un pic de bruit, qui commence par saturer l'absorbant. Ce dernier voit donc sa transmission augmenter. Il introduit alors moins de pertes dans la cavité, et le laser tend à fonctionner en régime impulsionnel. Bien que cette méthode permette d'obtenir des impulsions picosecondes (laser Nd:YAG déclenché et à modes verrouillés), elle est plutôt utilisée pour produire des impulsions femtosecondes [8,9]. En effet, contrairement au verrouillage de modes actif, où la durée d'impulsion est déterminée par l'efficacité du modulateur, dans le cas du verrouillage de modes passif, c'est l'impulsion elle-même qui impose l'état stationnaire. La largeur de l'impulsion n'est limitée, que par la largeur de son spectre et les éléments dans la cavité qui peuvent réduire ce dernier, ainsi que par la dispersion de vitesse de groupe, dont nous verrons l'influence dans le chapitre suivant.

3. Principe de l'utilisation d'un modulateur acousto optique.

Le modulateur acousto-optique utilise le principe de la diffraction de Bragg, de la lumière par une onde acoustique stationnaire pour le verrouillage de modes [10]. Un tel modulateur est composé d'un transducteur, couplé à un matériau photo-élastique. Lorsque l'on applique un signal électrique de fréquence f_m au transducteur, on crée une onde acoustique stationnaire dans le matériau. Cette onde induit alors un réseau d'indice, périodique, qui apparaît et disparaît à la fréquence double $2f_m$. Supposons qu'un faisceau lumineux arrive dans ce milieu sous un angle θ qui satisfait à la condition de Bragg :



$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2\Lambda} \quad (17)$$

où λ est la longueur d'onde optique et Λ est le pas du réseau induit par l'onde acoustique. Le faisceau est alors diffracté par le réseau d'indice lorsque ce dernier existe (figure 8). Si l'on s'intéresse au faisceau non dévié, on s'aperçoit qu'il subit donc une modulation d'amplitude à la fréquence $2f_m$, et dont la profondeur dépend de l'efficacité de diffraction du réseau.

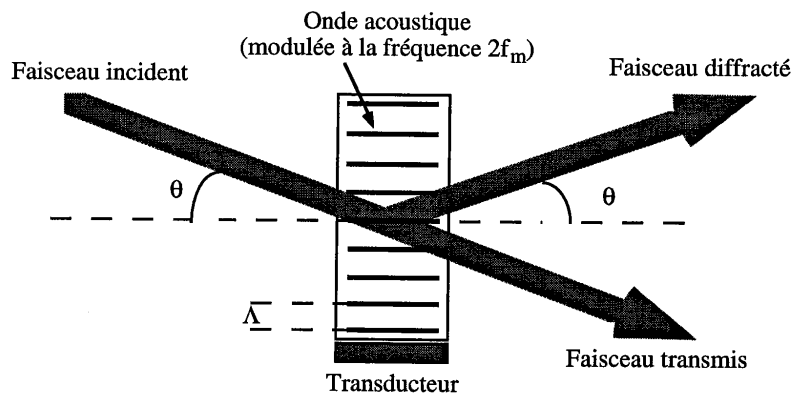


Figure 8 : Principe de fonctionnement d'un modulateur acousto-optique à onde stationnaire.

Remarque :

L'amplitude de transmission du modulateur acousto-optique sur un aller et retour, appelée fonction de transfert du modulateur, s'écrit en général :

$$a(t) \propto e^{-2\alpha \cdot [\sin(2\pi f_m t)]^2} = e^{-\alpha} e^{\alpha \cdot \cos(4\pi f_m t)} \quad (18)$$

Le modulateur que nous utiliserons par la suite, provient de la société INTRA ACTION (USA). C'est un cristal en silice fondue, taillé à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes d'insertion dans la cavité, et d'empêcher les effets Fabry-Pérot. La fréquence électrique de fonctionnement est de 125 MHz. Le réseau de phase apparaît et disparaît, donc à une fréquence de 250 MHz, soit toutes les 4 ns. Ce modulateur est spécifié pour le verrouillage de modes dans le proche infrarouge (850 nm). La puissance radio fréquence que l'on injecte est de l'ordre de 1 W. Il faut noter que les modulateurs acousto-optique ne fonctionnent correctement qu'en faisceaux parallèles. D'autre part pour que le verrouillage de modes soit efficace, il est indispensable que les lasers fonctionnent dans un mode TEM₀₀ parfait.

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter la réalisation d'un laser picoseconde, pompé par diodes par verrouillage de modes actif. Dans un premier temps nous donnerons les résultats obtenus avec une diode SDL [11], puis ceux qui ont été obtenus ultérieurement avec une diode AO.

II. Oscillateur picoseconde pompé par une diode SDL.

1. Schéma de l'expérience.

La cavité utilisée est pratiquement identique à celle que nous avons présentée, dans le cadre des oscillateurs continus (Partie II, chapitre III). Le modulateur acousto-optique est placé dans le bras collimaté (figure 9). La longueur de la cavité est ajustée à 60 cm, de telle manière que l'espacement entre les modes soit de 250 MHz.

À chaque aller et retour dans la cavité l'impulsion lumineuse créée par le verrouillage de modes, passe deux fois dans le modulateur acousto-optique. Pour que l'impulsion puisse se propager sans subir de perte, il faut que la transmission de ce dernier soit maximale, à chaque passage de l'impulsion. La solution consiste donc à positionner le modulateur, le plus près possible du miroir de sortie. Ainsi, l'intervalle de temps entre les deux passages de l'impulsion dans le modulateur, est faible par rapport au temps d'aller et retour dans la cavité, et donc par rapport à la période de modulation des pertes. Le modulateur est, de plus, positionné sur une platine qui permet d'ajuster l'angle de Bragg par rapport au faisceau de la cavité. Le miroir de sortie utilisé a une transmission de 1 %.

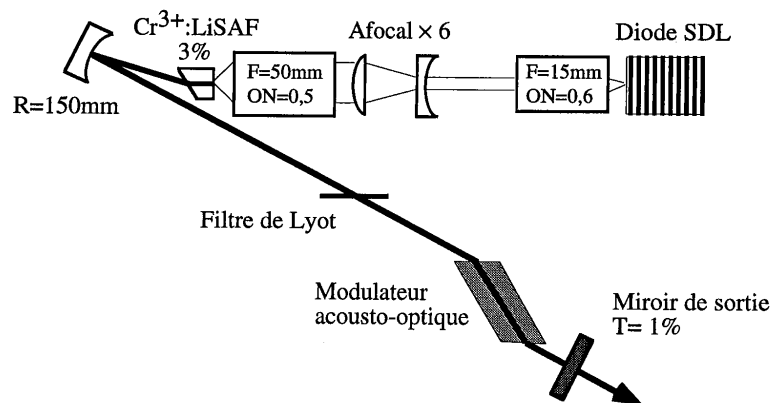


Figure 9 : Schéma du laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à modes bloqués pompé par une diode SDL.



2. Résultats expérimentaux.

En ajustant finement la longueur de la cavité, le laser commence à émettre un train d'impulsions stables (figure 10). Il reste ensuite à optimiser l'angle de Bragg pour obtenir les impulsions les plus courtes possibles.

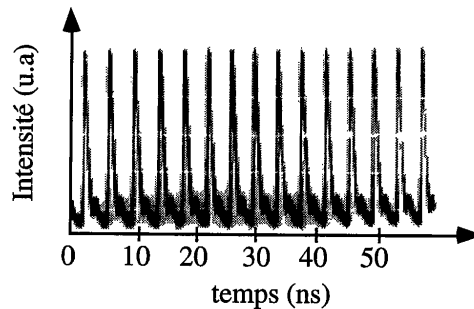


Figure 10 : Train d'impulsions lorsque la longueur de la cavité est ajustée à la fréquence du modulateur.

Afin d'affiner le spectre d'émission et d'accorder le laser en longueur d'onde, nous avons ajouté un filtre de Lyot composé d'une lame, dans la cavité. Dans ce cas nous avons obtenu des impulsions de 34 ps (figure 11) à 870 nm. Malgré les faibles pertes d'insertion du filtre de Lyot, la puissance de sortie est limitée à 4 mW.

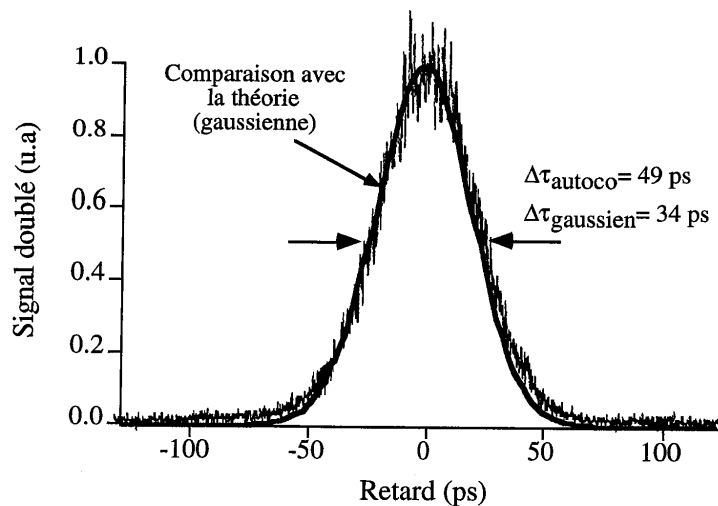
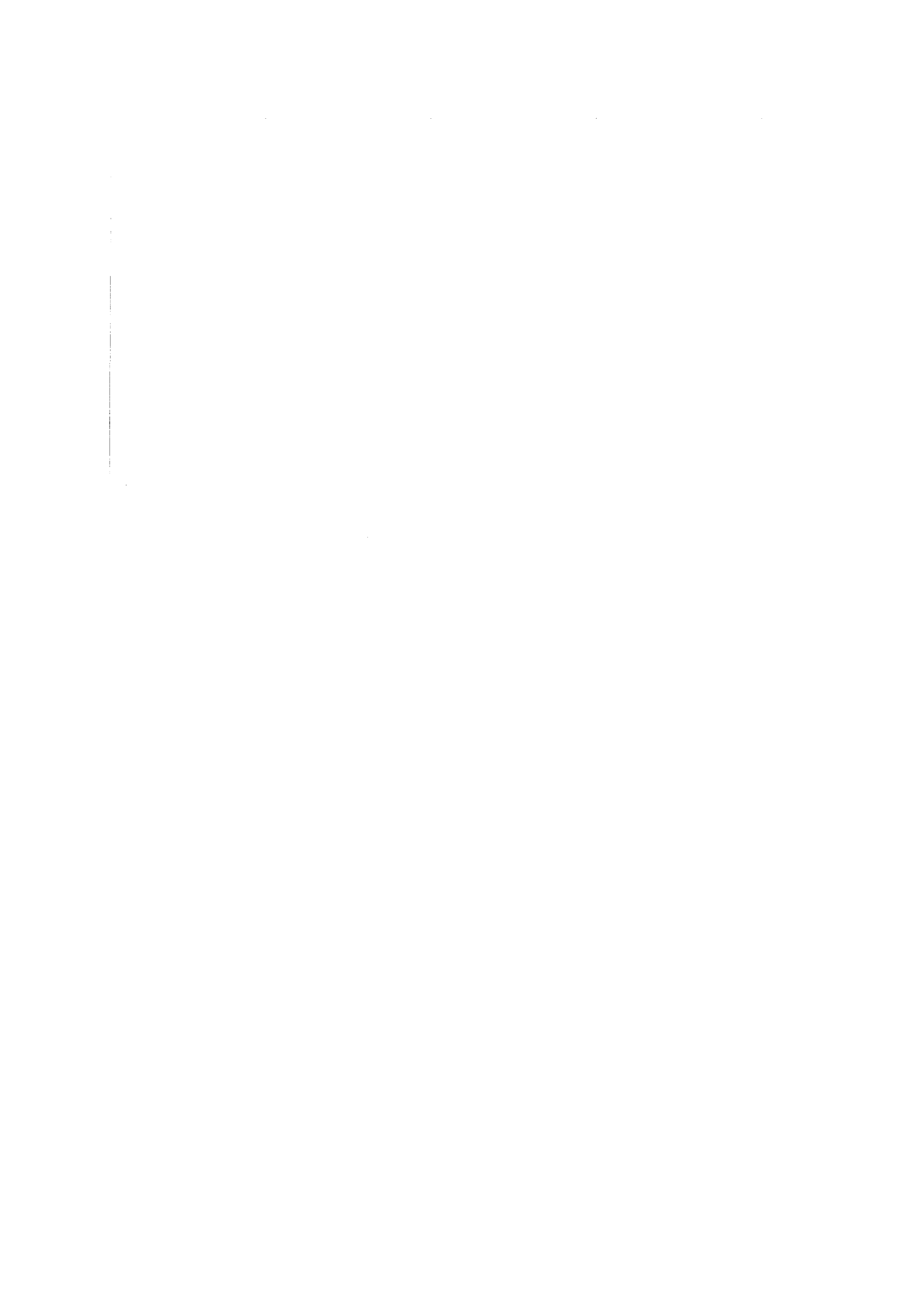


Figure 11: Autocorrélation des impulsions les plus courtes produites.



Pour caractériser complètement le fonctionnement du laser en régime impulsionnel, il faut également s'intéresser au spectre de ce dernier (figure 12). La présence du filtre de Lyot permet d'obtenir une largeur à mi-hauteur de 0,5 nm. Cependant, le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ est égal à 6,7, soit 15 fois la valeur théorique de 0,44 et ce malgré un profil temporel de l'impulsion parfaitement gaussien. Nous verrons dans le paragraphe suivant que ce phénomène peut être expliqué à l'aide du "hole burning spatial".

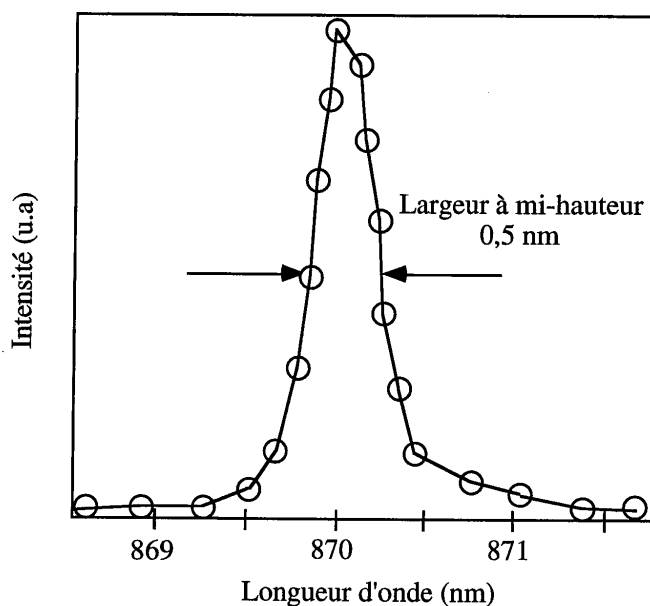


Figure 12 : Spectre des impulsions obtenues à 870 nm.

L'accordabilité du laser est obtenue en tournant le filtre de Lyot, puis en ajustant finement l'angle de Bragg et la puissance injectée dans le modulateur, de manière à obtenir les impulsions les plus courtes. La figure 13 nous donne l'évolution de la durée des impulsions, en fonction de la longueur d'onde. Comme on peut le voir, cette durée reste inférieure à 55 ps entre 830 et 890 nm. Au delà de cette zone, les pertes apportées par les miroirs sont trop importantes et la puissance de sortie chute très rapidement comme on peut le voir sur la figure 14.



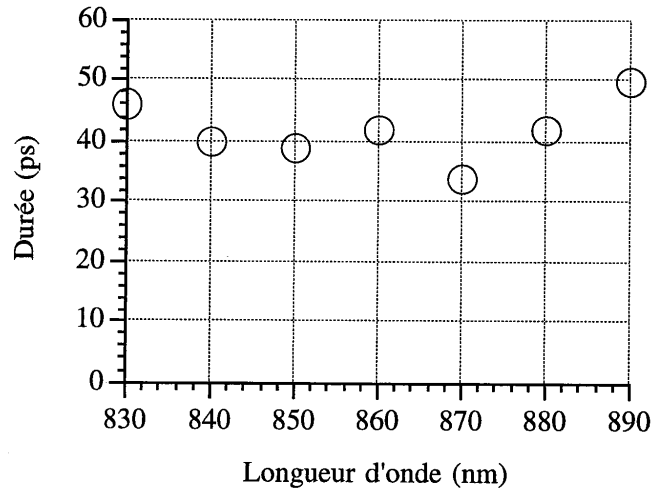


Figure 13 : Durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde.

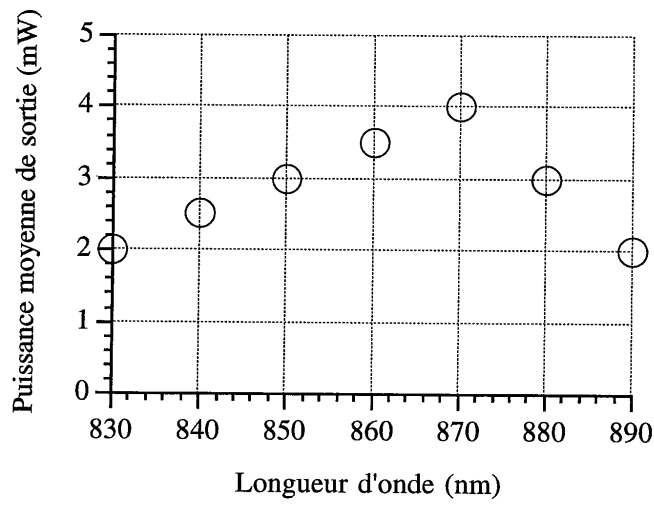


Figure 14 : Évolution de la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde.

3. Synthèse des problèmes rencontrés.

a. Problèmes de "hole burning spatial" .

Dans la cavité laser, compte tenu du fait que deux ondes (I_c^+ et I_c^-) se propagent en sens inverse, on obtient une onde stationnaire (figure 15) qui s'annule à chaque extrémité de la cavité. Si le laser émettait un rayonnement parfaitement monochromatique, à la longueur d'onde λ_c , l'intensité dans la cavité serait modulée suivant l'axe z avec une période $T=\lambda_c/2$ (franges d'interférence). C'est ce que l'on appelle un réseau de gain induit ou "hole burning spatial" [12].

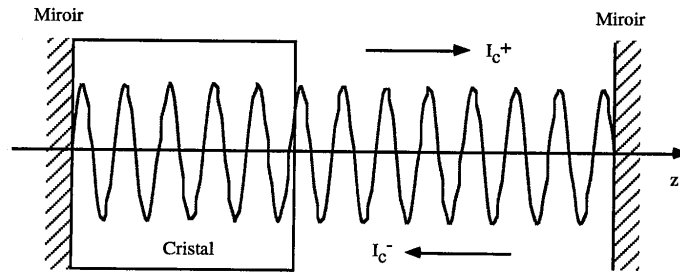


Figure 15 : Évolution de l'intensité à l'intérieur de la cavité.

En fait le laser que nous étudions, n'est pas monochromatique et son spectre a une largeur $\Delta\lambda_c$. L'intensité dans la cavité pour les longueurs d'onde λ_c et $\lambda_c+\Delta\lambda_c$ s'écrit :

$$\begin{aligned} I_c^{\lambda_c}(z) &\propto 1 - \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_c} z\right) \\ I_c^{\lambda_c+\Delta\lambda_c}(z) &\propto 1 - \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_c + \Delta\lambda_c} z\right) . \end{aligned} \quad (19)$$

L'évolution de ces deux fonctions est sinusoidale, mais leur période est légèrement différente suivant la longueur d'onde que l'on considère. Au cours de la propagation dans le cristal, les deux intensités vont donc se décaler spatialement (figure 16), jusqu'à ce que leurs extrema respectifs soient opposés. L'abscisse pour laquelle a lieu ce mélange des franges d'interférence est donnée par :

$$z = \frac{\lambda_c}{2\Delta\lambda_c} (\lambda_c + \Delta\lambda_c) . \quad (20)$$

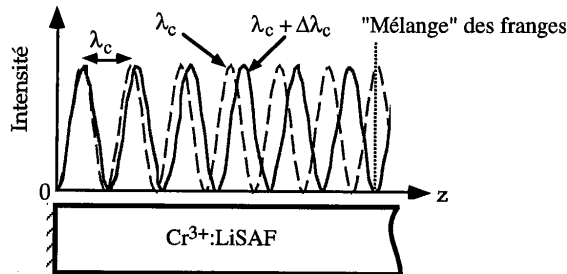


Figure 16 : Évolution de l'intensité dans la cavité à deux longueurs d'onde différentes.

Dans notre cas, $\Delta\lambda_c=0,5$ nm et $\lambda_c=850$ nm, on obtient donc $z=720$ μm . Comparée à longueur d'absorption du cristal (780 μm à $1/e$), cette valeur est importante, on peut donc supposer que toutes les longueurs d'onde restent superposées. Dans ce cas, on a création d'un réseau d'indice à l'intérieur du cristal. Les différentes longueurs d'ondes se propageant dans la cavité et arrivant sur ce réseau, vont s'y réfléchir. La réflexion ne s'effectuant pas sur le miroir de la cavité, elles subissent alors un "glissement" de leur fréquence, dont la conséquence principale est l'élargissement inhomogène du spectre [13]. Des études ont montré que le hole burning spatial gênait alors, dans de nombreux cas, le fonctionnement du laser en régime de modes verrouillés [14-16].

Ces effets pourraient donc être à l'origine de l'écart entre la durée des impulsions que l'on observe et le spectre correspondant. En effet, si l'on regarde le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ des impulsions produites, on s'aperçoit que ces dernières sont très éloignées de la limite théorique. De plus, en régime quasi-continu (gain plus élevé donc plus de modes dans la cavité), le spectre s'élargit et passe de un pic (figure 12) à 4 ou 5 pics (figure 17).

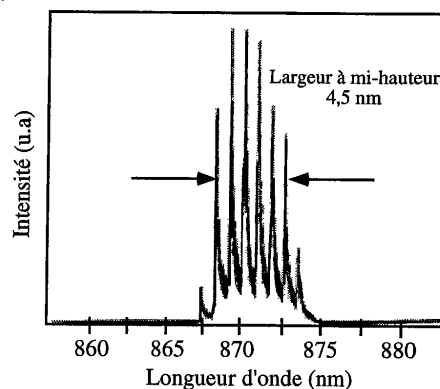


Figure 17 : Spectre du laser opérant en régime quasi-continu, en présence d'un filtre de Lyot.

b. Problèmes thermiques.

Nous avons vu qu'en insérant le filtre de Lyot dans la cavité, la puissance de sortie diminue fortement. D'autre part, le fonctionnement en pompage continu est difficile à obtenir, et très sensible aux réglages de la cavité. Ces comportements suggèrent des problèmes thermiques dans le cristal. Pour le vérifier, nous avons fait fonctionner la diode de pompe en régime quasi-continu (rapport cyclique 1/5). Dans ce cas nous avons pu obtenir des impulsions de 55 ps avec une puissance moyenne de 20 mW, pendant le créneau de pompage, soit 5 fois plus qu'en régime purement continu. En couplant deux diodes SDL par polarisation, nous avons obtenu jusqu'à 35 mW en régime quasi-continu. Ceci nous montre que la faible puissance de sortie que l'on observe en régime continu est principalement due aux effets d'échauffement dans le cristal.

c. Solution envisagée.

Afin de résoudre les problèmes que nous venons de mentionner, les degrés de liberté dont nous disposons concernent, d'une part les caractéristiques du cristal et d'autre part, la géométrie de la cavité. Tout d'abord, de manière à limiter les problèmes thermiques, nous pouvons penser au choix d'un dopage en chrome plus faible (1,5%), de manière à répartir la puissance de pompe plus uniformément dans le cristal. D'autre part, nous pouvons envisager une modification de la cavité, de manière à positionner le cristal au milieu de cette dernière. En effet, dans ce cas, la distance entre les miroirs de la cavité et le cristal peut être suffisante pour que les différentes longueurs d'onde se soient mélangées. Le réseau de gain induit devraient donc pouvoir être fortement atténué [14].

Cependant, s'il n'y a aucune objection à choisir un cristal dopé à 1,5 %, ce dernier n'étant plus à une extrémité de la cavité, le pompage par diode SDL est impossible. Heureusement, la commercialisation des diodes AO nous a permis de mettre en oeuvre une telle solution, que nous présentons dans le paragraphe suivant.

III. Utilisation d'une diode AO.

1. Présentation de la cavité.

a. Le cristal et la cavité utilisés.

Le cristal utilisé est de géométrie Brewster-Brewster avec une longueur au centre de 5 mm et une section carrée de 4 mm de côté. Le dopage en chrome est de 1,5 % en masse. L'absorption à la longueur d'onde de pompe est de 96 % parallèlement à l'axe c , et de 80 % perpendiculairement à cet axe.

La cavité construite autour de ce cristal est une cavité à 4 miroirs de type gamma (figure 18). Les miroirs M_2 et M_3 possèdent un rayon de courbure R de 150 mm. M_1 est un miroir plan et M_4 le miroir de sortie de transmission 1 %. Dans un des bras collimatés nous placerons le modulateur acousto-optique, près du miroir de sortie.

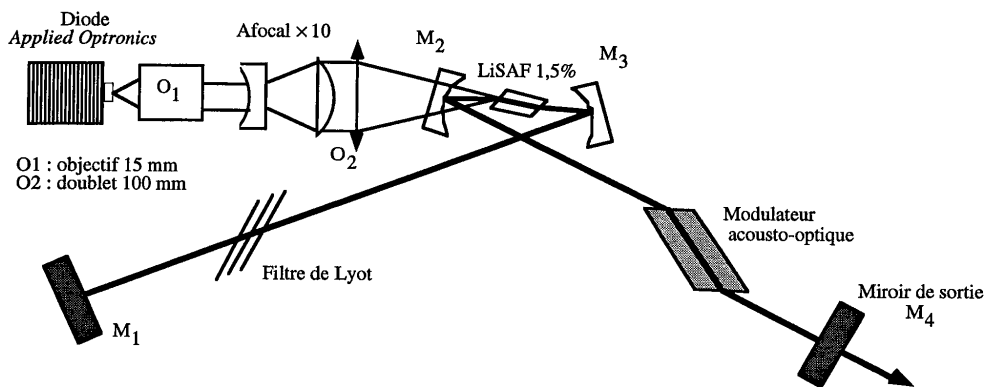


Figure 18 : Schéma de la cavité en gamma.

Pour pomper le cristal nous avons utilisé une diode AO. Le système optique utilisé est le même que celui présenté dans la partie II, pour le pompage d'oscillateurs continus. Le faisceau de la diode est donc focalisé à travers un miroir concave de la cavité. Cependant, le dopage du cristal étant différent de celui utilisé en continu, nous avons refait une optimisation de la valeur du grandissement de l'afocal. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour un grandissement de 10, ce qui nous donne une image de dimension $70 \times 30 \mu\text{m}^2$.

b. Efficacité en régime continu.

Par rapport aux oscillateurs continus présentés dans la partie II du mémoire, nous avons effectué deux modifications importantes. Tout d'abord le dopage du cristal a été diminué (1,5 %), ensuite ce dernier est positionné au milieu de la cavité.



Afin de comparer les performances, nous avons donc tout d'abord testé le fonctionnement du laser en régime continu, en l'absence du modulateur acousto optique et du filtre de Lyot. La puissance maximale fournie par la diode est de 400 mW, mais seulement une puissance de 300 mW est absorbée par le cristal. Dans ce cas, la puissance de sortie du laser, à 850 nm, est de 67 mW pour un seuil de 70 mW en puissance absorbée, soit une efficacité de 29 % (figure 19). Afin de voir le comportement du laser en fonction des pertes ajoutées dans la cavité, nous avons modifié la transmission du miroir de sortie (1%, 2% et 5%). On constate que même pour la transmission la plus élevée, l'évolution de la puissance de sortie reste linéaire en fonction de la puissance de pompe. Dans ce cas, la puissance obtenue est de l'ordre de 25 mW. Avec le pompage par diode SDL, le fonctionnement en continu était impossible avec un miroir de ce type.

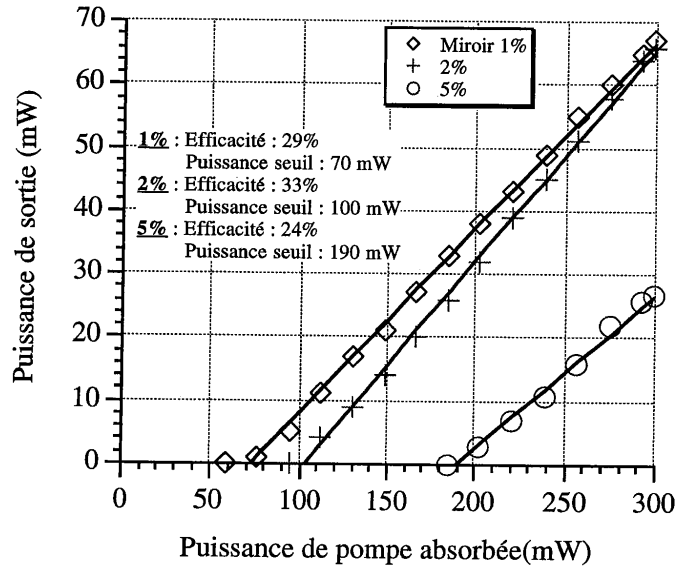
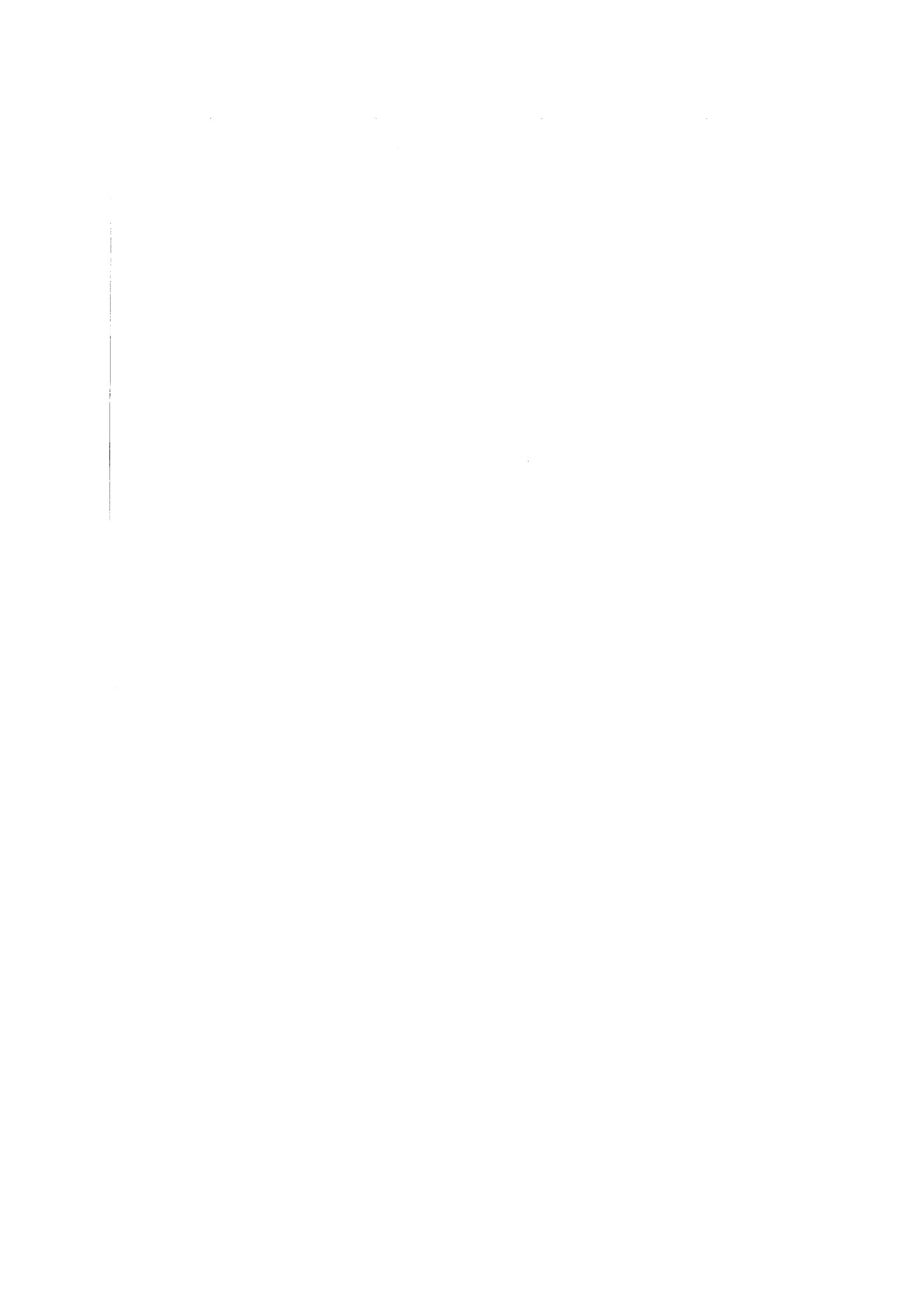


Figure 19 : Efficacité du laser pour plusieurs valeurs de transmission du miroir de sortie à 850 nm.

2. Présentation des résultats en régime impulsionnel.

a. Spectre et autocorrélation avec un Lyot 3 lames.

Nous avons ensuite inséré le modulateur acousto optique et un filtre de Lyot composés de 3 lames, dans la cavité. Ce dernier devrait en effet permettre d'obtenir



un spectre plus fin qu'avec un Lyot composé d'une seule lame. Contrairement au cas du pompage par une diode SDL, la puissance de sortie en régime continu n'a quasiment pas chuté (35 mW avec tous les éléments), bien que les pertes introduites par le Lyot 3 lames soient plus importantes qu'avec un filtre de Lyot une lame. En régime de modes verrouillés, le laser produit des impulsions de 18 ps (figure 20) pour une puissance de sortie de 28 mW.

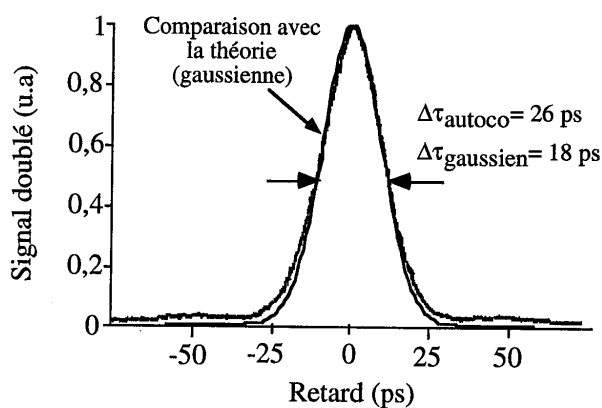


Figure 20 : Autocorrélation des impulsions les plus courtes produites.

Le spectre des impulsions obtenues est présenté sur la figure 21. La longueur d'onde centrale est 850 nm et la largeur à mi-hauteur est de 0,06 nm. La résolution du monochromateur que nous avons utilisé étant de 0,03 nm, le spectre que l'on observe n'est donc composé que de 2 pixels.

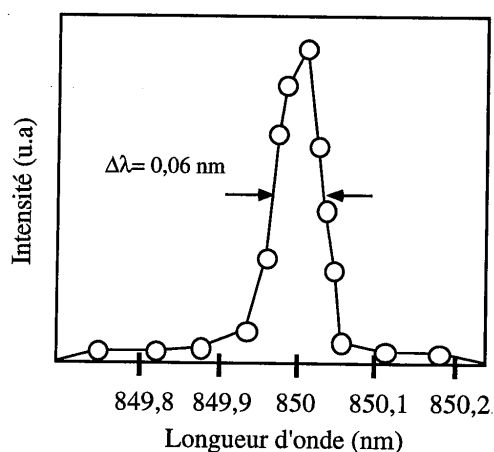


Figure 21 : Spectre des impulsions.

Si l'on s'intéresse au produit largeur temporelle, largeur spectrale de ces impulsions on obtient 0,448. Cette valeur est très proche de la limite théorique, elle nous indique donc que le verrouillage de modes est quasiment parfait, contrairement à ce que l'on avait observé dans le cas d'un cristal plan-Brewster. L'hypothèse de l'influence du "hole burning spatial" dans le cas d'un cristal plan-Brewster semble donc être justifiée.

b Puissance de sortie et accordabilité.

Les figures 22 et 23 nous donnent l'évolution de la puissance de sortie et de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur d'onde. On peut voir que la durée des impulsions reste inférieure à 30 ps, sur toute la plage d'accordabilité. Cette dernière s'étend de 820 à 900 nm, soit un peu plus bas dans l'infrarouge que dans le cas du pompage avec une diode SDL. Comme nous l'avons déjà souligné, ceci s'explique par des problèmes thermiques moins importants dans le cristal, ainsi qu'un meilleur recouvrement entre les faisceaux de pompe et de cavité.

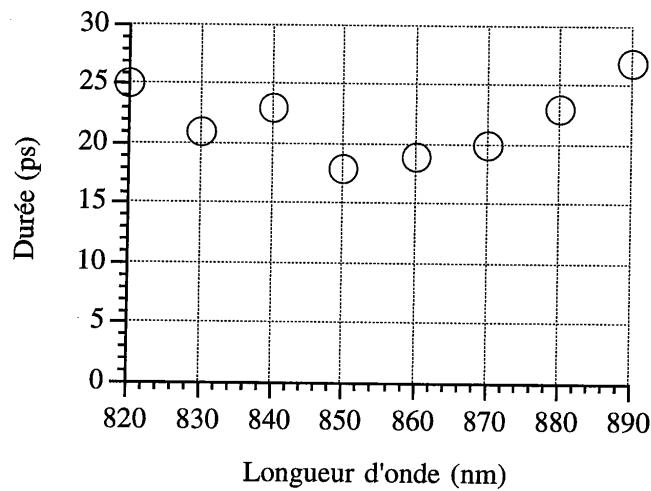


Figure 22 : Durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde.

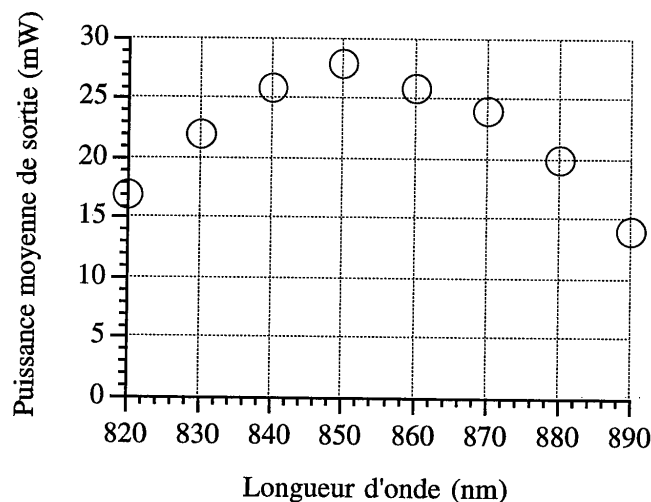


Figure 23 : Évolution de la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde.

3. Comparaison des performances.

Les durées d'impulsions que nous avons pu obtenir avec ce laser sont très proches de celle démontrées dans des systèmes $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diodes [17], laser krypton [18] ou laser $\text{Nd}:\text{YLF}$ doublé [19]. L'originalité du laser réalisé réside cependant dans le fait que les impulsions produites sont limitées par la transformée de Fourier de leur spectre.

Si on compare les durées obtenues, à d'autres systèmes pompés par diodes, tels que les $\text{Nd}:\text{YAG}$ [1] ou $\text{Nd}:\text{YLF}$ [2], on observe également les mêmes ordres de grandeur. L'avantage de la source que nous avons réalisée réside surtout dans sa possibilité d'être accordable en longueur d'onde dans le proche infrarouge. D'autre part, sa largeur spectrale, limitée par la transformée de Fourier de la largeur temporelle de l'impulsion, en fait une source idéale pour les études de spectroscopie. La seule alternative actuellement disponible pour réaliser une telle source, est d'utiliser un laser saphir dopé titane, à verrouillage de modes actif, pompé par un laser argon (ou $\text{Nd}:\text{YAG}$ doublé en fréquence). Cette solution reste cependant compliquée et onéreuse.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter une utilisation de cette source, issue d'une collaboration avec la société B.M. Industries, qui s'inscrit dans le cadre d'une expérience de télémétrie.

Vertical line of text on the left side of the page.

IV. Réalisation d'un système 100 mJ, 100 ps.

L'application que nous allons brièvement présenter a été élaborée en collaboration avec la société B.M.Industries (B.M.I). Le but est de réaliser une source picoseconde, de largeur de raie inférieure à 0,1 nm et émettant 100 mJ accordable dans l'infrarouge [20].

Nous avons vu que l'énergie par impulsion délivrée par un oscillateur Cr³⁺:LiSAF pompé par diodes est très faible (quelques dizaines de picojoules). Pour beaucoup d'applications, cette énergie est trop faible pour être exploitable, il faut par conséquent rajouter un système d'amplification. Deux solutions sont actuellement possibles. La première est d'utiliser un amplificateur à base de Cr³⁺:LiSAF pompé par diodes. L'énergie obtenue est faible (quelques μ J) et nous en dirons quelques mots dans la partie suivante. La deuxième solution est d'utiliser le cristal de saphir dopé au titane pour l'amplification. En effet ce dernier présentent deux propriétés particulièrement intéressantes. D'une part, sa bande d'émission est, pour une grande partie, commune à celle du Cr³⁺:LiSAF (entre 800 nm et 1000 nm). D'autre part, il possède d'excellentes caractéristiques thermomécaniques qui font de ce cristal un candidat idéal pour l'amplification. En utilisant un laser Nd:YAG doublé en fréquence comme source de pompage, il est alors possible d'obtenir des énergies en sortie de plusieurs dizaines de mJ.

Le système réalisé, utilise un oscillateur Cr³⁺:LiSAF pompé par diodes pour délivrer des impulsions picosecondes, puis des systèmes saphir dopé titane, pompés par laser Nd:YAG doublés en fréquence émettant dans le vert, pour l'amplification. Il serait également possible d'utiliser un oscillateur saphir dopé titane pompé par laser argon pour produire les impulsions. Cependant cette solution est beaucoup plus coûteuse, aussi bien en terme de place que financièrement.

L'oscillateur utilisé (figure 24) est identique à celui que nous venons de présenter, seule la fréquence du modulateur (100 MHz) et la largeur des impulsions ont été modifiées. Afin de ne pas endommager les amplificateurs, nous avons limité la durée des impulsions de l'oscillateur à 100 ps, ce qui permet d'éviter l'utilisation de techniques d'amplification à dérive de fréquence [21]. Pour obtenir des impulsions de 100 ps nous avons ajouté dans la cavité un étalon Fabry-Pérot qui permet suivant son épaisseur, de diminuer la largeur spectrale, et donc d'augmenter la durée de l'impulsion. Nous avons préféré utiliser cette solution plutôt que de diminuer la puissance RF injectée dans le modulateur. En effet le fonctionnement est dans ce cas plus aléatoire et d'autre part la durée des impulsions n'est plus limitée par la transformée de Fourier de leur spectre.

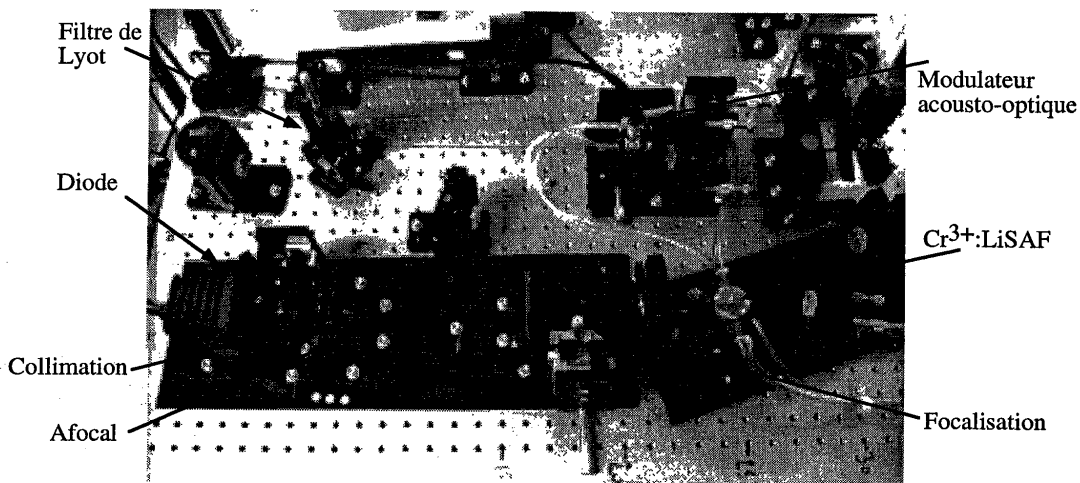


Figure 24 : Photographie de l'oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ picoseconde que nous avons développé chez BMI.

La figure 25 nous donne l'évolution de la durée d'impulsion, en fonction de l'épaisseur de l'étalon. L'étalon, de 1 mm d'épaisseur, est en silice, il est traité anti reflet à 850 nm de manière à réduire les pertes d'insertion. L'oscillateur est alors capable de délivrer des impulsions, limitées par la transformée de Fourier, de 100 ps (figure 26) avec un spectre inférieur à 0,06 nm et une puissance de sortie supérieure à 10 mW.

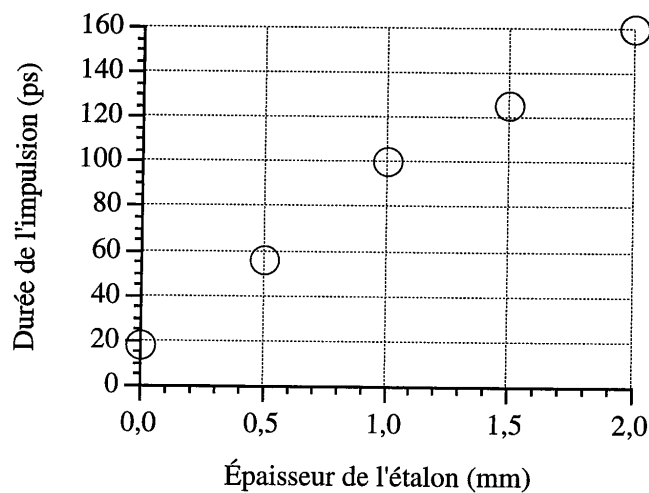


Figure 25 : Évolution de la durée des impulsions en fonction de l'épaisseur de l'étalon.

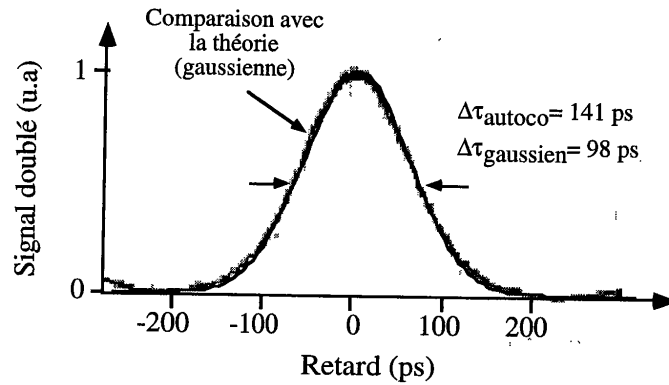


Figure 26 : Autocorrélation de l'impulsion obtenue en présence d'un étalon de 1 mm d'épaisseur

Les impulsions sont ensuite amplifiées dans un premier amplificateur à saphir dopé au titane de type régénératif (figure 27). Ce dernier est pompé à 10 Hz par le second harmonique d'un laser Nd:YAG déclenché, pompé par flash. La cavité de l'amplificateur est constituée de miroirs plans hautement réfléchissants. Le guidage par le gain dans le saphir dopé au titane permet de stabiliser la cavité et le faisceau de sortie est parfaitement gaussien. Une cellule de Pockels et un polariseur permettent d'injecter puis d'éjecter l'impulsion amplifiée. Enfin un prisme est disposé à l'intérieur de la cavité, de manière à réduire la largeur spectrale de l'amplificateur, et à ajuster sa longueur d'onde sur celle de l'oscillateur. Pour une énergie de pompe de 50 mJ, l'énergie en sortie est d'environ 5 mJ.

Deux étages d'amplificateurs de type multipassages sont ensuite utilisés pour amener l'énergie de l'impulsion jusqu'à 100 mJ (figure 27). Ces deux amplificateurs sont pompés respectivement par 150 mJ et 300 mJ, provenant du même laser que celui utilisé pour l'amplificateur régénératif. De manière à réduire les effets non-linéaires dans les cristaux de saphir dopé au titane, le faisceau infrarouge est préalablement agrandi à l'aide de systèmes afocaux.

À la sortie du dernier amplificateur, le faisceau obtenu est monomode transverse, et la stabilité en puissance est de l'ordre de quelques % (figure 28).

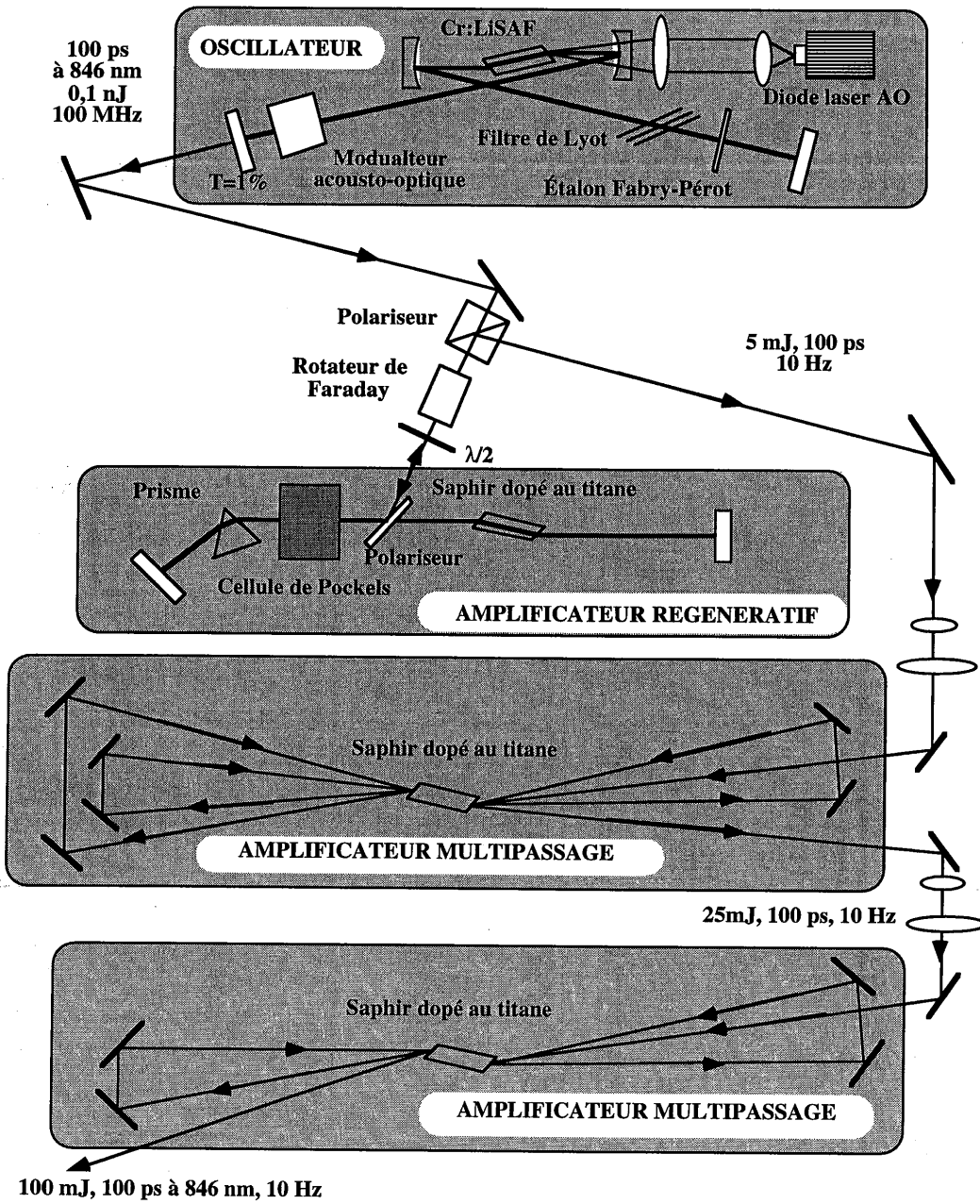
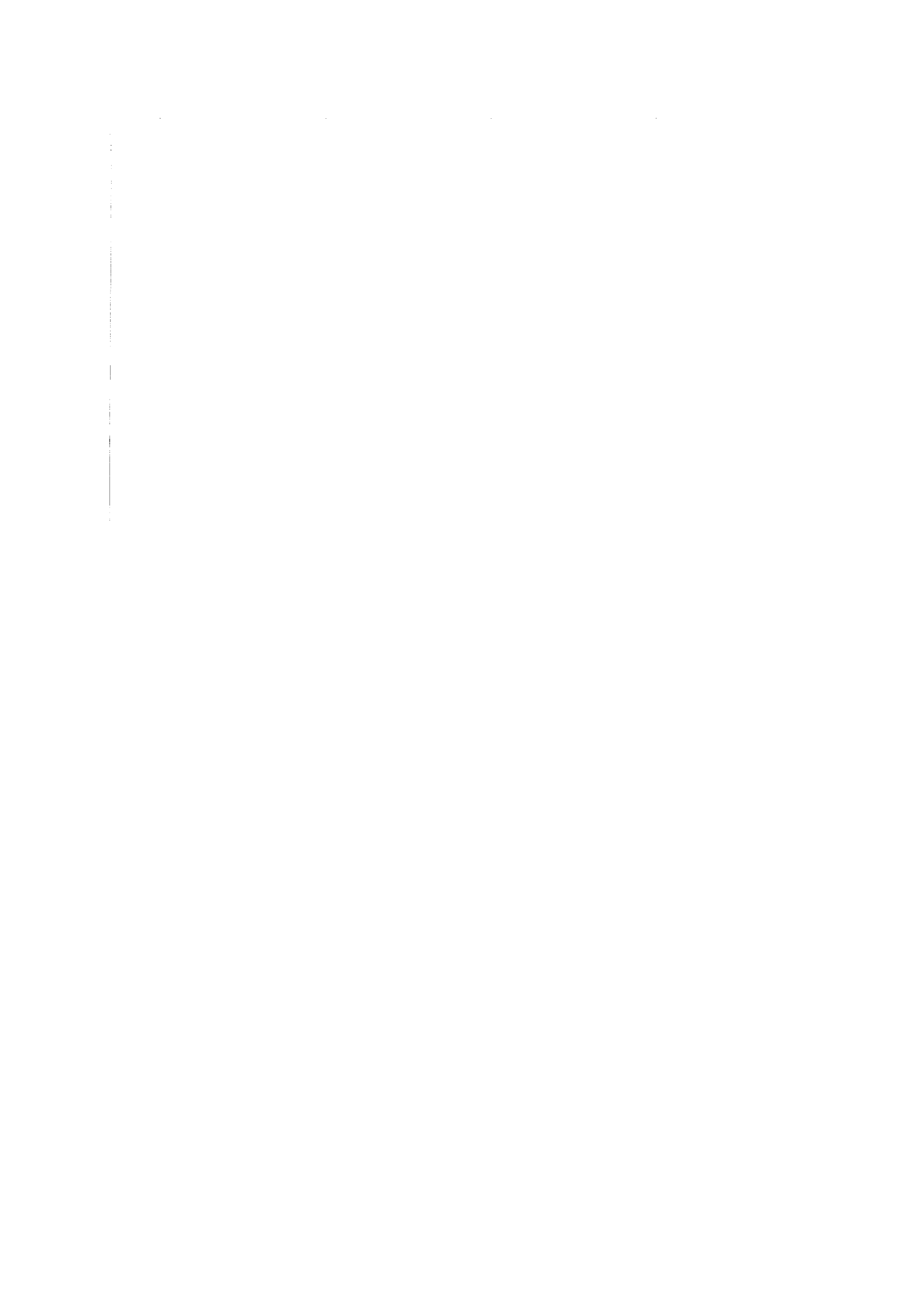


Figure 27 : Schéma du système réalisé en collaboration avec la société B.M.I.



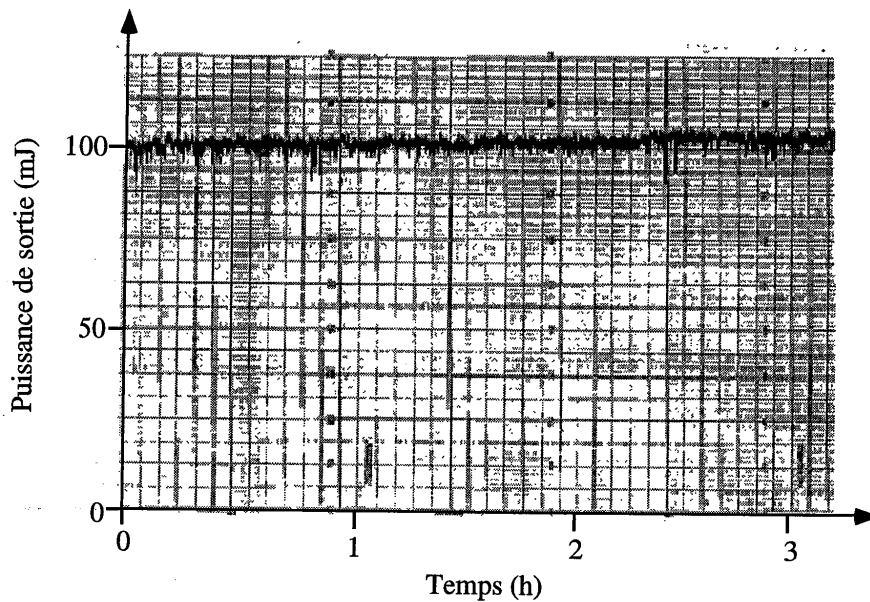


Figure 28 : Stabilité de la puissance de sortie sur 3 heures.

Un cristal de BBO est enfin utilisé pour doubler le rayonnement émis. On obtient ainsi des impulsions picosecondes dans le bleu de 50 mJ. En utilisant les longueurs d'onde fondamentale et doublée il est alors possible de faire des mesures de distance, en tenant compte de la dispersion de l'atmosphère. L'intérêt de ces deux longueurs d'onde est qu'elles sont très peu absorbées par l'atmosphère.

L'oscillateur picoseconde fait l'objet d'un transfert de technologie dans le cadre d'un soutien ANVAR. Actuellement, deux systèmes complets ont été vendus par la société BMI. Le premier a été installé dans un observatoire fixe et le second est destiné à être utilisé dans un véhicule.

V. Conclusion.

Nous avons montré qu'il était possible en utilisant des techniques de verrouillage de modes actif, de réaliser un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes, produisant des impulsions picosecondes, de durée limitée par la transformée de Fourier de leur spectre. Nous avons également montré que la géométrie la plus

11-11-11

adaptée pour le cristal, était une géométrie Brewster-Brewster, qui permet de réduire les effets du hole burning spatial. L'énergie des impulsions produites, par cet oscillateur est de l'ordre de 100 pJ, et elle pourrait être améliorée en augmentant le nombre de diodes.

Associés à des amplificateurs, ces oscillateurs présentent de nombreux intérêts dans des domaines tels que la spectroscopie résolue en temps, la télémétrie, la biologie ... Cet oscillateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ a d'ailleurs fait l'objet d'un transfert de technologie vers la société B.M.Industries.

D'autres expériences sont actuellement en cours dans le cadre d'un projet Ultimatech faisant intervenir différents laboratoires (Limoges, Lyon, Orsay et Saint-Étienne). Le but est l'étude de la fluorescence du cerveau du rat pendant les différentes phases du sommeil. Pour cela, il faut disposer d'une source entièrement solide produisant des impulsions picosecondes de quelques microjoules dans l'ultraviolet. Nous nous occupons actuellement du développement de la source, à savoir un système oscillateur-amplificateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes.

Cependant, la bande de gain disponible dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ permet, a priori, d'obtenir des impulsions largement inférieures à la picoseconde. Nous allons montrer dans le chapitre suivant, qu'il est en effet possible d'obtenir des impulsions femtosecondes à partir d'un tel laser.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25

Chapitre VI.

Oscillateur femtoseconde utilisant l'effet Kerr optique.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'il était possible d'obtenir des impulsions de quelques dizaines de picosecondes, en utilisant des techniques de verrouillage de modes actif. Cependant, la durée des impulsions que l'on peut obtenir dépend directement des caractéristiques du modulateur (fréquence, temps de réponse..). Pour produire des impulsions de durée plus courte, la méthode la plus utilisée est le verrouillage de modes passif (voir chapitre précédent).

Les premiers lasers à modes verrouillés utilisaient des colorants en solution comme absorbant saturable [22]. Depuis, de nombreuses autres techniques de verrouillage de modes passif ont été découvertes. C'est notamment le cas du verrouillage de modes par addition d'impulsions (APM), basé sur un couplage avec une cavité non linéaire externe [23,24]. Les résultats obtenus étaient cependant médiocres, surtout vis à vis de la stabilité, car cette technique requiert une stabilisation interférométrique de la longueur de la cavité. Plus récemment, la découverte de l'effet de "lentille de Kerr" ("Kerr Lens Mode-locking : KLM" en anglais) a permis de révolutionner le monde des lasers femtosecondes. La lentille de Kerr, en combinaison avec une fente, agit comme un absorbant saturable rapide en utilisant des effets non linéaires dans le milieu à gain. Le verrouillage de modes, par effet Kerr, a été démontré pour la première fois dans le saphir dopé au titane [25], et a été étendu depuis à d'autres lasers tels que le Nd:YLF [26], le Cr⁴⁺:YAG [27], le Pr³⁺:YLF [28] et plus récemment le Cr³⁺:LiSAF [29]. Dans la suite du chapitre, nous allons nous intéresser plus en détail à cette technique.

I. Le mécanisme du verrouillage de modes par effet Kerr optique.

La technique de verrouillage de modes par effet Kerr est souvent appelée autoverrouillage de modes, car aucun élément actif ou passif n'est nécessaire. Le seul phénomène utilisé est l'interaction non-linéaire, entre le faisceau présent dans la cavité, et un milieu solide (le cristal amplificateur par exemple). Nous allons voir que

11/11/2023 10:11:11 AM

pour des intensités lumineuses suffisamment importantes, le milieu amplificateur peut se comporter comme une lentille qui focalise le faisceau dans la cavité.

1. La lentille de Kerr.

L'effet Kerr optique [30] est un effet non linéaire du troisième ordre. Sous l'action d'une impulsion d'intensité I suffisamment intense, un milieu peut subir une modification de son indice de réfraction, suivant la loi :

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (1)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire à faible intensité, et n_2 est souvent appelé indice de réfraction non linéaire.

Supposons que le profil en intensité de l'impulsion lumineuse, soit gaussien :

$$I(r, z) = I_0(z) e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (2)$$

avec : $I_0(z)$, intensité crête sur l'axe ($r=0$),
 w , rayon à $1/e^2$ en intensité du faisceau.

L'indice effectif vu par l'impulsion dans le milieu peut donc s'écrire d'après (1) :

$$n = n_0 + n_2 I_0(z) e^{-\frac{2r^2}{w^2}} \quad (3)$$

Comme n_2 est positif, dans le cas des cristaux considérés et aux longueurs d'onde de travail, la partie centrale du faisceau ($r=0$), étant la plus intense, voit un indice plus grand qu'en son bord. Elle se propage donc plus lentement. De ce fait, une onde plane, à l'entrée du milieu, va acquérir une courbure de phase, au fur et à mesure de la traversée du milieu. Un rayon optique se propageant toujours perpendiculairement à ces dernières, le faisceau lumineux va tendre à converger et à réduire sa dimension transverse (w) (figure 1).

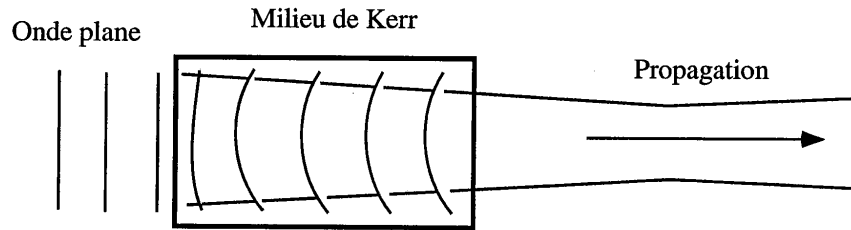


Figure 1 : Courbure de phase de l'onde pendant la propagation dans le milieu.

Le comportement du milieu, traversé par l'impulsion, correspond donc à celui d'une lentille convergente. La focale de cette lentille, appelée **lentille de Kerr**, est proportionnelle à l'écart d'indice entre le centre et les bords du faisceau. L'impulsion en traversant le milieu, va subir une focalisation, qui ne dépend que de ses caractéristiques spatiales et de son intensité. Ce phénomène est, pour ces raisons, appelé **autofocalisation**.

Plaçons nous maintenant dans une cavité laser. Supposons que le laser fonctionne en régime impulsif. Le milieu est alors équivalent à une lentille convergente, qui va changer les conditions de stabilité de la cavité, et modifier la propagation du faisceau. En particulier, en certains endroits, et pour certaines configurations de réglage, le faisceau peut voir son diamètre diminuer. Plaçons à un de ces endroits une ouverture, dont la largeur est égale à celle du faisceau en ce point. Tant que le laser produit des impulsions, l'ouverture n'introduit pratiquement pas de pertes dans la cavité. Par contre, si le laser a une tendance à passer en régime continu, l'intensité dans la cavité décroît très fortement et la lentille de Kerr disparaît. Le faisceau voit alors son diamètre augmenter, et il subit des pertes importantes au niveau de l'ouverture (figure 2).

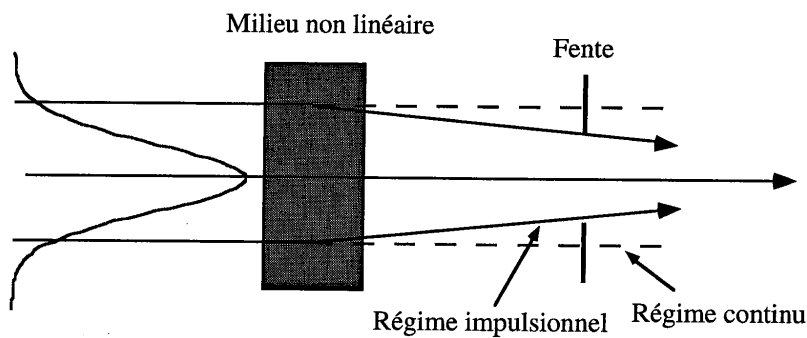


Figure 2 : Principe du verrouillage de modes par autofocalisation.

Si l'on regarde la transmission de cette dernière, c'est une fonction croissante de l'intensité dans le laser. L'ensemble, milieu Kerr + ouverture, constitue donc un absorbant saturable (si la puissance intracavité devient trop élevée le système se comporte alors comme un limiteur de puissance en introduisant de nouveau des pertes). Ce dernier est d'autre part très rapide, puisque son temps de réponse est celui de l'effet Kerr, soit inférieur à la picoseconde.

2. Automodulation de phase.

Nous venons de voir que l'effet Kerr, associé à un diaphragme, permettait de favoriser le régime impulsionnel, par rapport au régime continu. Cependant, pour obtenir une impulsion courte, il faut un spectre large, ce qui n'est généralement pas le cas en continu. Nous allons voir que c'est encore l'effet Kerr, qui est à l'origine de l'élargissement du spectre de l'impulsion.

Considérons une impulsion, son champ électrique peut s'écrire sous la forme d'une onde monochromatique de pulsation ω_0 , soit:

$$\begin{aligned} E(z, t) &= E_0(z) e^{-i(\omega_0 t - kz)} \\ &= E_0(z) e^{-i(\omega_0 t - \frac{n_0 \omega_0}{c} z)} \end{aligned} \quad (4)$$

où k est le vecteur d'onde; n_0 est l'indice de réfraction du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

L'intensité de l'impulsion est donc une fonction du temps, et d'après (1) l'indice effectif du milieu peut s'écrire :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(z, t) . \quad (5)$$

La phase de l'onde s'écrit en utilisant (4) et (5) :

$$\begin{aligned} \Phi(z, t) &= \omega_0 \left(\frac{n_0}{c} z - t \right) + \frac{\omega_0 z}{c} n_2 I(z, t) \\ &= \Phi_0(z, t) + \Delta\Phi(z, t) . \end{aligned} \quad (6)$$

L'impulsion en traversant le milieu subit donc un déphasage non linéaire $\Delta\Phi(z, t)$, proportionnel à son intensité. Ce phénomène est appelé **automodulation de phase** [31]. Si l'on écrit maintenant la fréquence instantanée de l'onde, on obtient :

$$\begin{aligned}
 \omega(z,t) &= -\frac{\partial\Phi(z,t)}{\partial t} \\
 &= \omega_0 - \frac{\omega_0 z}{c} n_2 \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \\
 &= \omega_0 + \Delta\omega(z,t) .
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

La figure 3 présente la variation de la pulsation, $\Delta\omega(z,t)$, dans le cas d'une impulsion de profil temporel gaussien. Comme l'indice non linéaire (n_2) est positif, l'automodulation de phase va produire un glissement des fréquences, situées sur le front avant de l'impulsion, vers des fréquences plus courtes. Le spectre va donc être décalé vers le rouge, sur le front montant de l'impulsion, et vers le bleu, sur le front descendant. Il en résulte, par conséquent, un élargissement du spectre de l'impulsion, sans changement de son profil temporel.

L'automodulation de phase nous permet donc d'obtenir le spectre large que l'on recherchait. Cependant, nous allons voir dans le paragraphe suivant que cet effet, s'effectuant dans un milieu dispersif, s'accompagne en même temps d'un élargissement temporel de l'impulsion. Pour remettre en phase les différentes fréquences, il faudra alors utiliser un système de compensation de la dispersion.

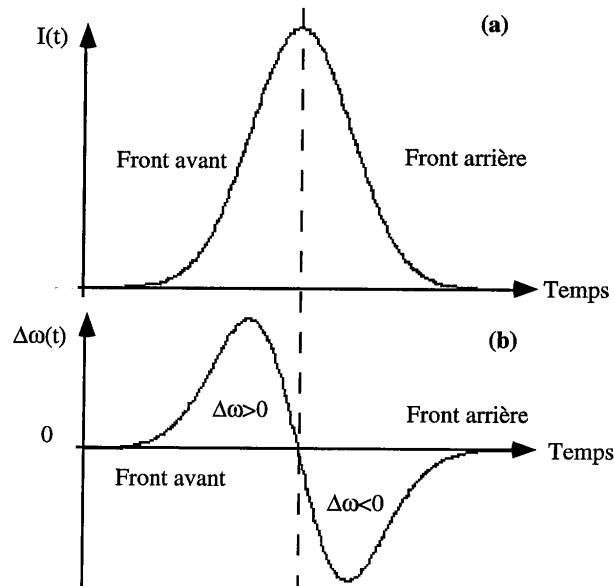


Figure 3 : Intensité $I(t)$ (a) et variation de fréquence instantanée $\Delta\omega(t)$ (b) par automodulation de phase.

3. Compensation de la dispersion de vitesse de groupe.

a. La dispersion de vitesse de groupe.

Dans tous les matériaux optiques, l'indice de réfraction est une fonction décroissante de la longueur d'onde. Le spectre d'une impulsion femtoseconde étant large, la traversée d'un milieu va provoquer une dispersion importante. Les grandes longueurs d'onde vont donc se propager plus vite que les courtes longueurs d'onde. On va alors assister à un allongement temporel de l'impulsion. Afin d'estimer cet étirement, effectuons un développement limité du vecteur d'onde k autour de la pulsation ω_0 .

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)_{\omega_0} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0} \Delta\omega^2 + o(\Delta\omega^2) \quad (8)$$

où $k=2\pi/\lambda$ et λ est la longueur d'onde.

Le premier terme, constant par rapport à ω exprime la propagation de l'onde à la pulsation ω_0 . Le second terme, linéaire, décrit la vitesse de groupe de l'impulsion définie comme :

$$v_g = \frac{1}{\partial k / \partial \omega} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (9)$$

Le troisième terme représente la **dispersion de vitesse de groupe (GVD)**. Pour un milieu isotrope d'indice $n(\omega)$, elle s'écrit [32]:

$$\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (10)$$

Cette dernière est responsable de l'étirement de l'impulsion. En effet si le milieu possède une dispersion positive, dite normale ($dn/d\lambda < 0$ et $d^2n/d\lambda^2 > 0$), les groupes de basses fréquences voyagent plus vite que ceux de hautes fréquences et l'impulsion est allongée. Pour une impulsion d'allure temporelle gaussienne, la relation entre les durées de l'impulsion, τ_e et τ_s , en entrée et sortie du milieu dispersif de longueur L , s'écrit [33] :

$$\frac{\tau_s}{\tau_e} = \sqrt{1 + \frac{\phi''}{(\sqrt{2}\tau_e)^4} (8 \log(2))^2} \quad (11)$$

où ϕ'' est la dispersion quadratique de la phase définie par [34]:

$$\phi'' = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} L = \frac{\lambda_0^3 L}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \quad (12)$$

Cette expression a été calculée en se limitant aux termes d'ordre deux. Cependant, il est souvent important d'étudier la dispersion de la vitesse de groupe, pour les termes d'ordres supérieurs, car lorsque les impulsions sont très courtes (inférieures à 50 fs), ces termes (et notamment ϕ''') ne sont plus négligeables. La valeur de ϕ''' , dispersion de phase cubique, est définie par :

$$\phi''' = \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} = \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} L = -\frac{\lambda_0^4 L}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} + \lambda_0 \frac{\partial^3 n}{\partial \lambda^3} \right) \quad (13)$$

Le tableau 1 donne les valeurs des indices pour certains matériaux, dont le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, ainsi que leurs trois premières dérivées pour $\lambda=850$ nm. Nous avons également calculé la valeur de ϕ'' et ϕ''' en fonction de l'épaisseur L du milieu traversé.

	n	$n' = dn/d\lambda$ (μm^{-1})	$n'' = d^2n/d\lambda^2$ (μm^{-2})	$n''' = d^3n/d\lambda^3$ (μm^{-3})	ϕ'' (fs^2)	ϕ''' (fs^3)
Silice	1,4533	-0,0173	0,0398	-0,2387	361,03 L	274,35 L
SF10	1,7112	-0,0496	0,1755	-0,9971	1589,04 L	1042,27 L
LaK31	1,6876	-0,0294	0,0775	-0,4411	701,54 L	487,04 L
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$	1,7602	-0,0268	0,0641	-0,3773	580,35 L	420,87 L
$\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$	1,4078	-0,0107	0,0151	-0,1511	136,54 L	290,66 L

Tableau 1 : Valeurs de l'indice n et de ses dérivées, ainsi que de la dispersion de phase quadratique et cubique de certains matériaux. Ces valeurs ont été calculées à $\lambda=850$ nm et L est exprimé en cm.

b. Utilisation de prismes pour la compensation de la dispersion.

Si l'on veut éviter que l'impulsion s'élargisse à chaque aller et retour dans la cavité, il va falloir compenser les termes de dispersion d'ordre deux et supérieurs. Dans les cavités linéaires, le système le plus couramment utilisé comporte deux

prismes, utilisés en double passage (équivalent à un système de 4 prismes [35,36]). Ces derniers sont choisis pour que le minimum de déviation, soit obtenu pour une incidence égale à l'angle de Brewster, à la longueur d'onde λ_0 . Les pertes sont ainsi minimales. Le principe de fonctionnement est présenté sur la figure 4.

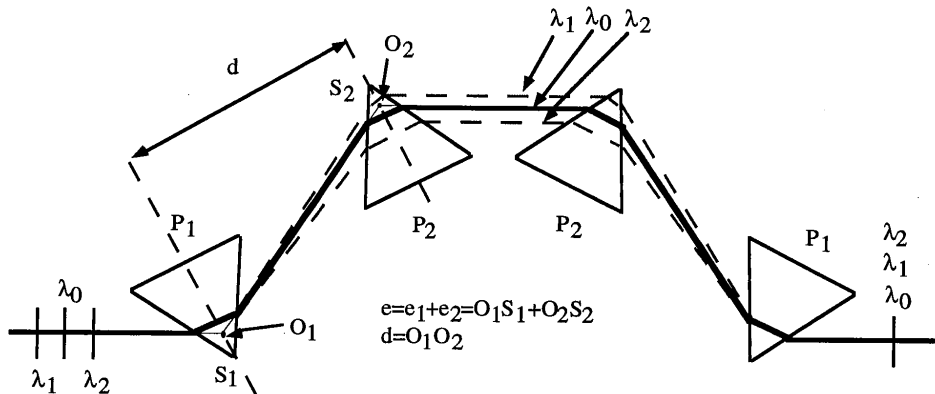


Figure 4 : Compensation de la dispersion de vitesse de groupe positive, par un système de quatre prismes à dispersion négative. Le spectre est centré sur λ_0 et ses longueurs d'onde extrêmes sont λ_1 et λ_2 , avec $\lambda_1 < \lambda_2$.

L'impulsion qui arrive sur le premier prisme voit ses différentes composantes spectrales dispersées angulairement. Chaque longueur d'onde pénètre donc dans le deuxième prisme à des endroits différents et ne traverse pas la même quantité de verre. Les longueurs d'onde les plus courtes étant plus déviées, elles vont globalement parcourir moins d'épaisseur de verre que les grandes longueurs d'onde. Ces dernières vont donc être retardées. Les différentes composantes spectrales sont ensuite remises en coïncidence spatiale à l'aide des deux autres prismes. La dispersion introduite par ce système est négative et va permettre de remettre en phase les différentes longueurs d'onde, après que l'impulsion ait subi une dispersion positive, lors du passage dans le milieu amplificateur.

Les dispersions à l'ordre deux et trois, pour un système à deux prismes (aller et retour) peuvent s'écrire [34] :

$$\phi'' = \frac{4\lambda_0^3}{\pi c^2} \left[e \cdot \left\{ \frac{n \cdot n'}{1+n^2} + \left(1 - \frac{1}{(1+n^2)n^2} \right) n'^2 \right\} - d \cdot n'^2 \right] \quad (14)$$

$$\phi''' = \frac{2\lambda_0^4}{\pi^2 c^3} \left[3d \left\{ n'^2 + \lambda_0 \left(n'n'' + n'^3 \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \right) \right\} - e \left\{ \frac{n}{1+n^2} (3n'' + \lambda_0 n''') + 3 \left(\left(1 - \frac{1}{(1+n^2)n^2} \right) (n'^2 + \lambda_0 n'n'') \right) + 3\lambda_0 n'^3 \left(2n - \frac{1}{n^3} + \frac{1}{n^5} \right) \right\} \right] \quad (15)$$

avec λ_0 : longueur d'onde centrale de l'impulsion,
 d : distance entre les deux prismes,
 e : épaisseur de verre traversée dans les deux prismes,
 n : indice du milieu à la longueur d'onde λ_0 ,
 n', n'', n''' : dérivées de l'indice calculées en $\lambda = \lambda_0$.

On dispose de deux paramètres qui sont d et e , que l'on peut aisément modifier en montant un prisme sur une platine de translation. Le principe de la compensation consiste à annuler la somme de toutes les contributions soit :

$$\begin{array}{ccc} \phi_1'' & \phi_2'' & \phi_3'' \\ \text{Dispersion quadratique} & \text{Dispersion quadratique} & \text{Dispersion quadratique} \\ \text{négative introduite} & \text{positive introduite par} & \text{positive due à} \\ \text{par les prismes} & \text{les éléments de la cavité} & \text{l'automodulation de phase} \end{array} = 0. \quad (16)$$

Pour ce qui est de la dispersion d'ordre trois, et bien que les signes de ϕ''' soit opposés dans les prismes et le milieu amplificateur, il est difficile de la compenser. Le seul moyen pour la réduire est de diminuer la quantité de matériau traversé et de prendre des prismes peu dispersifs.

Le tableau 2 présente quelques valeurs de ϕ'' et ϕ''' calculées pour un système à deux prismes sur un aller et retour, et ce pour différents matériaux.

	ϕ'' (fs ²)	ϕ''' (fs ³)
Silice	1367,12 e - 21,62 d	1045,76 e - 24,28 d
SF10	5700,26 e - 178,08 d	4040,1 e - 444,28 d
LaK31	2518,4 e - 62,78 d	1795,18 e - 94,32 d

Tableau 2 : Dispersion de phase quadratique et cubique introduite par un système de deux prismes sur un aller et retour. Ces valeurs ont été calculées à 850 nm, d et e sont exprimés en cm.

Si l'on désire compenser la dispersion introduite par un cristal de Cr³⁺:LiSAF de 5 mm de long, avec des prismes en SF10, il suffit de choisir e et d , en utilisant les tableaux 1 et 2. Si l'on prend $e=4$ mm, par exemple, on obtient $d=13,5$ cm. La

Vertical line of text on the left side of the page.

dispersion d'ordre trois résiduelle vaut alors $\phi''' = -1698,4 \text{ fs}^3$. Le tableau 3 nous donne ces valeurs pour les différents matériaux du tableau 2.

	d (cm)	ϕ''' non compensée (fs^3)
Silice	31,6	-58,5
SF10	13,5	-1698,4
LaK31	18,2	-707,9

Tableau 3 : Valeur de la distance entre les prismes, pour compenser la dispersion d'ordre deux introduite par un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ de 5 mm, e est pris égal à 4 mm.

Remarque :

Les effets de l'automodulation de phase n'ont pas été pris en compte pour calculer la compensation de la dispersion. En général, lorsque l'on choisit un système de prismes pour compenser la dispersion dans une cavité, on s'arrange toujours pour que la dispersion totale (prismes et milieu amplificateur), ne soit pas nulle, mais légèrement négative.

II. Démarrage du KLM.

Dans les paragraphes précédents nous avons vu qu'une impulsion pouvait créer, dans un milieu amplificateur, des effets non linéaires qui favorisaient le fonctionnement du laser en régime impulsif. On admet généralement qu'un pic de bruit, formé par la mise en phase aléatoire de certains modes, suffit à déclencher ce régime non linéaire. Si dans certains cas le laser peut effectivement basculer tout seul en régime femtoseconde, il faut en général ajouter un élément passif ou actif qui favorise le démarrage du KLM. Plusieurs solutions existent et nous allons en présenter quelques unes.

1. Solutions utilisées pour initier le régime femtoseconde.

a. Utilisation d'un modulateur acousto-optique.

Le verrouillage de modes est initié à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Une fois le laser en régime femtoseconde, l'effet Kerr prend le relais. Le modulateur

peut alors être éteint ou utilisé en mode régénératif. Les modulateurs sont généralement taillés en forme de prismes, de manière à les utiliser avec un deuxième prisme en silice pour compenser la dispersion. En utilisant cette méthode, un groupe de l'université de St Andrews a pu obtenir des impulsions de moins de 50 fs accordables sur 120 nm, dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par krypton [37].

b. Utilisation d'un miroir vibrant.

Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre. Il suffit de monter un des miroirs de la cavité (généralement un miroir plan) sur un système qui permet de lui appliquer un mouvement de va et vient de faible amplitude. Ce déplacement a pour effet de créer un glissement des modes de la cavité [38]. Tant que le miroir est en mouvement, on impose alors une condition de phase qui permet de créer des impulsions. Dès que le laser oscille en régime femtoseconde, on peut stopper le miroir. Cette méthode a été utilisée dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par Krypton, et a permis d'obtenir des impulsions de 90 fs [39].

c. Utilisation de Fabry-Pérot anti-résonant.

Cette solution consiste à utiliser un absorbant saturable enfermé dans un Fabry-Pérot anti-résonant (A-FPSA) [40]. Cette méthode a été utilisée avec succès dans plusieurs types de lasers dopés au néodyme [41] et a été récemment appliquée au $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. L'absorbant saturable est composé de couches de semi-conducteurs à structure de "multiple puits quantiques" (figure 5). Ce dernier est ensuite pris en sandwich entre deux miroirs hautement réfléchissants ($R=98\%$). L'avantage de cette méthode est que l'effet d'absorbant saturable est prédominant sur l'effet Kerr, le laser est donc moins sensible aux perturbations extérieures et à l'alignement de la cavité. D'autre part la fente n'est généralement pas indispensable. Par contre, ce type d'élément introduit des pertes assez élevées ($>2\%$) et limite l'accordabilité. Utilisé dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, il a permis d'obtenir des impulsions de 100 fs accordables sur 50 nm [42].

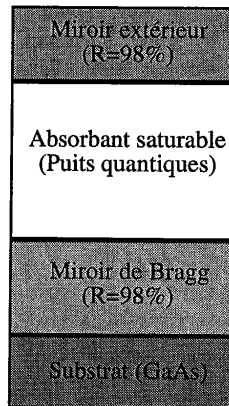


Figure 5 : Schéma de principe d'un A-FPSA

d. Utilisation d'absorbants saturables.

On peut également utiliser de simples absorbants saturables, tels que des jets de colorants [43] ou des puits quantiques multiples (MQW) [44]. Contrairement au cas précédent, le KLM est cette fois-ci l'effet dominant et l'utilisation d'une fente est souvent requise pour favoriser et stabiliser le régime femtoseconde.

2. L'autoverrouillage de modes autodémarrant.

Les solutions présentées dans le paragraphe précédent sont basées sur l'utilisation d'une modulation des pertes, par un élément externe, pour initier le régime de verrouillage de modes par effet Kerr. Ces méthodes sont généralement compliquées à mettre en oeuvre. Seul le miroir vibrant est facilement utilisable, cependant la perturbation introduite est faible et risque d'être insuffisante dans le cas du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Récemment une équipe italienne (Cerullo et coll.) a présenté une solution qui permet d'obtenir le régime femtoseconde sans élément externe [45]. En alignant la cavité laser d'une certaine manière, il ont pu obtenir un comportement autodémarrant dans un laser saphir dopé au titane. D'autre part, **cet alignement favorise le régime impulsif par rapport au régime continu**, et une simple perturbation suffit à démarrer le régime femtoseconde.

Le principe de cette méthode consiste à choisir les paramètres de la cavité, de manière à maximiser les variations du diamètre du faisceau, dues à l'effet Kerr, au niveau de la fente (figure 6). Les pertes introduites dans la cavité par cette dernière peuvent s'écrire :

$$L = L_0 - kP \quad (17)$$

où L_0 sont les pertes linéaires totales, k est le coefficient non-linéaire de pertes et P est la puissance instantanée intracavité.

Pour que le verrouillage de modes par effet Kerr soit autodémarrant, il faut que le coefficient k dépasse une certaine valeur critique. Considérons la cavité laser représentée sur la figure 6.

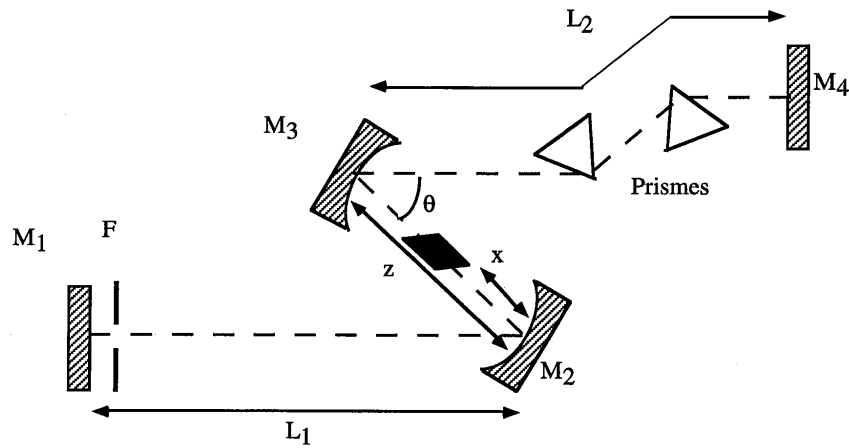


Figure 6 : Schéma de la cavité utilisée pour le verrouillage de modes autodémarrant.

Si l'on suppose que le faisceau est monomode transverse, le coefficient k peut être identifié à la transmission de la fente F , soit :

$$k = -2\sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-2\left(\frac{a}{w}\right)^2} \frac{a}{wP_c} \delta \quad \text{avec, } \delta = \left(\frac{1}{w} \frac{dw}{dp} \right)_{p=0} \quad (18)$$

$2a$: largeur de la fente F ,

w : rayon du faisceau au niveau de la fente,

δ : variation relative du rayon du faisceau au niveau de la fente, due à l'effet Kerr,

$p=P/P_c$: puissance normalisée,

P_c : puissance critique d'autofocalisation ($P_c = c\epsilon_0\lambda^2/2\pi n_2$).

Comme les puissances crêtes intracavités sont très élevées en régime femtoseconde, de petites valeurs de $|\delta|$ suffisent à maintenir le verrouillage de modes par effet Kerr. Cependant, si l'on désire que le régime femtoseconde soit autodémarrant, il faut maximiser $|\delta|$. On peut alors montrer que la valeur limite de $|\delta|$ est donnée par :

$$|\delta|_{\max} = \frac{1}{4\sqrt{A_0 D_0 (1 - A_0 D_0)}} \quad (19)$$

où A_0 et D_0 représentent les éléments de la matrice de passage (ABCD), sur un aller simple, de la cavité (entre M_1 et M_4), et dépendent donc des paramètres x et z .

Le résonateur étant stable uniquement si $0 < A_0 D_0 < 1$, $|\delta|_{\max}$ peut tendre vers l'infini en bordure de zone de stabilité du résonateur. Un régime autodémarrant peut donc, en principe, être obtenu dans ces conditions. Cependant, lorsque l'on fait fonctionner un résonateur en bordure de zone de stabilité, ses performances décroissent très rapidement à cause des déformations spatiales du faisceau. La solution consiste à prendre A_0 et D_0 égaux à 0, dans ce cas le résonateur est équivalent à une cavité confocale. Pour une cavité comme celle présentée sur la figure 6, il suffit de prendre $L_1 = L_2$ (résonateur symétrique) et de placer les deux miroirs M_3 et M_4 séparés d'une distance z définie par :

$$z = z_m = \frac{4L_1 R \cos \theta - (R \cos \theta)^2}{4L_1 - 2R \cos \theta} + d \left(1 - \frac{1}{n^3} \right) \quad (20)$$

où R est le rayon de courbure des miroirs M_3 et M_4 , θ est l'angle permettant de corriger l'astigmatisme, d est la longueur du milieu amplificateur et n son indice de réfraction. Cette formule est tirée d'un article de Cerullo et coll [45].

Il ne reste plus, alors, qu'à optimiser la position du cristal (x) pour obtenir un régime autodémarrant. La figure 7 présente les zones d'obtention du verrouillage de modes autodémarrant, pour plusieurs valeurs de δ , en fonction de x et z . Les courbes sont obtenues en fixant une valeur pour z et en faisant varier x . Les paramètres de la cavité utilisés sont $L_1 = L_2 = 850$ mm, $R = 100$ mm, $d = 20$ mm, $n = 1,76$ (saphir dopé au titane).

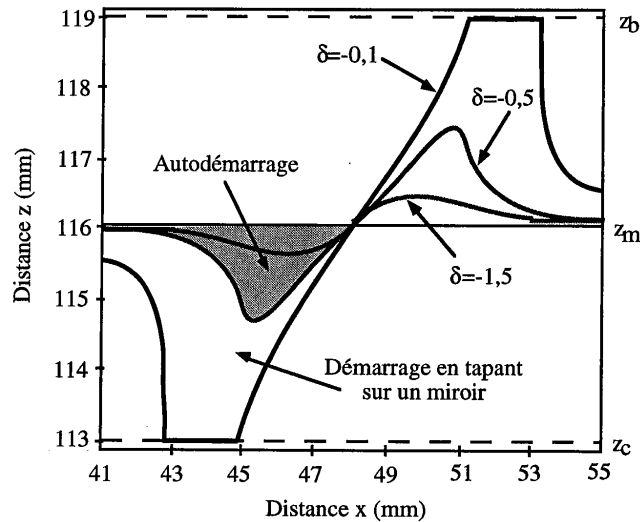


Figure 7 : Schéma des zones d'obtention du verrouillage de modes autodémarrant en fonction des paramètres de la cavité, pour plusieurs valeurs de δ (d'après [45]).

C'est donc cette méthode que nous avons choisi d'appliquer au $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, Cependant, les effets non linéaire étant plus faibles dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ que dans le saphir dopé au titane (puissance intracavité moins élevée), le comportement autodémarrant risque d'être plus difficile à obtenir. Par conséquent, nous avons décidé d'ajouter un miroir vibrant, afin de faciliter le démarrage. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, la méthode de Cerullo permet de favoriser le régime impulsif, et la faible perturbation introduite par le miroir vibrant devrait suffire à obtenir le régime femtoseconde.

Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus dans cette configuration.

III Résultats expérimentaux.

Beaucoup de travaux ont été effectués sur les lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, femtosecondes, pompés par laser krypton. En pompage par diodes, peu de systèmes fonctionnent actuellement dans le monde et tous utilisent un élément externe pour initier le régime femtoseconde. Nous avons donc concentré nos efforts sur la réalisation d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes et si possible autodémarrant [46].

1. Description de la cavité.

La cavité que nous avons utilisée est pratiquement identique à celle présentée pour la production d'impulsions picosecondes (figure 8). Cependant, de manière à augmenter les effets non linéaires dans le cristal, nous avons remplacé les miroirs concaves de 150 mm par des miroirs de rayon de courbure 100 mm. Dans le même esprit, nous avons augmenté la puissance de pompe en utilisant une diode AO, de chaque côté du cristal. Pour conserver un bon recouvrement entre le faisceau de pompe et le faisceau de cavité, et de manière à diminuer le seuil d'oscillation, nous avons légèrement augmenté la valeur du grandissement de l'afocal jusqu'à 12. Dans ce cas, le spot de focalisation dans le cristal est d'environ $60 \times 30 \mu\text{m}^2$.

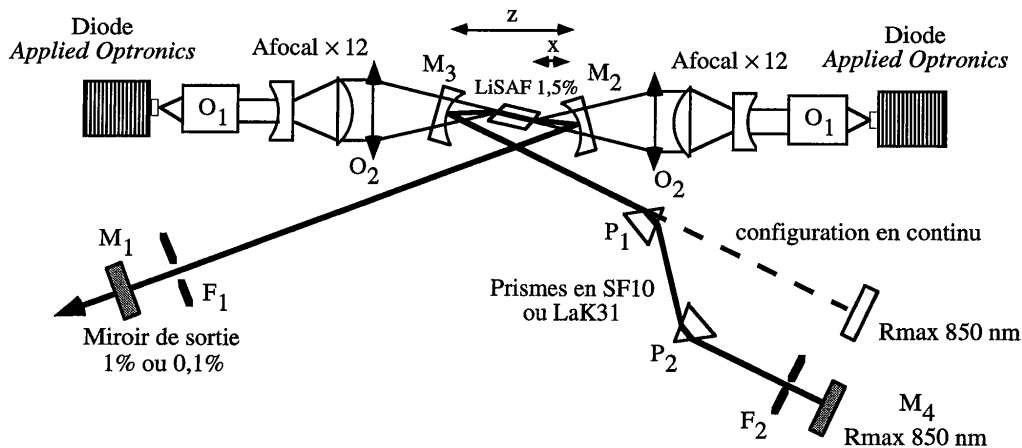


Figure 8 : Schéma de la cavité utilisée pour la génération d'impulsions femtosecondes.

Afin de favoriser le régime femtoseconde, la position du cristal dans la cavité et la longueur des bras collimatés ont été choisis en accord avec la théorie de Cerullo, présentée dans le paragraphe précédent. Après optimisation, nous avons obtenu $x=51,5$ mm et $z=104$ mm ($z_m=103,5$ d'après [46]), la longueur des bras collimatés étant fixée à $L=750$ mm. La figure 9 nous montre l'évolution du faisceau à l'intérieur de la cavité, pour ces paramètres, obtenue à l'aide du logiciel Paraxia.

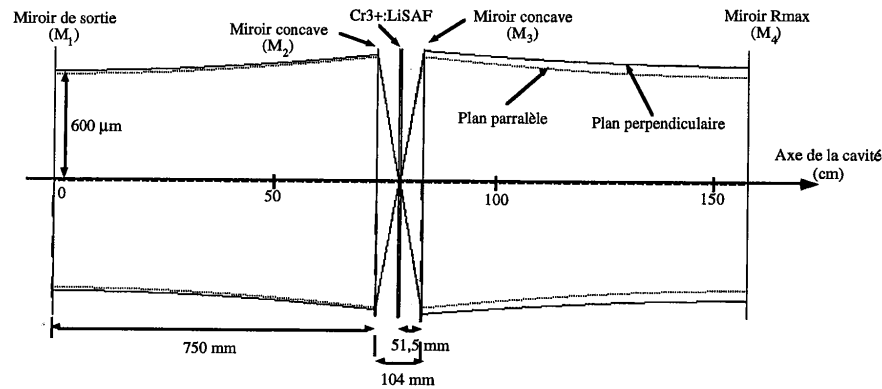


Figure 9 : Évolution du faisceau à l'intérieur de la cavité.

Le rayon du faisceau de cavité, au point de focalisation, est d'environ $20 \mu\text{m}$. Compte tenu du fait, que le cristal est décentré dans la sous cavité, le point de focalisation dans le plan parallèle à la figure 8 est pratiquement sur la face d'entrée du cristal. L'astigmatisme entre les plans parallèle et perpendiculaire est d'environ 2 mm en régime continu et s'annule en régime femtoseconde.

De manière à compenser la dispersion de la vitesse de groupe, on introduit dans la cavité deux prismes (P_1 et P_2) taillés à l'angle de Brewster. La distance entre ces deux prismes est choisie de manière à compenser la dispersion introduite par le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Cette distance dépend du type de matériau utilisé pour les prismes, comme nous l'avons vu dans le tableau 2. Le prisme P_1 est monté sur une platine de translation qui permet de le déplacer perpendiculairement à sa base sans modifier le réglage de la cavité. Il est ainsi possible de faire varier la quantité de verre traversée par le faisceau et d'ajuster précisément la valeur de la dispersion de vitesse de groupe. Nous avons essayé deux types de prismes : des prismes en SF10 et en LaK31. Dans les deux prochains paragraphes, nous présenterons les résultats obtenus avec chacun d'eux.

Deux fentes sont d'autre part placées à l'intérieur de la cavité dans le plan perpendiculaire à la figure 8. La première (F_1) est placée près du miroir de sortie et permet de favoriser, puis de stabiliser le régime impulsionnel. En effet, la transmission de cette fente dépend de la focalisation du faisceau par la lentille de Kerr. En régime continu, l'effet Kerr est négligeable et le faisceau est peu focalisé, les pertes introduites par la fente sont donc importantes. Par contre, en régime impulsionnel, l'intensité augmente et la lentille de Kerr focalise plus fortement le faisceau. La transmission de la fente augmente donc, réduisant ainsi les pertes par

rapport au régime continu. La deuxième fente (F_2) est placée dans l'autre bras collimaté, après les prismes et permet d'accorder le laser en longueur d'onde. En effet, à la sortie du deuxième prisme, le spectre du laser est étalé spatialement : en déplaçant la fente dans le plan d'incidence, on peut alors sélectionner la longueur d'onde.

Enfin, le miroir M_4 est monté sur un pot vibrant qui permet de créer des instabilités dans le laser. Comme nous l'avons vu, ces instabilités permettent de démarrer plus facilement le laser, l'effet Kerr prenant ensuite le relais. Cette vibration peut être stoppée à volonté et nous verrons dans le paragraphe suivant, que dans certains cas le laser peut fonctionner, en régime femtoseconde, sans cette perturbation (autodémarrage).

2. Résultats obtenus avec des prismes en SF10.

a. Démarrage à l'aide du pot vibrant.

Les premiers prismes que nous avons utilisés sont en SF10. C'est un verre de haut indice de réfraction qui permet de réduire la distance entre les prismes. L'espacement a été choisi conformément au résultat obtenu dans le tableau 3, soit 14 cm.

Dans un premier temps, nous avons retiré le prisme P_1 (figure 8) de manière à faire fonctionner l'oscillateur en régime continu. En utilisant un miroir de sortie transmettant 1 %, nous avons pu obtenir une puissance de sortie de 150 mW en continu, pour une puissance de pompe absorbée de 600 mW. Le seuil se trouvant à environ 80 mW de puissance absorbée, on obtient une efficacité de 30 %, comparable à celles que nous avons obtenues dans les cavités utilisées en régime picoseconde ou continu. En insérant un filtre de Lyot dans la cavité, le laser est accordable sur plus de 100 nm entre 790 et 900 nm. Puis nous avons réintroduit le prisme P_1 dans le faisceau. La puissance de sortie en régime continu chute alors à 100 mW, à cause d'une diffusion assez importante dans les prismes.

Le réglage de la cavité laser pour le fonctionnement impulsionnel est ensuite effectué en suivant la démarche suivante. Le pot vibrant fonctionnant, on commence par fermer légèrement la fente F_1 , de manière à introduire des pertes et à défavoriser ainsi le régime continu. Puis on désaligne légèrement le miroir de sortie afin d'obliger le laser à fonctionner sur un mode spatial TEM 01 ou supérieur (figure 10a). Cette opération a également pour effet de défavoriser le régime continu en augmentant la taille du faisceau sur la fente. On répète l'opération jusqu'à ce qu'un

train d'impulsions commence à apparaître et que le spectre du laser s'élargisse. Dans ce cas on peut stopper le miroir vibrant, le laser continue de fonctionner en régime impulsionnel stable. La figure 11 nous donne l'allure du train d'impulsions sur une échelle de temps nanoseconde. On peut voir que le taux de répétition du laser est d'environ 91 MHz. La stabilité, quant à elle, est meilleure que 1% sur une échelle de 10 ms. Si l'on s'intéresse maintenant au profil spatial du laser, on s'aperçoit qu'il est parfaitement gaussien (figure 10b).

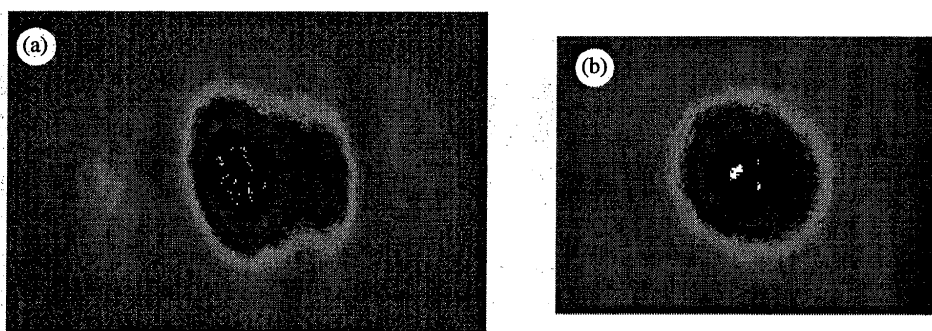


Figure 10 : Allure du faisceau laser en régime continu (a) et femtoseconde (b).

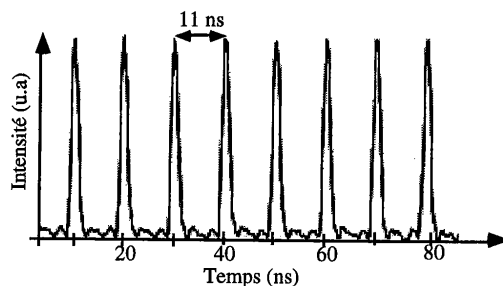


Figure 11 : Train d'impulsions à la sortie du laser.

La puissance de sortie du laser est d'environ 50 mW, pour une puissance absorbée de 600 mW. Il est intéressant de noter que le seuil en puissance de pompe nécessaire pour obtenir le fonctionnement en régime femtoseconde est d'environ 200 mW. Ainsi, en pompant le cristal avec une seule diode AO, nous avons pu obtenir une puissance moyenne de 13 mW en régime femtoseconde.

Pour mesurer la durée des impulsions, nous avons utilisé un autocorrélateur d'ordre deux du même type que celui utilisé pour mesurer les impulsions picosecondes. Seules l'épaisseur du cristal doubleur et la course du miroir vibrant (voir annexe) ont été réduites. Afin de compenser la dispersion de vitesse de groupe

introduite par le miroir de sortie (1 cm d'épaisseur), nous avons rajouté, entre l'oscillateur et l'autocorrélateur, une séquence de quatre prismes en SF10. La figure 12 présente l'autocorrélation des impulsions les plus courtes que nous avons pu obtenir. Leur largeur à mi-hauteur est de 70 fs en supposant un profil en sécante hyperbolique carrée, généralement utilisé pour les impulsions femtosecondes.

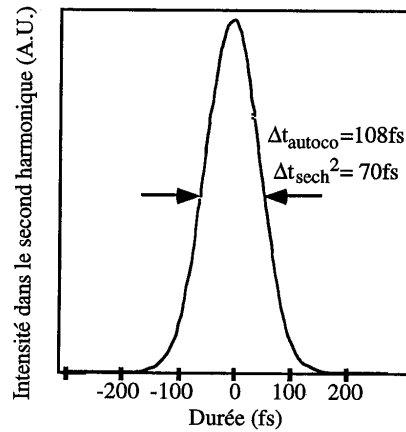


Figure 12 : Autocorrélation des impulsions femtosecondes obtenues avec des prismes en SF10.

Le spectre des impulsions est donné sur la figure 13. La longueur d'onde centrale est 850 nm et la largeur spectrale à mi-hauteur est de 11,7 nm. Si l'on calcule le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$, on obtient 0,34. Cette valeur est très proche de la limite théorique de 0,315 obtenue pour un profil de répartition en sécante hyperbolique.

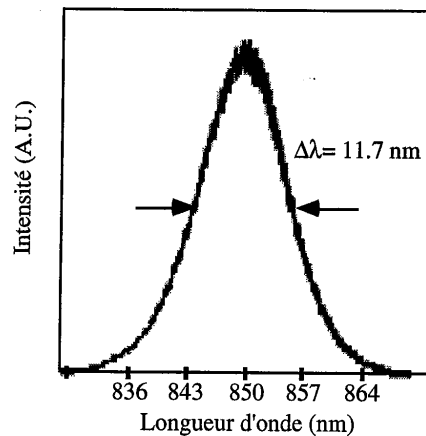


Figure 13 : Spectre des impulsions de 70 fs.

Pour accorder le laser en longueur d'onde, il suffit de déplacer la fente F_2 . Dans ce cas, nous avons pu observer une accordabilité entre 820 et 890 nm, sans changement important des caractéristiques des impulsions produites.

Comme nous l'avons signalé, le régime femtoseconde est obtenu en actionnant le pot vibrant. Ce dernier peut ensuite être arrêté dès que l'on obtient un train d'impulsions stable. Cependant, si une perturbation quelconque intervient et fait basculer le laser en régime continu, ce dernier n'est pas capable de revenir seul au régime impulsionnel. Ceci s'explique par le fait que la puissance intracavité n'est pas très élevée (environ 5 W) et la discrimination entre régime continu et régime impulsionnel n'est pas suffisante (les pertes introduites par la fente sont du même ordre de grandeur dans les deux régimes). Cependant, nous allons voir dans le paragraphe suivant que, dans certaines conditions, il est possible d'obtenir un comportement autodémarrant, comme prédit dans la théorie de Cerullo.

b. Comportement autodémarrant.

Afin d'augmenter la puissance intracavité, nous avons remplacé le miroir de 1 % par un miroir hautement réfléchissant (R_{\max}) transmettant environ 0,1 %. Dans ce cas, pour certains réglages de la cavité, le laser est capable de démarrer seul (sans l'action du miroir vibrant) en régime impulsionnel. La figure 14 nous montre l'évolution du laser après avoir mis la main dans la cavité. On s'aperçoit qu'au bout d'environ 1 s, le laser devient instable et un train d'impulsions commence à apparaître. Au bout de quelques secondes ce dernier est stable et le laser peut fonctionner en régime femtoseconde pendant plusieurs heures. On est donc dans ce cas en présence d'un laser autodémarrant.

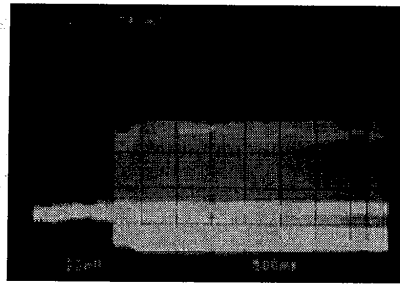


Figure 14 : Comportement autodémarrant du laser. L'effet laser est stoppé pendant quelque secondes en mettant la main dans la cavité, puis rétabli (commencement de l'enregistrement).
L'échelle est de 500 ms par division.

Les figures 15a et 15b nous donnent respectivement, l'autocorrélation et le spectre des impulsions obtenues dans ce cas. Le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ est égal à 0,38, ce qui nous indique que les impulsions ne sont pas tout à fait limitées par la transformée de Fourier de leur spectre. Si l'on regarde ce dernier, on s'aperçoit qu'il est légèrement dissymétrique, ce qui semble indiquer que les effets de dispersion du troisième ordre ne sont pas correctement compensés (cf tableau 3).

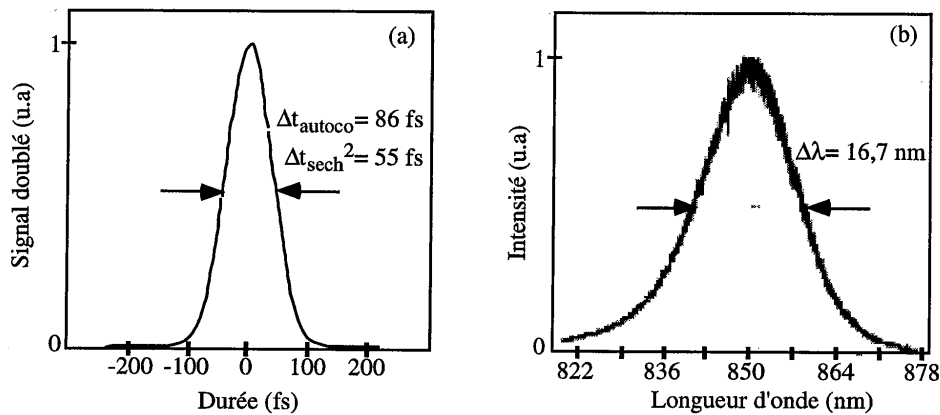


Figure 15 : Autocorrélation et spectre des impulsions obtenue avec un miroir de sortie de 0,1%

La puissance de sortie obtenue est cependant plus faible qu'avec un miroir de 1 %, puisque l'on obtient 10 mW

3. Utilisation de prismes en LaK31.

De manière à réduire les durées d'impulsions obtenues, nous avons remplacé les prismes en SF10 par deux prismes en LaK31. Ce matériau d'indice plus faible que le SF10 est censé introduire moins de dispersion du troisième ordre. En utilisant le miroir de sortie transmettant 1 % et en faisant fonctionner le miroir vibrant, nous avons pu obtenir des impulsions de 43 fs (figure 16a). La largeur à mi-hauteur du spectre correspondant est de 19,7 nm, ce qui donne un produit $\Delta t \cdot \Delta \nu = 0,35$. On s'aperçoit que les impulsions obtenues sont plus courtes qu'avec les prismes en SF10. En effet la dispersion du troisième ordre est a priori mieux compensée avec les prismes en LaK31 (tableau 3). Cependant, ces prismes présentent des pertes d'insertion beaucoup plus élevées que les prismes en SF10, et la puissance de sortie

est réduite à 30 mW. De plus, même en remplaçant le miroir de sortie par un miroir hautement réfléchissant, il n'a pas été possible d'obtenir un régime autodémarrant.

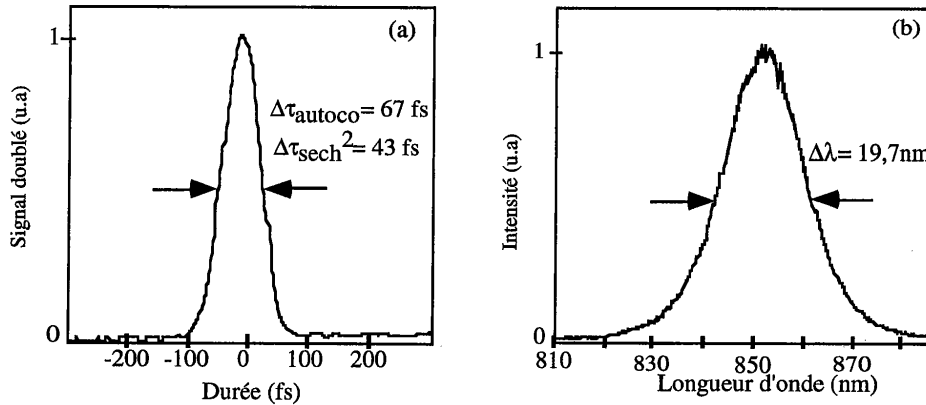


Figure 16 : Autocorrélation et spectre des impulsions obtenues avec des prismes LaK31.

IV. Conclusion.

Nous avons vu dans ce chapitre que le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ était un excellent candidat pour la réalisation d'un oscillateur femtoseconde tout solide. En effet sa large plage d'émission nous a permis d'obtenir des impulsions inférieures à 50 fs, de durée limitée par la transformée de Fourier de leur spectre [46]. Des durées encore plus courtes ont pu être obtenues par une équipe de l'Imperial College, en utilisant des prismes en F2 [47]. Ce matériau possède des caractéristiques proches de la silice et permet d'obtenir des valeurs très faibles de la dispersion du troisième ordre (tableau 3). De plus, en alignant la cavité d'une manière adéquate, nous avons pu obtenir pour la première fois un régime autodémarrant dans un $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes, ce qui n'est pas le cas des lasers $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ décrits dans la littérature. Associé à un amplificateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, pompé par diodes, cet oscillateur femtoseconde permettrait alors d'obtenir un système compact et tout solide, délivrant des impulsions de quelques microjoules.

La réalisation d'un amplificateur nécessite cependant d'optimiser le gain dans le milieu laser. Avant de réaliser un amplificateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes, il paraît donc intéressant d'estimer le gain qu'il est possible d'obtenir. La partie suivante va nous permettre de répondre à cette question à l'aide d'une étude théorique, puis expérimentale du gain.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

Introduction

Nous avons vu dans les chapitres précédents, qu'il était possible de réaliser des oscillateurs $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ impulsionnels, pompés par diodes. Cependant les énergies obtenues sont de l'ordre de 100 pJ. Si l'on désire des impulsions de plus grande énergie, il faut utiliser un système d'amplification. On peut alors penser réaliser un amplificateur $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes. Un problème se pose alors, en effet nous avons mentionné à plusieurs reprises qu'il existait des problèmes thermiques importants dans le cristal. En régime continu ou en régime impulsionnel, nous avons vu qu'il était possible de limiter leurs effets en jouant sur le dopage du cristal. En régime d'amplification, le fonctionnement du laser est a priori différent, puisqu'il s'effectue un stockage de l'énergie dans le niveau excité de la transition laser. Des effets, tels que l'upconversion, risquent donc d'avoir une influence plus importante qu'en régime continu.

Dans cette partie, nous allons présenter une étude théorique du gain dans un laser fonctionnant en régime déclenché (identique à un régime d'amplification). Nous verrons alors qu'il est possible d'optimiser ce dernier en modifiant les caractéristiques de la pompe. Nous utiliserons ensuite ces résultats, accompagnés d'une mesure expérimentale du gain, pour réaliser un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ déclenché, pompé par diodes. Ce dernier représente un premier pas vers un système plus complexe tel qu'un amplificateur régénératif pompé par diodes.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20

Chapitre VII.

Étude théorique du gain dans le cas d'un laser déclenché.

Le but de ce chapitre est de connaître quels sont les paramètres limitant les performances d'un laser déclenché, utilisant un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, afin de savoir quelles sont les grandeurs à optimiser.

Une impulsion produite par un oscillateur déclenché, ou un amplificateur, est en général caractérisée par son énergie. Dans le paragraphe I, nous montrerons que cette énergie est directement proportionnelle à la population de l'état excité, du milieu laser. Cependant, ce paramètre n'est pas accessible par l'expérience. Dans le paragraphe II, nous calculerons alors le gain, afin de montrer que ce dernier est lié à la population de l'état excité, et donc que l'énergie est liée au gain. Nous étudierons ensuite l'influence de différents paramètres sur le gain du laser. Le paragraphe III nous donnera l'influence de la divergence de la pompe. Les paragraphes IV et V nous permettront de prendre en compte les phénomènes physiques propres au cristal ("upconversion", thermique). Nous verrons enfin comment choisir le dopage en ions Cr^{3+} pour optimiser le gain effectif non saturé.

I. Étude simplifiée du régime déclenché.

Nous allons essayer de montrer que l'énergie des impulsions obtenues en régime déclenché, est directement proportionnelle à la population de l'état excité. Pour cela, nous allons résoudre les équations d'évolution du système en fonction du temps. Le système d'équations ne peut pas se résoudre analytiquement, si l'on tient compte de la dépendance en x , y et z . Nous allons donc nous limiter au cas où l'inversion de population ne dépend pas des coordonnées spatiales.

Considérons un résonateur de longueur ℓ , contenant un milieu actif uniformément réparti entre les deux miroirs formant le résonateur (figure 1). Nous supposons que ce milieu est **pompé uniformément de telle sorte que la densité d'atomes dans l'état excité, notée N , soit constante sur tout le volume.**

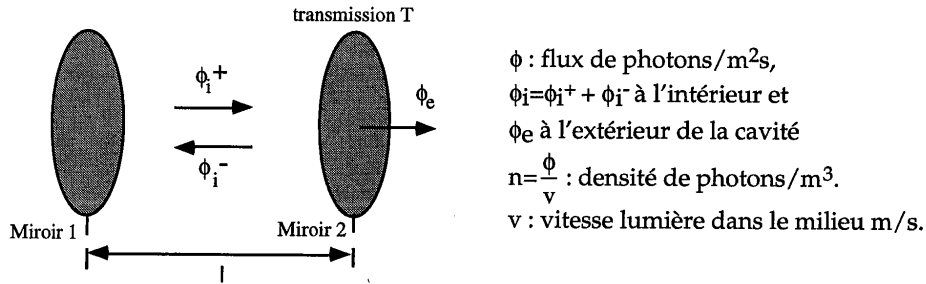


Figure 1 : Schéma du résonateur.

Nous allons partir des équations d'évolution générales sur l'inversion de population et la densité de photons. Les deux équations couplées s'écrivent pour un système à 4 niveaux [1]:

$$\frac{dN}{dt} = T_p - \sigma_{\text{eff}} \cdot v \cdot n \cdot N - \frac{N}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{\tau_c} + \sigma_{\text{eff}} \cdot v \cdot n \cdot N \quad \text{avec} \quad \tau_c = \frac{2l}{v\epsilon} \quad (2)$$

τ : durée de vie du niveau excité (s).

τ_c : durée de vie des photons dans la cavité (s).

ϵ : pertes introduites par le résonateur sur un aller et retour.

T_p : nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par seconde ($\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$).

N : densité d'atomes dans l'état excité (m^{-3}).

N/τ : terme d'émission spontanée.

σ_{eff} : section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde d'émission (m^2).

Pour faire fonctionner un laser en mode déclenché, on maintient un niveau de pertes élevé pendant un temps t_i , puis on rétablit les pertes à un niveau permettant l'oscillation laser entre t_i et t_f (figure 2). Le système d'équations couplées peut donc se séparer en deux parties avant et après t_i :

$$\bullet 0 < t < t_i \quad n \ll 1 \Rightarrow \frac{dN}{dt} = T_p - \frac{N}{\tau} \quad (3)$$

$$\bullet t_i < t < t_f \quad \begin{cases} \frac{dN}{dt} = -\sigma_{\text{eff}} \cdot v \cdot n \cdot N \\ \frac{dn}{dt} = \sigma_{\text{eff}} \cdot v \cdot n \cdot N - \frac{n}{\tau_c} \end{cases} \quad (4a, 4b)$$

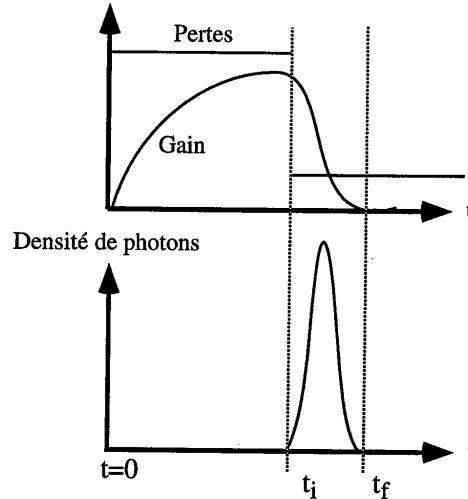


Figure 2 : Évolution des pertes et du nombre de photons en fonction du temps.

Pour écrire ce système, on suppose que la durée $t_f - t_i$ est courte devant les temps caractéristiques de pompage et de durée de vie du niveau excité. En effet, les durées d'impulsions sont de l'ordre de la centaine de nanosecondes alors que le temps de fluorescence et le temps nécessaire pour "remplir" le niveau excité sont de l'ordre de la dizaine de microsecondes. D'autre part, on suppose que le terme d'émission spontanée peut être négligé devant le terme d'émission stimulée.

L'équation (3) entraîne :
$$N(t) = \tau T_p \left(1 - \exp - \frac{t}{\tau} \right).$$

Pour $t_i \gg \tau$, on obtient la population de l'état excité avant la création de l'impulsion :

$$\boxed{N(t = t_i) = N_i = \tau T_p} \quad (5)$$

En divisant (4b) par (4a), on obtient :

$$\frac{dn}{dN} = \frac{\sigma_{\text{eff}} v N - 1 / \tau_c}{-\sigma_{\text{eff}} v \cdot N} = \frac{1}{\tau_c \sigma_{\text{eff}} v \cdot N} - 1 \quad .$$

Après intégration :

$$n = -N + \frac{1}{\tau_c \sigma_{\text{eff}} v} \log N + \text{cste} \quad (6)$$

Pour déterminer la constante, on se place à $t = t_i$, on a alors $N = N_i = \tau T_p$ et $n = 0$.

$$\Rightarrow \text{cste} = N_i - \frac{1}{\tau_c \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot v} (\log N - \log N_i)$$

$$\Rightarrow \boxed{n = (N_i - N) + \frac{1}{\tau_c \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot v} \left(\log \frac{N}{N_i} \right)} \quad (7)$$

Cette expression nous donne l'évolution de la densité de photons dans la cavité entre t_i et t_f . Ceci va nous permettre de déterminer les caractéristiques de l'impulsion produite.

1. Puissance extracavité.

Si l'on note T la transmission du miroir de sortie et $\phi_i = n \cdot v$ le flux de photons dans la cavité, le flux de photons ϕ_e extrait s'écrit :

$$\phi_e = \frac{1}{2} T \cdot n \cdot v \quad (8)$$

Remarque :

Le facteur 1/2 provient du fait qu'il existe dans la cavité deux ondes contrepropagatives, ϕ_i peut donc s'écrire $\phi_i = \phi_i^+ + \phi_i^-$. L'extraction de l'énergie se fait sur un aller simple, dans un seul sens.

Si l'on suppose pour simplifier, que le flux est uniforme sur la surface du faisceau, la puissance de sortie peut s'écrire :

$$P = h \cdot \nu \cdot \phi_e \cdot S$$

$$P = \frac{1}{2} h \cdot \nu \cdot T \cdot v \cdot n \cdot S \quad (9)$$

S : section du faisceau et ν la fréquence des photons.

2. Énergie de l'impulsion.

L'énergie est donnée comme l'intégrale de la puissance sur la largeur de l'impulsion soit :

$$E = \int_{t_i}^{t_f} P \cdot dt.$$

$$E = \frac{1}{2} h \cdot \nu \cdot T \cdot \nu \cdot S \int_{t_i}^{t_f} n(t) dt \quad . \quad (10)$$

Si l'on change de variable d'intégration, l'équation (10) peut s'écrire sous la forme :

$$E = \frac{1}{2} h \cdot \nu \cdot T \cdot \nu \cdot S \int_{N_i(t=t_i)}^{N_i(t=t_f)} n(t) \frac{dt}{dN} dN \quad . \quad (11)$$

D'après les équations d'évolution, $\frac{dN}{dt} = -\sigma_{\text{eff}} \cdot \nu \cdot n \cdot N$ (4.a). En utilisant l'équation (11), l'énergie de l'impulsion peut s'écrire sous la forme :

$$E = \frac{1}{2} h \cdot \nu \cdot T \cdot \nu \cdot S \int_{N_i}^{N_f} -\frac{1}{\sigma_{\text{eff}} \nu N} dN$$

$$(4.a),(11) \Rightarrow E = -\frac{1}{2} h \cdot \nu \cdot T \cdot S \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}} [\log N]_{N_i}^{N_f} \quad (12)$$

$$E = \frac{1}{2} \frac{h \cdot \nu \cdot T \cdot S}{\sigma_{\text{eff}}} \cdot \log \frac{N_i}{N_f} \quad .$$

À $t=t_f$ ($N=N_f$), le densité de population dans l'état excité est proche de zéro. L'expression de N_f est donc obtenue en faisant $n = 0$ dans l'expression (7):

$$N_i - N_f + \frac{1}{\tau_c \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot \nu} (\log N_f / N_i) = 0 \quad . \quad (13)$$

Posons $\frac{1}{\tau_c \cdot \sigma_{\text{eff}} \cdot \nu} = N_t$ où N_t représente la densité d'atomes dans l'état excité au seuil du laser :

$$\Rightarrow \log \left(\frac{N_i}{N_f} \right) = \left(\frac{N_i - N_f}{N_t} \right) \quad (14)$$

L'équation précédente montre que l'évolution de N_f est liée à celle de N_i . Nous allons essayer d'évaluer plus précisément cette dépendance. L'équation (14) peut se mettre sous la forme :

$$N_t \log (N_f) - N_f = N_t \log (N_i) - N_i \quad . \quad (15)$$

Si l'on divise les deux membres de l'égalité par N_t et que l'on soustrait $\log(N_t)$, on arrive à :

$$\log(N_f) - \log N_t - \frac{N_f}{N_t} = \log(N_i) - \log(N_t) - \frac{N_i}{N_t},$$

$$\Rightarrow \log\left(\frac{N_f}{N_t}\right) - \frac{N_f}{N_t} = \log\left(\frac{N_i}{N_t}\right) - \frac{N_i}{N_t}. \quad (16)$$

Les rapports N_i/N_t et N_f/N_t représentent en fait les taux de pompage initial et final.

Prenons l'exponentielle de l'équation (16), qui devient :

$$\frac{N_f}{N_t} e^{-\frac{N_f}{N_t}} = \frac{N_i}{N_t} e^{-\frac{N_i}{N_t}} \quad \text{avec} \quad \frac{N_i}{N_t} \geq \frac{N_f}{N_t}. \quad (17)$$

Cette équation peut être résolue graphiquement, pour cela on trace la fonction $x \cdot e^{-x}$ (figure 3).

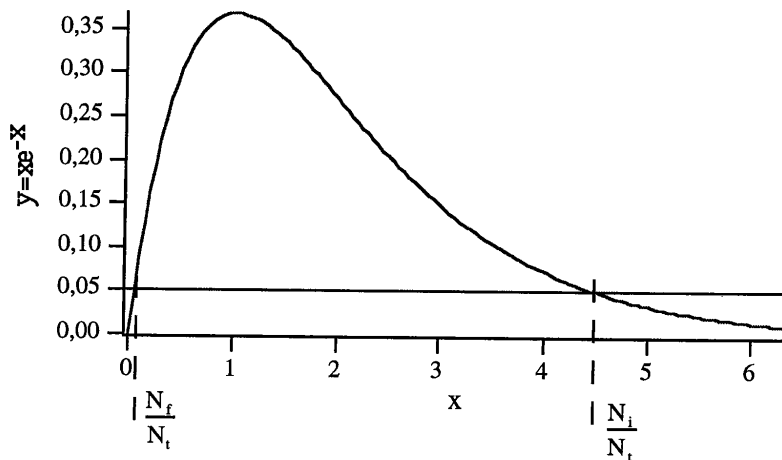


Figure 3 : Résolution graphique de l'équation (17).

Nous obtenons un ensemble de solutions déterminé par l'intersection de la droite $y = y_0$ et de la courbe $y = x e^{-x}$. De plus, on s'aperçoit que plus $\frac{N_i}{N_t}$ est grand et plus l'écart $\left(\frac{N_i}{N_t} - \frac{N_f}{N_t}\right)$ est important.

Si maintenant nous revenons à l'expression de l'énergie, en utilisant les relations (12) et (14), nous arrivons à :

$$E = \frac{1}{2} \frac{h \cdot \nu \cdot T \cdot S}{\sigma_{\text{eff}}} \left(\frac{N_i}{N_t} - \frac{N_f}{N_t} \right) \quad (18)$$

Pour augmenter l'énergie par impulsion, il faut donc d'après la figure 3 et l'équation (18):

- d'une part augmenter l'énergie stockée c'est à dire N_i ,
- d'autre part extraire au mieux l'énergie stockée, donc rendre N_f le plus petit possible, ce qui revient d'après la figure 3 à augmenter le rapport N_i/N_t .

Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer que cette deuxième condition revient en fait à maximiser le gain effectif G_0 du laser.

II. Modélisation du gain effectif non saturé.

1. Étude des niveaux du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.

Le LiSAF peut être modélisé comme un laser à quatre niveaux, avec une transition laser entre la bande 4T_2 et le niveau vibrationnel de la bande 4A_2 [2] (figure 4).

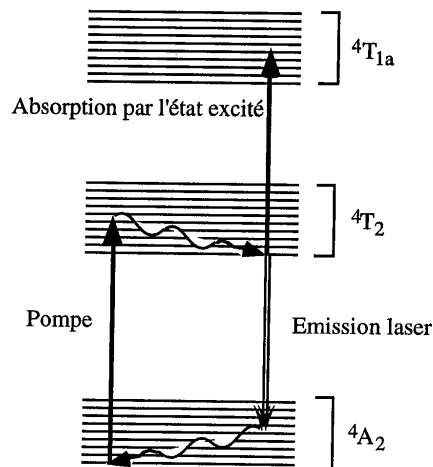


Figure 4 : Niveaux d'énergie de l'ion Cr^{3+} dans la matrice de LiSAF.

Le niveau haut de la transition laser représente l'état excité. Pour simplifier les calculs, nous ne tiendrons pas compte de la réabsorption par l'état fondamental des photons émis, celle-ci étant négligeable au delà de 800 nm. Nous supposons de plus que le laser fonctionne à 850 nm au maximum de la courbe de gain. Dans un premier temps, nous négligerons les phénomènes "d'upconversion" [3] pour simplifier les calculs. Nous en tiendrons compte dans le paragraphe IV de ce chapitre, pour donner leur influence sur le gain du laser. Enfin nous prendrons en compte l'absorption par les ions Cr^{3+} dans l'état excité, à la longueur d'onde d'émission laser [3]. Cette absorption n'a aucun effet sur la population de l'état excité car le temps de vie de l'état excité 4T_2 (67 μs) est très grand par rapport au temps de relaxation des atomes entre les niveaux ${}^4T_{1a}$ et 4T_2 . Par contre, les atomes de l'état excité absorbant une partie des photons émis, on aura une baisse du gain non saturé du laser.

2. Expression de la population de l'état excité en l'absence d'effet laser.

Nous noterons :

- $N(x,y,z)$ la densité volumique d'atomes dans l'état excité,
- $T_p(x,y,z)$ le taux de pompage, nombre d'atomes arrivant par seconde et par unité de volume dans l'état excité,
- $I_c(x,y,z)$ l'intensité laser dans la cavité au point (x,y,z) ,
- σ_{eff} la section efficace d'émission laser,
- h la constante de Planck,
- ν_c et ν_p les fréquences de la cavité laser et de la pompe,
- et τ le temps de vie de l'état excité.

L'équation d'évolution de la population de l'état excité s'écrit :

$$\frac{dN(x,y,z)}{dt} = T_p(x,y,z) - \frac{\sigma_{\text{eff}}}{h\nu_c} N(x,y,z) I_c(x,y,z) - \frac{N(x,y,z)}{\tau}. \quad (19)$$

Le premier terme du second membre de cette expression est lié à l'énergie apportée par la pompe, le second à l'émission stimulée et le troisième à l'émission spontanée.

Tant que le laser ne fonctionne pas, on peut négliger les photons émis par émission stimulée le long de l'axe de la cavité ($I_c \equiv 0$). L'équation (19) donne alors :

$$\frac{dN(x,y,z)}{dt} = T_p(x,y,z) - \frac{N(x,y,z)}{\tau}$$

Soit après intégration, et en posant $N(t=0)=0$ (on commence le pompage à $t=0$):

$$N(x,y,z) = \tau T_p(x,y,z) \times \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (20)$$

si $t \gg \tau$ l'inversion de population tend vers une inversion de population stationnaire $N_{\text{stat}}(x,y,z)$ donnée par :

$$N_{\text{stat}}(x,y,z) = \tau T_p(x,y,z) \quad (21)$$

3. Variation de I_c en fonction du gain non saturé.

On suppose que I_c est très petit donc l'émission stimulée ne dépeuple pas le niveau excité. Dans ce cas, le gain est dit non saturé. Considérons un volume élémentaire $dV = dS \cdot dz$ autour d'un point $\{x,y,z\}$ (figure 5).

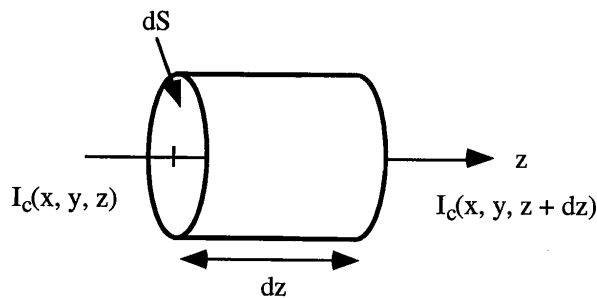


Figure 5 : Volume élémentaire au point x,y,z .

Le nombre de photons émis dans ce volume élémentaire, suivant l'axe z et pendant le temps $dt = \frac{dz}{v}$ dépend de 3 phénomènes : l'émission stimulée, l'émission spontanée et l'absorption par l'état excité (section efficace σ_{esa}). À l'abscisse $z+dz$, l'intensité peut donc s'écrire :

$$I_c(x,y,z+dz) = I_c(x,y,z) + (\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) N_{\text{stat}}(x,y,z) I_c(x,y,z) dz \quad (22)$$

or :

$$I_c(x, y, z + dz) = I_c(x, y, z) + \frac{dI_c}{dz}(x, y, z) dz \quad . \quad (23)$$

Les expressions (22) et (23) nous permettent d'exprimer la variation de I_c :

$$\frac{dI_c}{dz}(x, y, z) = (\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) N_{\text{stat}}(x, y, z) I_c(x, y, z) \quad . \quad (24)$$

En tenant compte de l'expression (21) de $N_{\text{stat}}(x, y, z)$, nous obtenons :

$$\frac{dI_c}{dz}(x, y, z) = g_o(x, y, z) I_c(x, y, z) \quad (25)$$

$$\text{avec } g_o(x, y, z) = \tau(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) T_p(x, y, z) \quad (26)$$

$g_o(x, y, z)$ est appelé **gain non saturé** du laser. Il s'exprime en m^{-1} .

Si nous supposons que $I_c(x, y, z)$ possède un profil gaussien, de symétrie de révolution autour de l'axe z , nous pouvons écrire :

$$I_c(x, y, z) = I_{co}(z) \exp - 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{w_c^2(z)} \right) \quad (27)$$

$I_{co}(z)$ étant l'intensité dans la cavité sur l'axe optique. $w_c(z)$ représente l'évolution du rayon du faisceau dans la cavité suivant l'axe z et suit la relation suivante :

$$w_c(z) = w_{c0} \sqrt{1 + (z - z_{c0})^2 \frac{\lambda_c^2}{n_{\text{Lisaf}}^2 \pi^2 w_{c0}^4}} \quad (28)$$

w_{c0} représente le rayon du faisceau de cavité au point de focalisation et z_{c0} sa position dans le cristal,

n_{Lisaf} : indice du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$,

λ_c : longueur d'onde d'émission laser.

4. Expression du gain non saturé en fonction du profil de pompe.

Si l'on suppose que le profil de pompe est gaussien, l'intensité du faisceau de pompe dans le cristal peut s'écrire :

$$I_p(x, y, z) = I_0(z) \exp(-\alpha_p z) \exp\left[-2 \left[\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right]\right], \quad (29)$$

où α_p est le coefficient d'absorption linéique du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ à la longueur d'onde de pompe 670 nm,
 $I_0(z)$ est l'intensité du faisceau de pompe à l'abscisse z du cristal.

Le facteur 2 dans la deuxième exponentielle vient de la définition des rayons : l'intensité est divisée par $1/e^2$ par rapport au maximum pour les abscisses $x = w_{px}(z)$ et $y = w_{py}(z)$, $w_{px}(z)$ et $w_{py}(z)$ sont les rayons du faisceau de pompe supposé elliptique suivant l'axe z .

Le nombre de photons absorbés par unité de volume et par seconde a le même profil que $I_p(x, y, z)$. De plus, le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par unité de volume et par seconde ($T_p(x, y, z)$) est égal au nombre de photons absorbés. $T_p(x, y, z)$ a donc lui aussi le même profil et peut donc s'écrire sous la forme :

$$T_p(x, y, z) = T_p(0, 0, z) \exp\left[-2 \left[\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right]\right]. \quad (30)$$

Il reste à calculer la valeur de $T_p(0, 0, z)$.

Considérons une tranche dz du cristal, comprise entre les abscisses z et $z + dz$.

Appelons $P_p(z)$ la puissance du faisceau de pompe au point d'abscisse z du cristal et P_{p0} la puissance du faisceau de pompe incidente sur le cristal (en $z = 0$). $P_p(z)$ s'écrit :

$$P_p(z) = P_{p0} e^{-\alpha_p z} \quad (31)$$

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par seconde entre z et $z + dz$ est :

$$\frac{\lambda_p}{hc} \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z} dz. \quad (32)$$

où : c est la vitesse de la lumière dans le vide et

λ_p la longueur d'onde de la pompe dans le vide.

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par seconde entre z et $z + dz$ s'écrit :

$$dz \iint_{xy} T_p(x, y, z) dx dy. \quad (33)$$

En utilisant (29), nous pouvons évaluer (32) et (33). Nous obtenons :

$$\frac{\lambda_p}{hc} \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z} = \frac{1}{\tau} T_p(0,0,z) \iint_{xy} e^{-2 \left(\frac{x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{Py}^2(z)} \right)} dx dy . \quad (34)$$

Après résolution de l'intégrale nous trouvons :

$$T_p(0,0,z) = \frac{2 \lambda_p P_{p0} \alpha_p}{hc \pi} \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_{Px}(z) w_{Py}(z)} . \quad (35)$$

Le nombre d'atomes arrivant dans l'état excité par unité de volume et par seconde s'écrit donc :

$$T_p(x,y,z) = \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi w_{Px}(z) w_{Py}(z)} e^{-\alpha_p z} \exp -2 \left(\frac{x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{Py}^2(z)} \right) . \quad (36)$$

Finalement la valeur du gain non saturé $g_0(x,y,z)$ s'écrit :

$$g_0(x,y,z) = \frac{2(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) \tau \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi w_{Px}(z) w_{Py}(z)} e^{-\alpha_p z} \exp -2 \left(\frac{x^2}{w_{Px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{Py}^2(z)} \right) . \quad (37)$$

5. Expression du gain effectif du laser sur un aller et retour.

Appelons $P_c(z)$ la puissance lumineuse présente au point z du cristal, due à l'émission laser.

$P_c(z)$ est reliée à $I_c(x,y,z)$ par une relation intégrale :

$$P_c(z) = \iint_{xy} I_c(x,y,z) dx dy \quad (38)$$

où $I_c(x,y,z)$ est défini par la relation (26).

Il nous reste à calculer la répartition d'intensité sur l'axe. L'expression (38) permet de relier $I_{co}(z)$ à $P_c(z)$ et nous obtenons après intégration de $I_c(x,y,z)$:

$$I_{co}(z) = \frac{2P_c(z)}{\pi w_c^2(z)} . \quad (39)$$

$I_c(x, y, z)$ vaut donc :

$$I_c(x, y, z) = \frac{2P_c(z)}{\pi w_c^2(z)} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_c^2(z)}\right) . \quad (40)$$

Par définition, nous appellerons le **gain effectif** du laser sur un aller et retour, le rapport $\Delta P_c(z)/P_c(z)$ exprimé en %, où $\Delta P_c(z)$ représente l'augmentation de $P_c(z)$ sur un aller et retour.

L'augmentation de $P_c(z)$ sur une tranche dz s'écrit, d'après (38):

$$\frac{dP_c(z)}{dz} = \frac{d}{dz} \iint_{xy} I_c(x, y, z) \, dx \, dy . \quad (41)$$

En rentrant le signe "dérivée" dans l'intégrale nous pouvons écrire

$$\frac{dP_c(z)}{dz} = \iint_{xy} \frac{dI_c}{dz}(x, y, z) \, dx \, dy . \quad (42)$$

Après un passage dans le cristal l'augmentation de $P_c(z)$ s'écrit:

$$\Delta P_c = \int_{z=0}^{z=\ell} \left[\iint_{xy} \frac{dI_c}{dz}(x, y, z) \, dx \, dy \right] dz , \quad (43)$$

où ℓ est la longueur du cristal.

Le gain en puissance sur un aller et retour est égal au gain après deux passages. Il s'écrit en tenant compte des formules (25), (37), (40) et (43) :

$$\begin{aligned} (\Delta P_c)_{\text{gain}} = & 2 \int_{z=0}^{z=\ell} P_c(z) \frac{4(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{cra}}) \tau \lambda_p \alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z}}{hc \pi^2 w_{px}(z) w_{py}(z) w_c^2(z)} \times \\ & \left[\iint_{xy} \exp\left\{-2 \left(x^2 \left(\frac{1}{w_{px}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{py}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) \right) \right\} dz \right] . \end{aligned} \quad (44)$$

En utilisant l'approximation "faible gain", nous pouvons dire que $P_c(z)$ varie relativement peu au cours d'un aller et retour dans la cavité. Nous allons donc

assimiler la valeur $P_c(z)$ à sa valeur au niveau du miroir de sortie que nous notons P_c . Ainsi, quel que soit z ,

$$P_c(z) = P_c$$

Ceci nous permet de sortir $P_c(z)$ de l'intégrale, dans l'expression (44), pour obtenir la valeur du **gain effectif non saturé sur un aller et retour que nous noterons G_0** :

$$G_0 = \frac{8(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) \tau \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi^2} \int_{z=0}^{z=l} \left[\frac{e^{-\alpha_p z}}{w_{px}(z)w_{py}(z)w_c^2(z)} \times \iint_{x,y} \exp -2 \left(x^2 \left(\frac{1}{w_{px}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) + y^2 \left(\frac{1}{w_{py}^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) \right) dx dy \right] dz \quad (45)$$

Essayons de faire apparaître dans cette expression la densité d'atomes dans l'état excité utilisée dans le paragraphe précédent. Cette dernière correspond à un milieu, où la densité d'atomes dans l'état excité est uniforme. Elle s'écrit sous la forme : $N_i = \tau T_p = \frac{\tau \lambda_p P_{p0}}{hcV}$ où V est le volume du milieu actif. Ceci permet d'écrire l'équation (45) sous la forme :

$$\left(\frac{\Delta P_c}{P_c} \right)_{\text{gain}} = N_i \times F(x, y, z), \quad (46)$$

où $F(x, y, z)$ contient une intégrale de recouvrement entre le profil de la pompe et le profil de la cavité sur le volume du cristal.

D'autre part, par définition, au seuil du laser, le gain est égal aux pertes sur un aller et retour soit :

$$\left(\frac{\Delta P_c}{P_c} \right)_{\text{pertes}} = N_t \times F(x, y, z), \quad (47)$$

où N_t est la densité d'atomes dans l'état excité au seuil du laser.

En utilisant les relations (46) et (47), on arrive à :

$$G_0 = \frac{N_i}{N_t} \left(\frac{\Delta P_c}{P_c} \right)_{\text{pertes}} \quad (48)$$

Pour une variation $(\Delta P_c/P_c)_{\text{pertes}}$ fixée par les pertes de la cavité, optimiser le gain revient donc à augmenter le rapport N_i/N_t . Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent cette condition revient en fait à augmenter l'énergie des impulsions extraites du laser.

L'équation (45) ne peut être résolue analytiquement dans le cas général. Dans la suite nous allons donc résoudre numériquement l'intégrale, pour obtenir les variations du gain dans certains cas particuliers. La résolution numérique et les courbes seront obtenues grâce à un logiciel de calcul scientifique: Mathematica. Il convient cependant de noter que ce logiciel ne permet pas de résoudre des intégrales portant sur trois variables séparées. Pour simplifier le problème nous considérerons que le faisceau de pompage possède une symétrie de révolution autour de l'axe z . Ceci n'est évidemment pas vrai pour les diodes laser qui possèdent en général un fort astigmatisme entre les deux directions d'émission. Cependant, dans la mesure où nous souhaitons obtenir des tendances d'évolution du gain et non des valeurs quantitatives, cette approximation reste raisonnable. De plus nous montrerons dans le chapitre suivant qu'il est possible de valider la théorie en utilisant un laser à krypton comme source de pompage.

Si l'on pose $w_{px}(z) = w_{py}(z) = w_p(z)$, il est possible de passer en coordonnées polaires dans l'équation (45) qui devient :

$$G_0 = \frac{16(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) \tau \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi} \int_{z=0}^{z=l} \left[\frac{e^{-\alpha_p z}}{w_p^2(z) w_c^2(z)} \times \int_{r=0}^{r=r_b} \exp - 2 r^2 \left(\frac{1}{w_p^2(z)} + \frac{1}{w_c^2(z)} \right) r dr \right] dz \quad (49)$$

Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier l'influence de la géométrie du faisceau de pompe et de cavité sur le gain. Nous donnerons, en particulier, des ordres de grandeurs pour la taille des faisceaux de pompe et de cavité permettant d'optimiser le gain.

III. Prise en compte de la divergence du faisceau de pompe.

Le rayonnement émis par les diodes laser utilisées pour le pompage du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ possède deux propriétés importantes :

• le faisceau émis par la surface active n'est pas de symétrie circulaire,
 • si dans une direction, la faible épaisseur du matériau semi-conducteur impose au faisceau de suivre les lois de la diffraction, dans l'autre direction ce n'est pas le cas. On est alors amené à introduire un facteur de qualité nommé m [4] dont nous avons déjà parlé dans la partie I du mémoire. Nous rappelons que ce dernier est défini comme le rapport entre la divergence du faisceau réel et celle du faisceau limité par la diffraction correspondant.

$$m = \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_{\text{gauss}}}{2}\right) = \frac{2\lambda_p}{\pi d} \quad (50)$$

λ_p est la longueur d'onde d'émission de la diode laser,
 d est la dimension de la zone émettrice dans la direction considérée,
 θ_{gauss} est la divergence d'un faisceau gaussien dont le rayon vaudrait $d/2$,
 θ est la divergence du faisceau dans la direction considérée.

Comme nous l'avons mentionné, dans le paragraphe précédent, il n'est pas possible de résoudre l'équation (45) en tenant compte de l'ellipticité du faisceau. Par contre, il est tout à fait possible de tenir compte du facteur m , puisque celui-ci agit sur la divergence du faisceau de pompe. Pour cela, il suffit d'écrire la relation nous donnant la variation du rayon du faisceau de pompe, en fonction de la position, sous la forme :

$$w_p(z) = w_{p0} \sqrt{1 + (z - z_{p0})^2 \frac{\lambda_p^2 M^2}{n_{\text{Lisaf}}^2 \pi^2 w_{p0}^4}} \quad (51)$$

w_{p0} représente le rayon du faisceau de cavité au point de focalisation et z_{p0} sa position dans le cristal.

Pour voir l'influence de ce paramètre sur le gain utile disponible dans le matériau laser, nous avons tracé une courbe d'évolution du gain G_0 (49) en fonction du facteur m (figure 6).

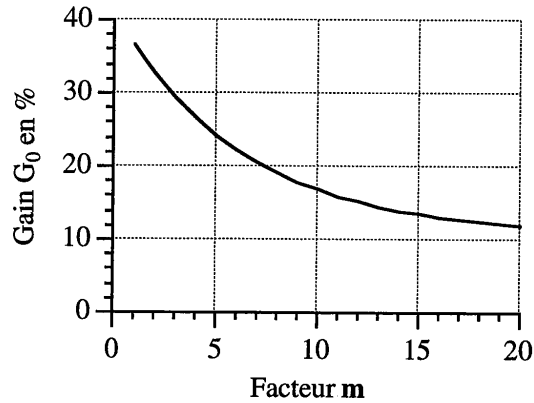


Figure 6: Évolution du gain G_0 en fonction du facteur m .

Les paramètres utilisés pour la simulation ont été choisis d'après les expériences effectuées (voir chapitre suivant) en ce qui concerne les faisceaux de pompe (w_p) et de cavité (w_c). Pour le rayon du faisceau de cavité, l'expression (45) nous montre que plus w_c est petit et plus le gain augmente (pour w_c proche de w_p). Expérimentalement il est difficile de descendre beaucoup en dessous de $w_c=18 \mu\text{m}$, pour des raisons d'encombrement des éléments de la cavité. Les différentes grandeurs intrinsèques au cristal sont tirées de la partie I du mémoire.

$\sigma_{\text{eff}}=4,8.10^{-24}$	Section efficace d'émission totale (m^2).
$\sigma_{\text{esa}}=1,6.10^{-24}$	Section efficace d'absorption par l'état excité (m^2).
$\sigma_{\text{abs}}=4,8.10^{-24}$	Section efficace d'absorption à 670 nm pour $E//c$ (m^2).
$n_{\text{Lisaf}}=1,4$	Indice du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$.
$\ell=3.10^{-3}$	Longueur du cristal (m).
$r_b=2.10^{-3}$	Diamètre du cristal (m).
$\tau=67.10^{-6}$	Durée de vie du niveau excité (s).
$\text{dop}=3$	Concentration en ions Cr^{3+} en % .
$\lambda_c=850.10^{-9}$	Longueur d'onde de l'émission laser (m).
$\lambda_p=670.10^{-9}$	Longueur d'onde de pompe (m).
$\alpha_p=1130$	Coefficient d'absorption linéique à 670 nm (m^{-1}).
$P_{p0}=0,4$	Puissance de pompe en W.
$w_{p0}=12.10^{-6}$	Rayon du faisceau de pompe (m).
$w_{c0}=18.10^{-6}$	Rayon du faisceau de cavité (m).
$z_{p0}=100.10^{-6}$	Position du point de focalisation du faisceau de pompe (m).
$z_{c0}=0$	Position du point de focalisation du faisceau de cavité (m).

Nous pouvons remarquer sur la figure 6 que le gain diminue, lorsque l'on augmente le facteur m . Ceci s'explique par le fait que le recouvrement entre le faisceau de la cavité et le faisceau de pompe se dégrade, au fur et à mesure que la divergence de la pompe augmente, dans le cas de l'absorption relativement faible considérée ici.

En conclusion, si l'on désire obtenir le gain le plus élevé, il faudra toujours chercher à minimiser la divergence du faisceau. Il faut cependant noter que dans le cas des diodes laser émettant dans le rouge, le plus petit m actuellement réalisé est encore supérieur à 5 dans la direction perpendiculaire à la jonction: cette valeur est obtenue avec des diodes prototypes Philips qui ne sont pas encore commercialisées. Dans le cas des diodes disponibles sur le marché, ce facteur vaut 30 pour la diode commercialisée par Spectra Diodes Laboratories et 12 pour la diode Applied Optronics (voir partie I, chapitre II).

Dans le paragraphe suivant nous ferons tous les calculs avec un m de 1, pour pouvoir valider les résultats grâce aux expériences effectuées avec un laser à krypton dont la qualité du faisceau est proche de la limite de diffraction.

IV. Influence du phénomène "d'upconversion" sur le gain du laser.

Le phénomène "d'upconversion"[3] concerne les ions Cr^{3+} dans le niveau haut de la transition laser. Il existe en effet une possibilité pour que deux ions Cr^{3+} dans le niveau 4T_2 interagissent dans un processus où l'un des ions se désexcite vers le niveau fondamental 4A_2 en cédant son énergie au deuxième ion qui passe dans un niveau d'énergie plus élevée. Ce dernier revient dans l'état excité 4T_2 par transition non radiative. Ce processus entraîne donc une baisse de population du niveau excité qui est traduite dans les équations d'évolution par un terme qui s'écrit αN^2 [5], où N représente la densité de population de l'état excité 4T_2 . Le coefficient α est d'autant plus élevé que la concentration en chrome est importante. Il vaut typiquement entre 2 et $6,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des dopages en chrome autour de 3 % [5]. Dans la suite nous prendrons $\alpha = 6,5 \cdot 10^{-22} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les calculs.

Le phénomène de "upconversion" est d'autant plus important que la population de l'état excité 4T_2 est grande. Or dans le cas qui nous intéresse deux raisons nous amènent à penser que ce phénomène peut-être important :

- le faisceau de pompe est fortement focalisé dans le cristal (rayon d'environ 12 μm) ce qui donne des densités de population de l'état excité localement élevées,
- en régime déclenché, on stocke l'énergie de pompe pendant un laps de temps important ce qui contribue aussi à augmenter N.

Nous allons donc essayer de tenir compte de ce phénomène dans le calcul du gain. Pour cela repartons de l'équation d'évolution du laser (19). Cette dernière s'écrit en présence "d'upconversion" :

$$\frac{dN(x,y,z)}{dt} = T_p(x,y,z) - \frac{\sigma_{\text{eff}}}{h\nu_c} N(x,y,z) I_c(x,y,z) - \frac{N(x,y,z)}{\tau} - \alpha N^2(x,y,z). \quad (52)$$

Si l'on néglige I_c et que l'on résout l'équation à l'état stationnaire, on obtient la population de l'état excité en tenant compte du phénomène d'upconversion :

$$N_{\text{up}}(x,y,z) = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\tau^2 \alpha T_p(x,y,z)}}{2\alpha\tau} \quad (53)$$

où $T_p(x,y,z)$ est défini par l'équation (36).

En suivant le même raisonnement qu'au paragraphe II, on peut écrire l'expression du gain non saturé $g_0(x,y,z)$ en présence "d'upconversion" :

$$g_0(x,y,z) = (\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}}) \times \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\tau^2 \alpha \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi w_{px}(z) w_{py}(z)} e^{-\alpha_p z} \exp -2 \left(\frac{x^2}{w_{px}^2(z)} + \frac{y^2}{w_{py}^2(z)} \right)}}{2\alpha\tau} \quad (54)$$

En utilisant les relations (40) et (42) et après passage en coordonnées polaires on obtient l'expression du gain effectif G_0 en présence "d'upconversion" :

$$G_0 = \frac{4(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}})}{\alpha\tau} \times \int_{z=0}^{z=l} \int_{r=0}^{r=r_0} \frac{\exp\left(\frac{-2r^2}{w_c^2(z)}\right)}{w_c^2(z)} \times \left(-1 + \sqrt{1 + 4\tau^2 \alpha \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi w_p^2(z)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_p^2(z)}\right)} \right) r dr dz \quad (55)$$

Pour voir l'influence de l'"upconversion" sur le gain nous avons calculé son évolution, en fonction de la puissance de pompe P_{p0} en tenant compte ou non de ce phénomène (figure 7). Les paramètres utilisés sont les mêmes que dans le paragraphe précédent.

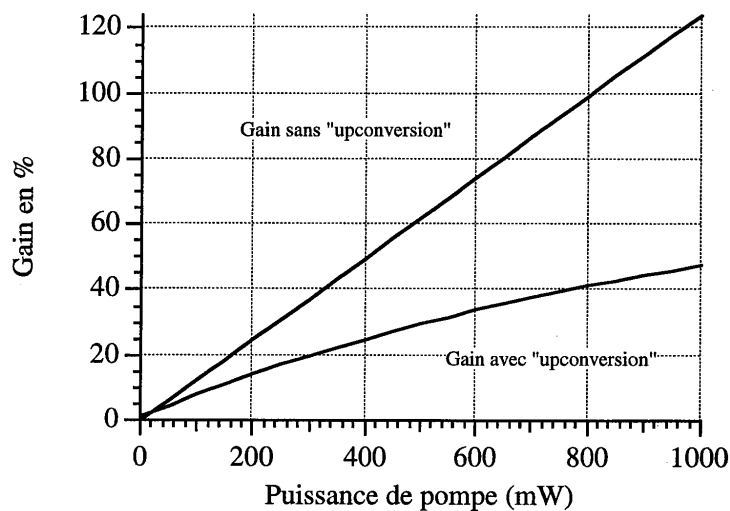


Figure 7: Évolution du gain en fonction de la puissance de pompe avec et sans "upconversion".

On voit sur le graphique précédent que l'"upconversion" joue un rôle important. En effet à 400 mW de pompe la diminution du gain est supérieure à 50%.

Dans les simulations nous avons fixé les valeurs des rayons des faisceaux de pompe et de cavité. Expérimentalement, le taille de la pompe peut-être aisément modifié, il est donc intéressant de voir si la valeur de $12 \mu\text{m}$ prise est bien optimale. En effet, le gain diminue au fur et à mesure que N augmente, une pompe très focalisée peut ne pas donner des résultats optimaux.

La courbe suivante (figure 8) nous montre l'évolution du gain en fonction du rayon du faisceau de pompe.

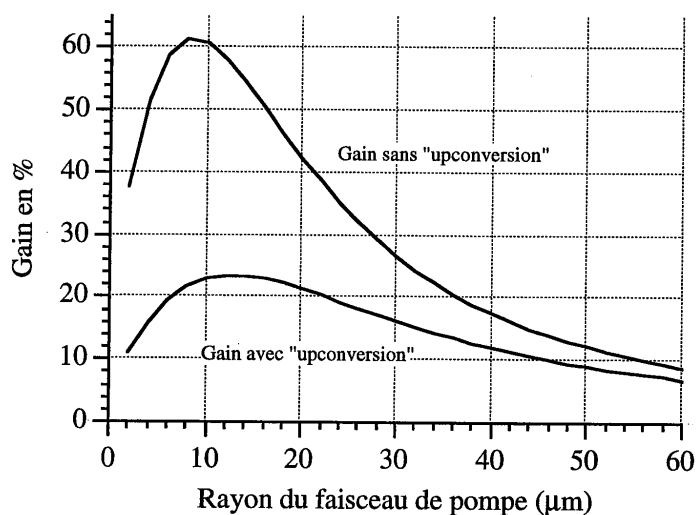


Figure 8: Évolution du gain en fonction du rayon du faisceau de pompe

Cette courbe nous permet de faire plusieurs remarques.

- Tout d'abord le gain en présence d'"up conversion" est optimal pour un rayon du faisceau de pompe autour de 13 µm ce qui justifie notre choix dans les simulations.

- D'autre part on peut noter que pour une taille du faisceau de pompe trop petite, le gain diminue. Ce phénomène s'explique facilement à l'aide de l'intégrale de recouvrement présente dans l'expression du gain. En présence d'"upconversion", le maximum de la courbe est plus bas (divisé par 3) et déplacé vers les plus grandes valeurs de rayon (13 µm contre 8 µm sans "upconversion"), pour lesquelles les valeurs de l'inversion de population sont plus faibles.

- Dans le cas du pompage par diodes, le faisceau est a priori très elliptique. Dans la direction limitée par la diffraction, sans précaution particulière, il est possible d'avoir des tailles de faisceau de pompe de l'ordre de 5 µm, comme on l'a vu dans la première partie du mémoire. Or d'après la courbe, il est inutile et même gênant de focaliser trop fortement la pompe. Qualitativement on peut donc estimer que pour obtenir un gain optimal dans le cas du pompage par diodes, il faudra circulariser au mieux la diode laser, ou tout du moins avoir des rayons supérieurs à 10 µm dans les deux directions.

Les deux derniers paragraphes nous ont donc permis de montrer, qu'il était possible d'optimiser le gain en choisissant judicieusement la géométrie de la pompe

et de la cavité. Cependant, nous avons montré que ce gain était limité de façon importante par un phénomène physique inhérent au cristal : l' "upconversion". Dans le paragraphe suivant, nous allons voir que ce dernier n'est pas le seul facteur limitatif, mais qu'il faut également prendre en compte les effets thermiques.

V. Étude des effets d'échauffement du cristal.

Lorsque l'on pompe un milieu actif, seule une partie de l'énergie est émise soit sous forme de fluorescence, soit sous forme d'émission stimulée. Le reste ne sert qu'à échauffer le cristal. Dans le cas qui nous intéresse, le faisceau de pompage est très focalisé, ce qui nous donne des densités de puissance très élevées. On peut donc s'attendre à des élévations locales de température relativement importantes. Or, cet échauffement a une conséquence fâcheuse sur le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$: **il entraîne une baisse de la durée de vie du niveau excité et donc de la fluorescence.** Il paraît donc important de tenir compte de ce phénomène, pour voir quels sont ses effets sur le gain.

Dans un premier temps, nous calculerons la répartition de la température dans le cristal en présence de la pompe. Puis nous en déduirons la durée de vie du niveau excité et le gain résultant.

Enfin nous verrons que les effets d' "upconversion" et de "quenching" jouent aussi un rôle important sur l'élévation de température du cristal. Nous étudierons tout d'abord l'influence de ces deux phénomènes pris séparément. Puis nous verrons, à la fin de ce paragraphe, l'évolution du gain lorsque tous ces effets sont considérés simultanément.

1. Calcul de la répartition de température.

Pour estimer la distribution de température dans le cristal, nous allons essayer de résoudre l'équation d'évolution de la chaleur, dans le cas d'un milieu pompé longitudinalement et en continu [6]. Pour simplifier les calculs et être cohérents avec les simplifications déjà effectuées dans les paragraphes précédents, nous supposerons le système de symétrie cylindrique. D'autre part, nous supposerons que le cristal est uniformément recouvert à sa périphérie par un milieu conducteur, maintenu par un radiateur à une température constante (figure 9). Cette condition revient en fait à supposer que le flux de chaleur résultant du pompage est radial.

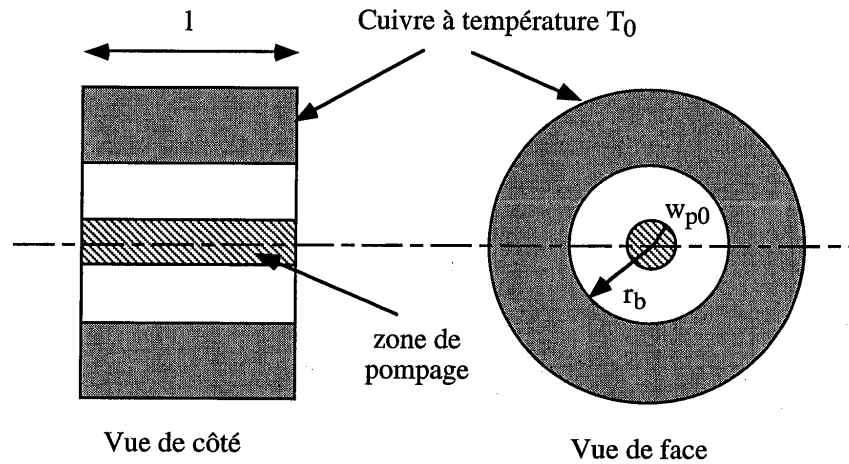


Figure 9 : Vue de face et de côté du cristal maintenu à la température T_0 par un radiateur en cuivre, l est la longueur du cristal, r_b son rayon et w_{p0} est le rayon du faisceau de pompe.

À l'état stationnaire, l'équation de la chaleur peut s'écrire dans le cas d'une symétrie cylindrique :

$$\nabla \cdot \mathbf{h}(r, z) = Q(r, z) \quad (56)$$

où \mathbf{h} est la densité de flux de chaleur exprimée en W/m^2 et $Q(r, z) = \frac{dP(r, z)}{dV}$ est la puissance par unité de volume déposée en chaleur par la source de pompage.

Le flux de chaleur est relié à la température T par la relation suivante :

$$\mathbf{h}(r, z) = -K_c \nabla T(r, z) \quad (57)$$

où K_c est la conductivité thermique du $Cr^{3+} : LiSAF$ en $W/m^\circ C$ [7].

Lorsque le flux de chaleur est radial, l'équation (57) peut être intégrée sur une couronne de rayon r et d'épaisseur infinitésimale Δz . On obtient :

$$2\pi r \Delta z h = \int_z^{z+\Delta z} \int_0^r \frac{dP(r', z')}{dV} 2\pi r' dr' dz' \quad (58)$$

Si l'on suppose que la chaleur déposée dans le cristal suit le profil de pompe, on peut écrire :

$$\frac{dP(r,z)}{dV} = \alpha_p I_{th0} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \exp(-\alpha_p z) \quad (59)$$

où I_{th0} est l'intensité servant à chauffer le cristal, sur l'axe z , et w_{p0} est le rayon du faisceau de pompe. Pour pouvoir effectuer le calcul littéralement nous supposons que le faisceau ne diverge pas dans le cristal.

En utilisant l'expression (59), l'équation (58) peut s'écrire après intégration sur r et z :

$$h(r,z) = \left(\frac{\alpha_p P_{th0}}{2\pi} \right) \exp(-\alpha_p z) \left(\frac{1 - \exp\left(\frac{-2r^2}{w_{p0}^2}\right)}{r} \right) \quad (60)$$

où P_{th0} est la part de puissance de pompe servant à échauffer le cristal et qui s'écrit : $P_{th0} = \frac{\pi w_{p0}^2 I_{th0}}{2}$.

En injectant la relation (60) dans l'équation (57) et en intégrant sur le rayon du cristal noté r_b , on obtient l'expression de la distribution en température à l'état stationnaire :

$$T(r,z) = \frac{\alpha_p P_{th0} \exp(-\alpha_p z)}{4\pi K_c} \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) + E_1\left(\frac{2r_b^2}{w_{p0}^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0 \quad (61)$$

où $T_0 = T(r_b, z)$ est la température de la surface du cristal, supposée constante et égale à celle du radiateur. E_1 est la fonction exponentielle intégrale [8] qui s'écrit :

$$E_1(z) = \int_z^\infty \frac{e^{-t}}{t} dt$$

Dans le cas qui nous intéresse, on trouve que la première fonction intégrale dans l'équation (61) est négligeable, donc :

$$\boxed{T(r,z) = \frac{\alpha_p P_{th0} \exp(-\alpha_p z)}{4\pi K_c} \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0} \quad (62)$$

Pour estimer les températures atteintes, nous avons tracé l'évolution de la température en fonction de r et z (figure 10). La figure 11 représente deux coupes sur les axes r et z .

Les paramètres utilisés sont les suivants :

$\ell=3.10^{-3}$	Longueur du cristal (m).
$r_b=2.10^{-3}$	Diamètre du cristal (m).
$\alpha_p=1130$	Coefficient d'absorption linéique de la pompe à 670 nm (m^{-1}).
$P_{p0}=0,4$	Puissance de pompe en W.
$w_{p0}=12.10^{-6}$	Taille du faisceau de pompe au point de focalisation (m).
$P_{th0}=0,085$	Puissance servant à échauffer le cristal.
$K_c=2,65$	Conductivité thermique en $W/m^{\circ}C$.
$T_0=18$	Température du radiateur en $^{\circ}C$.

Remarque :

La valeur de P_{th0} est déterminée par la différence d'énergie entre un photon de pompe (à 670 nm) et un photon laser (à 850 nm), soit :

$$P_{th0} = \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_c}\right) P_{p0} = 0,21 \cdot P_{p0} .$$

En ce qui concerne la valeur de K_c , cette dernière est différente suivant l'axe que l'on considère (parallèle ou perpendiculaire à c). Nous avons donc effectué une moyenne des valeurs les plus souvent rencontrées dans la littérature ($3,1 W/m^{\circ}C //$ à c et $1,8 W/m^{\circ}C \perp$ à c), soit $K_c=2,65 W/m^{\circ}C$.

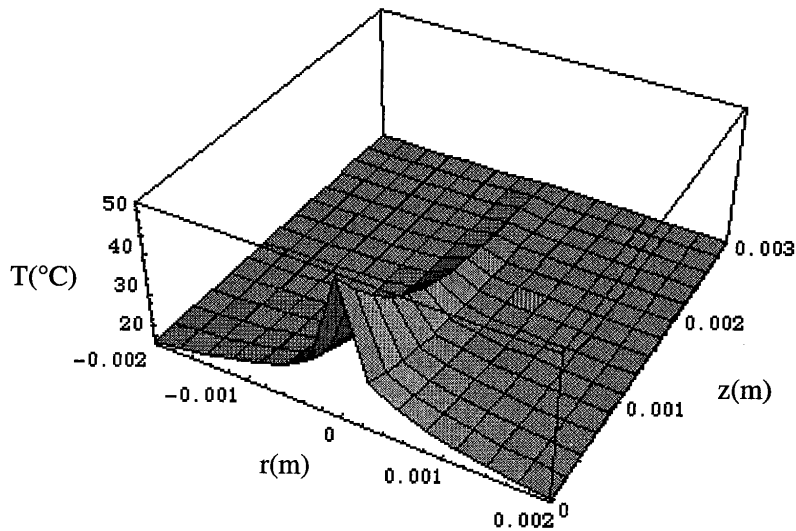


Figure 10 : Courbe d'évolution de la température dans le cristal sous l'influence de la puissance de pompe déposée.

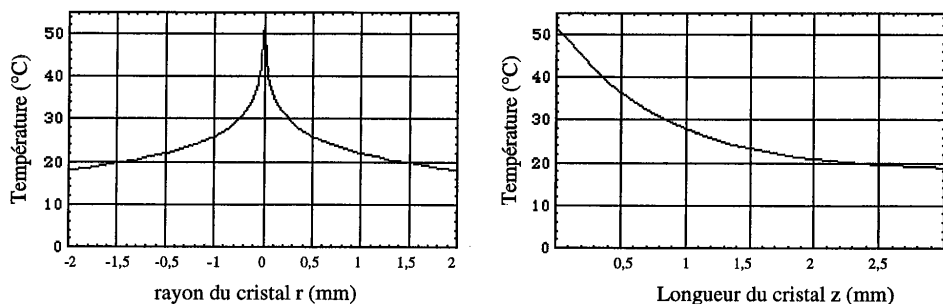


Figure 11 : Coupes de la température en $z=0$ et $r=0$.

Nous pouvons remarquer que la distribution de température, du fait de la mauvaise conductivité thermique suit le profil du faisceau de pompe, seule la largeur à mi-hauteur est augmentée. De plus la température obtenue sur l'axe ($>50^{\circ}\text{C}$) laisse présager des effets thermiques relativement importants.

2. Influence de la température sur le temps de vie du niveau excité.

Dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, à température ambiante, les ions Cr^{3+} ont une durée de vie constante d'environ $67 \mu\text{s}$ due à la désexcitation par fluorescence. Par contre, au fur et à mesure que l'on élève la température du cristal, les ions Cr^{3+} ont la possibilité de descendre vers des niveaux excités de l'état ${}^4\text{A}_2$ par désexcitation non radiative (voir la figure 4). Cet effet a pour conséquence la diminution du temps de vie effectif du niveau excité. On le rencontre dans la littérature sous le terme de "thermal quenching of fluorescence" [9].

La durée de vie observée sous l'effet de la température peut s'écrire :

$$\frac{1}{\tau(T)} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}(T)} \quad (63)$$

où τ_R est le temps de décroissance par désexcitation radiative et τ_{NR} par transition non radiative.

Le deuxième terme peut-être décrit par le modèle de Mott (mentionné dans la référence 9) qui nous donne l'évolution de τ_{NR} en fonction de la température.

$$\tau_{NR}(T) = \tau_{NR}^0 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (64)$$

où T est la température du cristal en Kelvin, k la constante de Boltzmann et ΔE l'énergie d'activation [9]. Les valeurs recueillies dans la littérature pour les deux derniers paramètres sont les suivantes :

$$\tau_{NR}^0 = 2,4 \cdot 10^{-14} \text{ s et } \Delta E = 5125 \text{ cm}^{-1}.$$

L'équation 63 peut s'écrire :

$$\tau(T) = \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}^0} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \right)^{-1} \quad (65)$$

La figure 12 nous donne l'évolution de τ en fonction de la température.

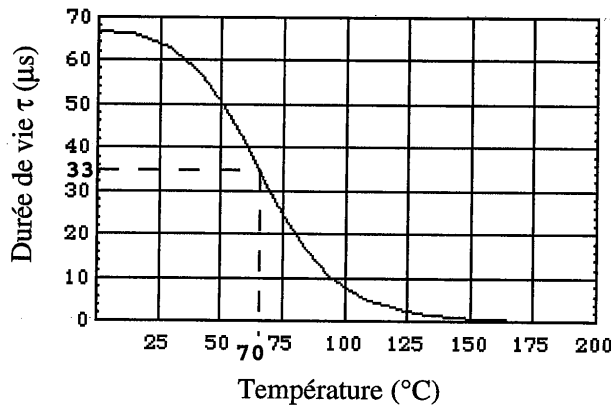


Figure 12 : Évolution de la durée de vie du niveau excité en fonction de la température.

On peut noter que pour une température supérieure à 70°C, la durée de vie est diminuée par un facteur 2. Or dans le paragraphe précédent, nous avons vu que localement la température dans le cristal pouvait atteindre 55°C. Il paraît donc important de tenir compte de la variation de τ. En injectant la relation donnant la température en tout point du cristal, dans la relation (65), nous obtenons :

$$\tau(r, z) = \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}^0} \exp\left(-\frac{4\pi K_c \Delta E}{\alpha_p P_{th0} k \exp(-\alpha_p z) \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0} \right) \right)^{-1} \quad (66)$$

Cette équation nous permet de calculer le temps de fluorescence τ en tout point du cristal en tenant compte du profil de pompe. On voit de plus que τ est une fonction exponentielle décroissante de la puissance de pompe. Les figures 13 et 14 représentent l'évolution de τ en fonction de r et z .

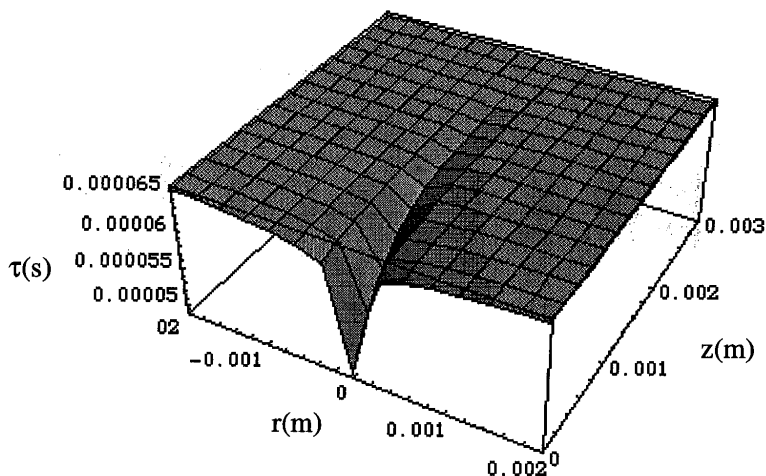


Figure 13 : Évolution du temps de fluorescence dans le cristal.

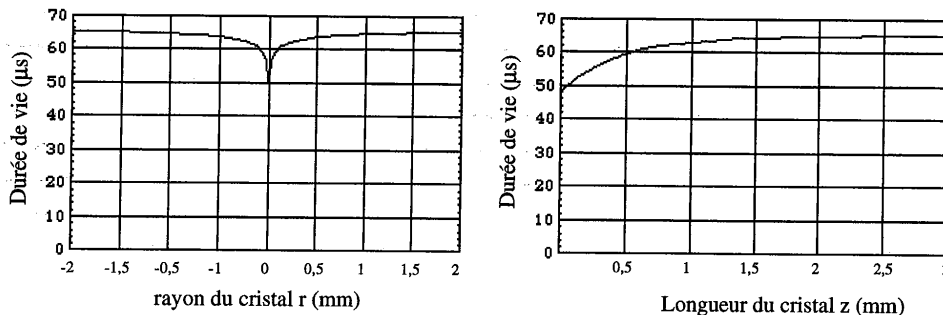


Figure 14 : Coupes du temps de fluorescence en $z=0$ et $r=0$.

On voit qu'au centre du cristal le temps de vie a été diminué puisqu'il n'est plus que de $50 \mu\text{s}$. On peut donc s'attendre à obtenir une diminution équivalente du gain dans ce cas.

Remarque :

La quantité $1/\tau_{NR}(T)$ représente la probabilité par seconde pour qu'un atome dans l'état excité descende dans le niveau fondamental de manière non radiative ("quenching"). Une telle désexcitation participe à l'augmentation de la puissance dissipée sous forme de chaleur. Nous verrons son influence dans le paragraphe 4.

3. Influence de l'"upconversion" sur l'échauffement du cristal.

Dans le paragraphe IV nous avons vu que l'effet d'"upconversion" diminuait fortement le gain. En effet ce processus met en jeu deux ions Cr^{3+} dans l'état excité. Un des deux transfère son énergie à l'autre qui monte dans un niveau plus élevé (4T_1). Ce dernier revient dans l'état excité 4T_2 par transition non radiative, donc en échauffant le cristal. Il serait donc intéressant d'étudier les effets thermiques engendrés par le phénomène d'"upconversion".

Pour cela nous allons essayer de calculer la puissance thermique associée au phénomène d'"upconversion". Nous avons vu que ce dernier pouvait être modélisé par un terme proportionnel au carré de l'inversion de population et représentant la perte d'atomes excités par "upconversion" : $-\alpha N^2$. En multipliant cette quantité par l'énergie d'un photon émis par fluorescence, et en intégrant sur le volume du cristal, nous obtenons la puissance perdue par "upconversion" et par assimilation une partie de celle servant à échauffer le cristal. Cette puissance thermique est notée :

$$P_{thermup} = \int_0^{r=b} \int_0^{z=l} (\alpha h\nu_c N_{up}^2(r,z)) 2\pi r dr dz \quad (67)$$

où N_{up} est défini par la relation (53) en coordonnées polaires et τ par la relation (66).

Sur la figure 15 nous avons tracé l'évolution de la puissance thermique par "upconversion" en fonction de la puissance de pompe. On voit qu'à faible puissance de pompe la partie perdue par échauffement est très faible. Les effets ne se font sentir qu'à partir de 100 mW.

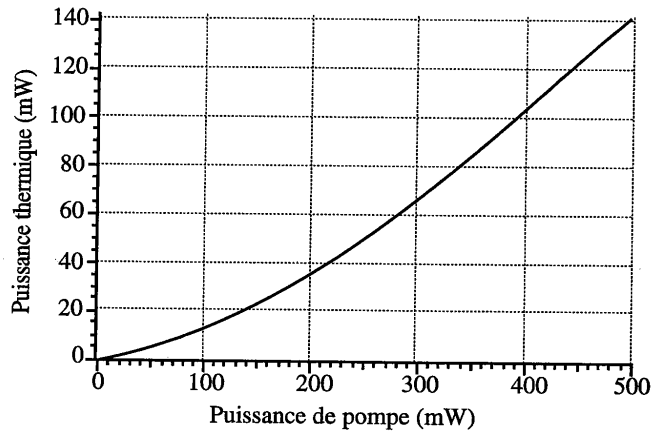


Figure 15 : Évolution de la puissance thermique dissipée dans le cristal par effet d'“upconversion” en fonction de la puissance de pompe.

Pour une puissance de pompe de 400 mW, environ 100 mW sont déposés sous forme thermique par “upconversion”

Nous allons maintenant pouvoir calculer l'influence de la puissance thermique ajoutée par “upconversion” (notée $P_{thermup}$) sur la distribution en température. Pour simplifier, nous séparons l'élévation en température due à la puissance de pompe de l'élévation en température due à l'“upconversion”. Nous allons utiliser l'équation (52). Il existe cependant une condition, il faut que le profil spatial suivant r et z de $P_{thermup}$ soit identique ou tout du moins proche du profil choisi pour $dP(r,z)/dV$ (relation 62). La figure 16 représente les profils suivant r et z de la puissance thermique rajoutée par “upconversion” comparés aux profils de la puissance thermique amenée par la pompe. Pour plus de clarté nous avons normalisé les courbes à 1.

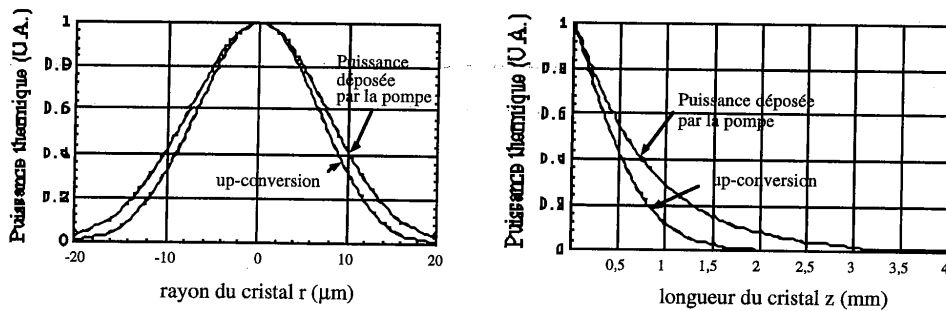


Figure 16 : Profil des puissances thermiques .

Sur la figure précédente, nous voyons que les profils de répartition des puissances thermiques déposée par la pompe ou ajoutée par "upconversion" sont très proches, suivant l'axe r . Par contre, l'écart est plus prononcé sur la répartition en z , mais le profil reste exponentiel, soit du type $\exp(-cste.z)$. En faisant varier la valeur de cette constante, il est donc a priori possible d'obtenir un bon accord entre les deux courbes (puissance déposée par la pompe et upconversion). Les meilleurs résultats ont été obtenus pour une valeur de la constante, que nous noterons α_{thermup} , de 1950 m^{-1} . Dans ce cas les deux courbes sont quasiment confondues. En utilisant la même démarche que dans le paragraphe 3, il est donc possible de trouver la distribution en température due à l'"upconversion". Il suffit pour cela de remplacer α_p par α_{pthermup} dans l'équation (62). On obtient alors le profil en température du aux effets d'"upconversion" :

$$T_{\text{up}}(r, z) = \frac{\alpha_{\text{thermup}} P_{\text{thermup}} \exp(-\alpha_{\text{thermup}} z)}{4\pi K_c} \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0 \quad (68)$$

La figure 17 représente l'évolution de l'échauffement dans le cristal créé par les phénomènes "d'upconversion".

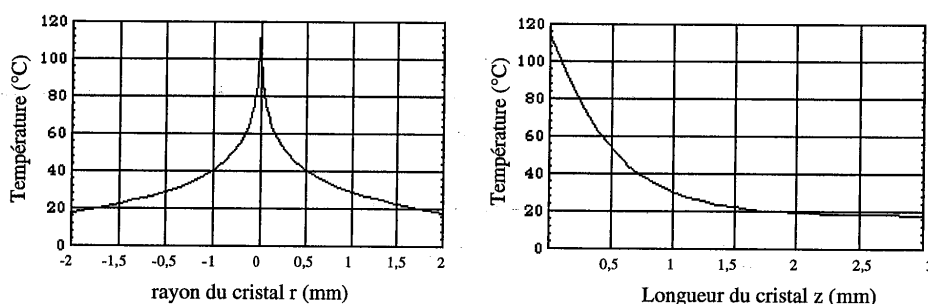


Figure 17 : coupes de la température en $z=0$ et $r=0$, sous l'influence de l'"upconversion" uniquement, pour une puissance de pompe de 400 mW.

On constate que la température au centre du cristal est élevée ($110 \text{ }^\circ\text{C}$), les effets d'"upconversion" vont donc avoir une influence non négligeable.

4. Influence du "quenching" sur l'échauffement du cristal.

Nous avons vu que lorsque le cristal s'échauffe, la durée de vie du niveau excité diminue, à cause de désexcitations non radiatives ("quenching"). Ces

dernières vont donc, à leur tour, participer à l'augmentation de la température dans le cristal. Dans ce paragraphe, nous allons essayer d'évaluer les effets thermiques associés au phénomène de "quenching". D'après le paragraphe 1, la puissance thermique due au "quenching", notée P_{thermq} , peut s'écrire:

$$P_{\text{thermq}} = \int_0^{r_b} \int_0^{z=1} \left(h\nu_c \frac{N_{\text{up}}(r,z)}{\tau_{\text{NR}}(r,z)} \right) 2\pi r dr dz \quad (69)$$

avec

$$\tau_{\text{NR}}(r,z) = \tau_{\text{NR}}^0 \exp\left(\frac{\Delta E}{kT(r,z)}\right) \quad (70)$$

$T(r,z)$ est la température du cristal obtenue à partir des relations (62) et (68).

En suivant le même raisonnement que dans le paragraphe précédent, nous définissons un paramètre $\alpha_{\text{thermq}} = 3200 \text{ m}^{-1}$. La température due au "quenching" peut alors s'écrire :

$$T_{\text{quenching}}(r,z) = \frac{\alpha_{\text{thermq}} P_{\text{thermq}} \exp(-\alpha_{\text{thermq}} z)}{4\pi K_c} \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0 \quad (71)$$

La figure 18 représente l'évolution de l'échauffement dans le cristal créé par les phénomènes de "quenching".

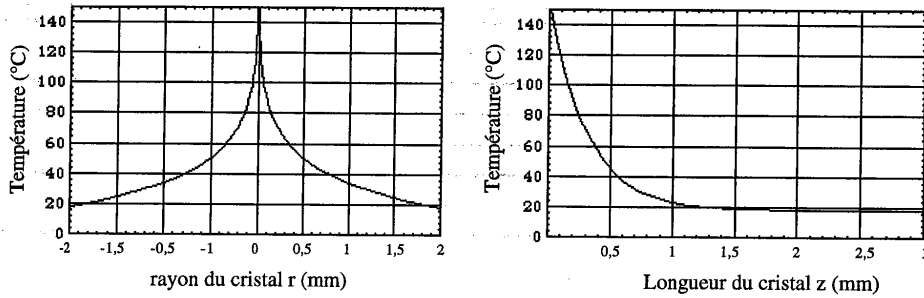


Figure 18: coupes de la température en $r=0$ et $z=0$, sous l'influence du "quenching" uniquement.

Les températures obtenues au centre (140°C) sont proches de celles atteintes avec les phénomènes d'"upconversion", on peut donc s'attendre à des effets comparables sur le gain du laser.

5. Bilan d'énergie.

Nous avons calculé successivement les puissances thermiques dues aux effets d'absorption de la pompe, d'"upconversion" et de "quenching". En additionnant ces contributions, on peut donc a priori obtenir la répartition totale de la température dans le cristal. En utilisant les relations 62, 68 et 71, la température en tout point du cristal peut s'écrire :

$$T(r, z) = \frac{1}{4\pi K_c} \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] \times P_{\text{thermtot}}(z) + T_0 \quad (72)$$

$$\text{avec } P_{\text{thermtot}}(z) = \left(\alpha_p P_{p0} e^{-\alpha_p z} + \alpha_{\text{thermup}} P_{\text{thermup}} e^{-\alpha_{\text{thermup}} z} + \alpha_{\text{thermq}} P_{\text{thermq}} e^{-\alpha_{\text{thermq}} z} \right).$$

À partir de cette relation on peut en déduire en utilisant la relation (66), la répartition du temps de vie du niveau excité :

$$\tau(r, z) = \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \exp\left(- \frac{4\pi K_c \Delta E}{P_{\text{thermtot}}(z) \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0} \right) \right)^{-1} \quad (73)$$

Ce qui nous donne une nouvelle valeur pour la population de l'état excité, qui s'écrit d'après (53) et (73) :

$$N_{\text{up}}(r, z) = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\tau^2(r, z)\alpha T_p(r, z)}}{2\alpha\tau(r, z)} \quad (74)$$

Une fois ce calcul effectué, il faut s'assurer que l'on a bien **conservation de l'énergie**. En effet, la puissance qui n'est pas perdue en échauffant le cristal est utilisée pour l'effet laser. Cette puissance, que nous noterons P_{fluor} , est donnée par l'intégrale de la population de l'état excité donnée par la relation (74) sur le volume du cristal, soit :

$$P_{\text{Fluo}} = \int_0^{z=\ell} \int_0^{r=r_b} h\nu_c N_{\text{up}}(r, z) 2\pi r dr dz \quad (75)$$

Pour avoir conservation de l'énergie, la relation suivante doit donc être vérifiée :

$$P_{p0} = P_{\text{Fluo}} + P_{\text{th0}} + P_{\text{thermup}} + P_{\text{thermq}} \quad (76)$$

Si ce n'est pas le cas, il faut alors effectuer un **calcul itératif** en utilisant la valeur de N_{up} obtenue avec la relation (73) pour recalculer les différentes puissances thermiques. La boucle se termine lorsque la relation (76) est satisfaite. La figure 19 nous donne l'évolution des puissances thermiques et de fluorescence en fonction de la puissance de pompe, dans ce cas.

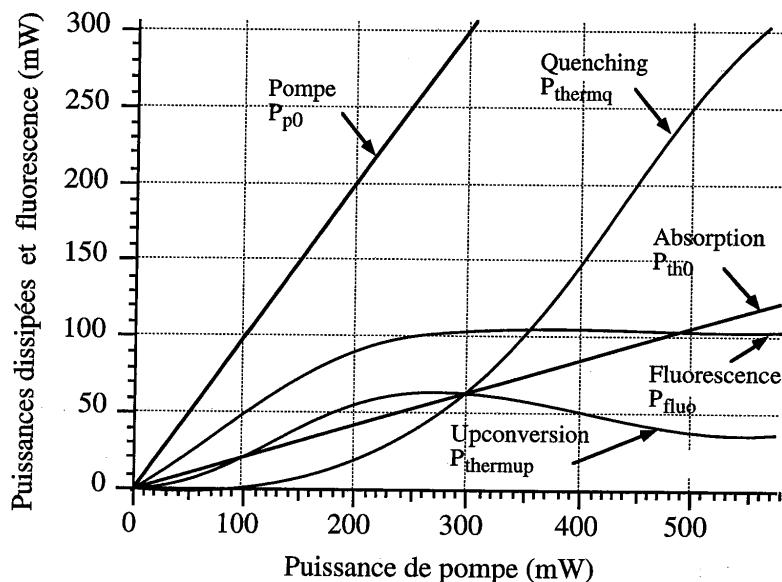


Figure 19 : Évolution des différentes puissances thermiques et de la fluorescence en fonction de la puissance de pompe, comme définies dans la relation 76.

On remarque qu'à faible puissance de pompe, les effets d'"upconversion" sont prédominants. Par contre, au dessus de 300 mW, les effets de quenching deviennent plus importants. À 400 mW, plus de 70 % de la puissance de pompe est perdue par échauffement du cristal. De plus, si l'on observe l'évolution de la puissance émise par fluorescence, on s'aperçoit qu'il existe un maximum vers 400 mW. Si l'on augmente plus la puissance de pompe, on observe une légère décroissance de la fluorescence, on devrait donc retrouver le même comportement sur le gain du laser. En utilisant les relations (72), (73) et (74), il est possible de calculer pour chaque

puissance de pompe les valeurs de la température, de la durée de vie et de la population de l'état excité en chaque point du cristal. Les figures 20, 21 et 22 représentent respectivement, l'évolution de la température, de la durée de vie et la population de l'état excité, pour une puissance de pompe de 400 mW.

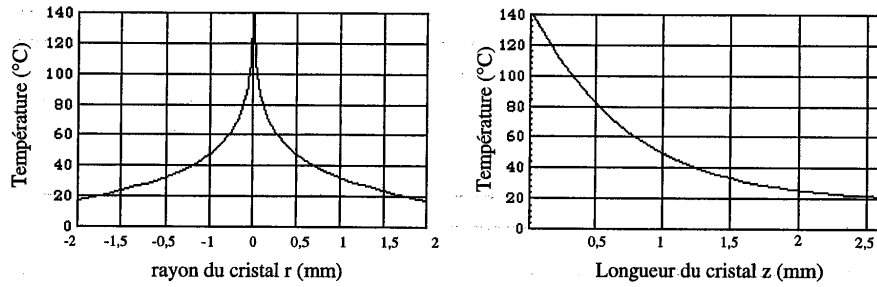


Figure 20: Coupes de la température du cristal en $z=0$ et $r=0$ en tenant compte des effets d'"upconversion" et thermiques.

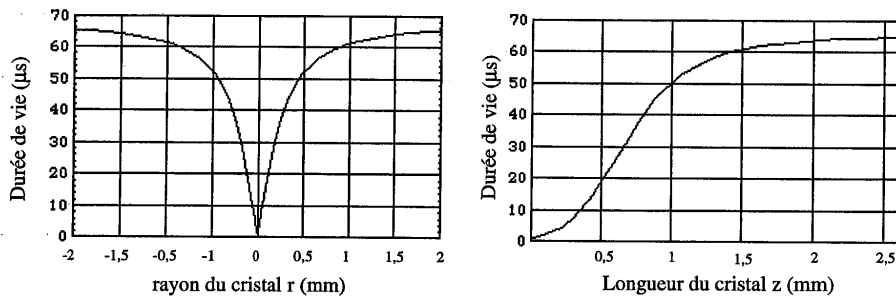


Figure 21: Coupes de la durée de vie de l'état excité en $z=0$ et $r=0$ en tenant compte des effets d'"upconversion" et thermiques.

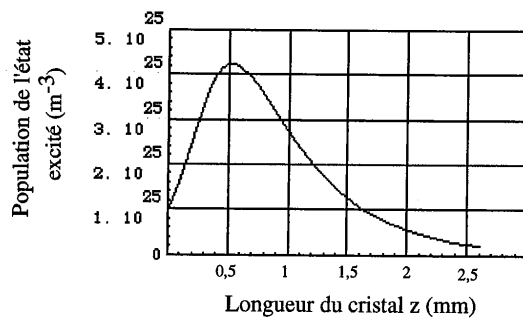


Figure 22: Coupe de la population de l'état excité en $r=0$ en tenant compte des effets d'"upconversion" et thermiques.

6. Expression du gain tenant compte des effets d'"upconversion" et thermiques.

Pour calculer le gain effectif global, la démarche utilisée est la suivante :

- nous calculons tout d'abord l'inversion de population en tenant compte des effets d'"upconversion" et à l'aide de la formule (53),

- nous pouvons ensuite déterminer les puissances thermiques d'"upconversion" et de "quenching" qui en découlent, puis la puissance thermique totale et son profil à l'aide de la relation (72),

- après vérification de la conservation de l'énergie, nous obtenons à partir de la relation (73), une nouvelle expression de la durée de vie de l'état excité, tenant compte des effets d'échauffement du cristal,

- cette valeur est ensuite injectée dans l'équation (55) pour obtenir l'expression du gain.

$$G_0 = \frac{4(\sigma_{\text{eff}} - \sigma_{\text{esa}})}{\alpha} \times \int_{z=0}^{z=l} \int_{r=0}^{r=r_0} \frac{\exp\left(\frac{-2r^2}{w_c^2(z)}\right)}{w_c^2(z)} \times \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}^0} \exp\left[-\frac{4\pi K_e \Delta E}{\alpha_{\text{thermot}} P_{\text{thermot}} k \exp(-\alpha_{\text{thermot}} z) \times \left[\log\left(\frac{r_b^2}{r^2}\right) - E_1\left(\frac{2r^2}{w_{p0}^2}\right) \right] + T_0} \right] \right) \times \left(-1 + \sqrt{1 + 4\tau^2(r, z) \alpha \frac{2 \lambda_p \alpha_p P_{p0}}{hc \pi w_p^2(z)} e^{-\alpha_p z} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_p^2(z)}\right)} \right) r dr dz \quad (77)$$

Sur la figure 23 nous avons tracé l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe. Pour voir l'influence des différents paramètres nous avons séparé l'effet de l'"upconversion" sur le gain, des phénomènes thermiques ("upconversion" et "quenching"). La courbe 1 représente le gain théorique linéaire que nous avons déjà calculé dans le paragraphe II. La courbe 2 prend en compte les effets d'"upconversion" jouant uniquement sur le gain comme définis dans le paragraphe IV. Enfin la courbe 3 nous donne l'évolution du gain, la plus proche de la réalité, c'est à dire tenant compte de tous les phénomènes vus dans les paragraphes précédents et en particulier de l'échauffement dû aux effets d'"upconversion" et de "quenching".

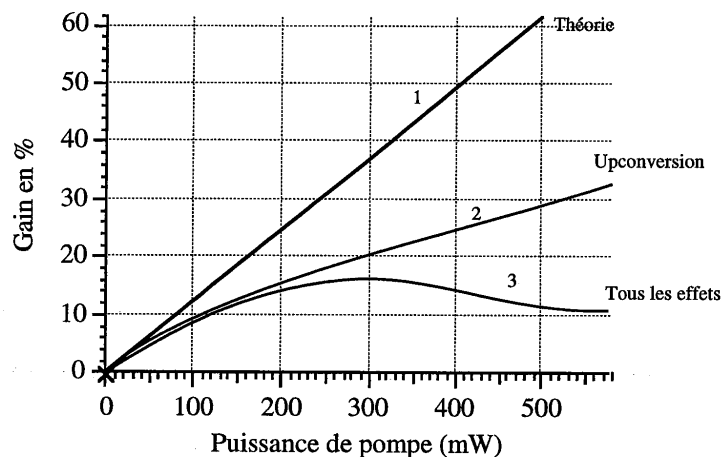


Figure 25 : évolution du gain en fonction de la puissance de pompe.

Pour les puissances de pompe qui sont mises en jeu ici, l'upconversion et les effets de baisse de temps de fluorescence ont donc une influence importante sur le gain non saturé. Par rapport au gain théorique linéaire (courbe 1) le gain effectif tenant compte de tous les phénomènes (courbe 3) est divisé par un facteur supérieur à 4 au delà de 400 mW (pompe absorbée).

VI. Validation du choix du dopage.

Une question peut se poser après les remarques des deux paragraphes précédents. Le choix du dopage de 3% en ions Cr^{3+} est-il judicieux, en particulier dans le cas du pompage par diodes. Pour le vérifier nous avons tracé l'évolution du gain en fonction du dopage pour un faisceau de pompe ayant un m de 10.

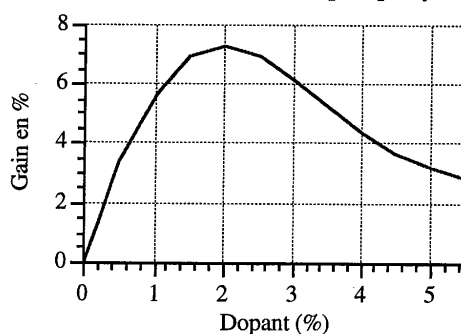


Figure 26: évolution du gain en fonction du dopage en ions Cr^{3+}

La courbe précédente a été obtenue à l'aide de l'expression du gain G_0 , tenant compte de tous les effets (77), et pour une puissance de pompe de 400 mW. Sur la courbe, on peut voir qu'il existe un maximum du gain pour un taux de dopage en ions Cr^{3+} d'environ 2%. Dans le commerce cette valeur n'étant pas disponible (disponibles : 0,8%, 1,5%, 3%, 5,5%), nous avons pris celle immédiatement supérieure (3%). En effet ce dopage donne à peu près les mêmes valeurs de gain qu'avec un dopage de 1,5%. D'autre part, si l'on travaille avec un faisceau de pompe polarisé perpendiculairement à l'axe c , l'absorption est diminuée par un facteur 2 : le cristal de 3% se comporte alors comme un cristal dopé à 1,5%.

VII. Conclusion.

En conclusion, nous avons montré dans ce chapitre que les effets d'"upconversion" et thermiques jouent un rôle très important sur le gain disponible dans le laser. Pour minimiser les problèmes, nous avons vu qu'il était préférable d'utiliser une source de bonne qualité spatiale pour le pompage. En particulier, il faut que cette source présente un facteur m faible et qu'elle soit le plus circulaire possible.

Les valeurs théoriques optimales pour les rayons des faisceaux de cavité et de pompe sont respectivement 18 et 12 μm et ce pour un dopage du cristal à 3%.

Nous avons d'autre part montré que pour extraire de l'énergie en régime déclenché, il fallait à la fois avoir un gain important et une puissance de pompe élevée. Sachant que le gain diminue au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, il faudra trouver un compromis entre la puissance de pompe et l'énergie de sortie.

Cette étude théorique est la première réalisée sur ce sujet, dans le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Elle représente une approche intéressante et originale des différents problèmes qui peuvent limiter le gain dans un laser utilisant le cristal de LiSAF, et vient d'être soumise pour une publication dans le journal "IEEE, Journal of Quantum Electronics".

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter une méthode pour mesurer le gain disponible dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompés par diodes. Nous appliquerons les résultats obtenus à la réalisation d'un oscillateur fonctionnant en régime déclenché.

Chapitre VIII.

Optimisation expérimentale du gain. Réalisation d'un oscillateur déclenché délivrant des impulsions nanosecondes.

Le chapitre précédent nous a montré que le gain effectif non saturé était un élément clef pour l'optimisation des performances d'un laser déclenché ou d'un amplificateur. Sa mesure paraît indispensable. C'est pourquoi, nous avons mis au point une méthode expérimentale permettant d'estimer sa valeur [10].

Puis, nous montrerons comment optimiser la configuration de pompage d'une cavité (définie grâce au modèle théorique), en utilisant notre méthode de mesure de gain. Nous présenterons ensuite le développement d'un laser déclenché autour de cette configuration de pompage.

I. Mesures du gain.

1. Description de la méthode.

La méthode est basée sur l'insertion dans une cavité laser d'un élément à pertes variables : ici une lame à faces planes et parallèles pouvant tourner autour d'un axe perpendiculaire au faisceau émis.

La figure 1 décrit la cavité utilisée. Le laser de pompe est ici un laser à krypton ionisé émettant dans le rouge. Nous avons choisi ce laser pour ses qualités spatiales qui simplifieront beaucoup les calculs lors de la validation expérimentale du modèle théorique. Il est focalisé par une simple lentille de 100 mm à l'intérieur d'un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ dopé à 3 %, de géométrie plan-Brewster, identique à celui utilisé dans la partie II du mémoire.

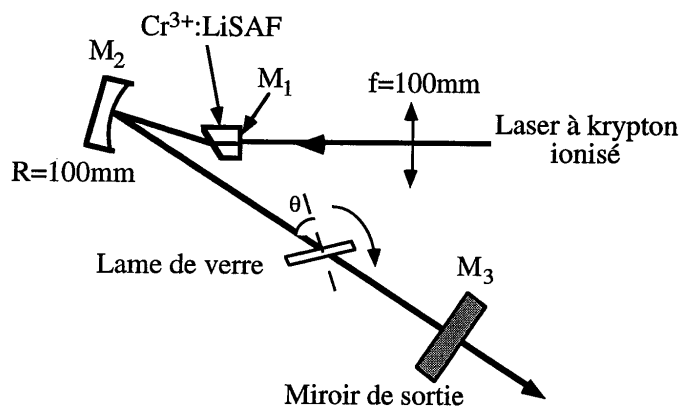


Figure 1 : Montage expérimental de mesure du gain.

Le choix d'une cavité à trois miroirs dans laquelle le faisceau diverge très peu au niveau du miroir de sortie répond à des exigences technologiques : dans une telle cavité, il est très facile de changer le miroir de sortie. De plus, le modulateur acousto-optique que nous utiliserons pour déclencher le laser et le filtre de Lyot que nous placerons dans la cavité pour l'accorder, fonctionnent mieux avec un faisceau peu divergent. Enfin, il est préférable d'utiliser un faisceau de faible divergence au niveau de la lame de verre pour calculer facilement les pertes introduites.

Le rayon de courbure du miroir M_2 conditionne la taille du faisceau de cavité au niveau du cristal. Nous avons choisi un rayon de courbure de 100 mm qui nous assure un rayon du faisceau dans le cristal de l'ordre de $20 \mu\text{m}$.

La cavité est fermée par un miroir plan M_3 de sortie dont le coefficient de réflexion est supérieur à 99,9 % à 850 nm.

Pour estimer les pertes introduites par la lame de verre, nous calculons d'abord le coefficient de réflexion en intensité d'une onde polarisée parallèlement au plan d'incidence sur un dioptre "air-verre". En notant θ l'angle d'incidence dans l'air, le coefficient de réflexion vaut :

$$R(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta - \cos \theta'}{n \cos \theta + \cos \theta'} \right)^2 \quad (1)$$

avec :

$$\cos \theta' = \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n} \right)^2} \quad (2)$$

L'indice n mesuré vaut 1,446 pour la lame utilisée. Sur un aller et retour, quatre dioptries "air-verre" sont traversés. Le coefficient de transmission de la lame sur un aller et retour dans la cavité est donc :

$$[1-R(\theta)]^4 \quad (3)$$

En appelant R_{vide} , le coefficient de réflexion en puissance sur un aller et retour dans la cavité en l'absence de la lame, et R le même coefficient lorsque la lame est introduite, nous avons :

$$R=R_{\text{vide}}[1-R(\theta)]^4 \quad (4)$$

Nous notons G_0 le gain effectif non saturé sur un aller et retour dans le cristal. G_0 est la grandeur qui a été calculée théoriquement dans le chapitre précédent.

Au seuil d'oscillation, l'intensité dans la cavité est très faible, le gain effectif reste donc non saturé. Comme le laser oscille, l'intensité reste inchangée dans la cavité après un aller et retour (à l'état stationnaire). Nous pouvons donc écrire $(1+G_0) R = 1$. Soit :

$$G_0 = \frac{1}{R_{\text{vide}}[1-R(\theta)]^4} - 1 \quad (5)$$

R_{vide} pouvant se mesurer par la méthode de Findlay Clay [11] (voir le paragraphe suivant), nous avons accès au gain effectif non saturé en connaissant l'angle de rotation de la lame.

2. Validation de la méthode.

Le but est ici de savoir si la transmission théorique de la lame correspond bien à sa transmission expérimentale.

Nous avons d'abord pris soin de choisir une lame épaisse (5 mm) afin d'éviter les interférences à ondes multiples dans la cavité (effet Fabry-Pérot). La lame étant utilisée pour des incidences proches de l'incidence de Brewster, les faisceaux réfléchis plusieurs fois dans la lame ne sont pas superposés avec le faisceau direct.

Nous avons ensuite vérifié si les pertes par diffusion dans la lame pouvaient être négligeables. Pour cela, nous l'avons orientée à l'incidence de Brewster (pour laquelle $R(\theta) = 0$) et nous avons mesuré la puissance de pompe nécessaire pour

atteindre le seuil d'oscillation. Nous avons trouvé la même valeur que celle obtenue lorsque la lame n'est pas dans la cavité.

La mesure de G_0 nécessite une mesure préliminaire de R_{vide} qui représente en fait les pertes "passives" de la cavité (pertes dues aux miroirs hautement réfléchissants et à la diffusion du faisceau laser par les défauts du cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$). Nous avons utilisé pour cela la méthode de Findlay Clay [11] dont le principe consiste à mesurer la puissance de pompe absorbée au seuil d'oscillation pour différentes transmissions du miroir de sortie. Cette méthode est basée sur l'hypothèse que la puissance de pompe absorbée est proportionnelle au gain effectif dans le cristal. Le chapitre VII nous a montré que ce n'était pas le cas en toute rigueur, sauf pour des puissances de pompe très faibles.

Nous avons donc utilisé des miroirs de sortie de faible transmission (2 % au maximum) qui permettent de maintenir une puissance de pompe absorbée au seuil d'oscillation inférieure à 70 mW. La cavité utilisée est la même que celle qui est décrite sur la figure 1.

La figure 2 présente la puissance de pompe absorbée au seuil en fonction de la transmission du miroir de sortie pour 3 miroirs différents. La pente de cette courbe nous permet de trouver R_{vide} égal à 0,993 (correspondant à des pertes par aller et retour de 0,7 %).

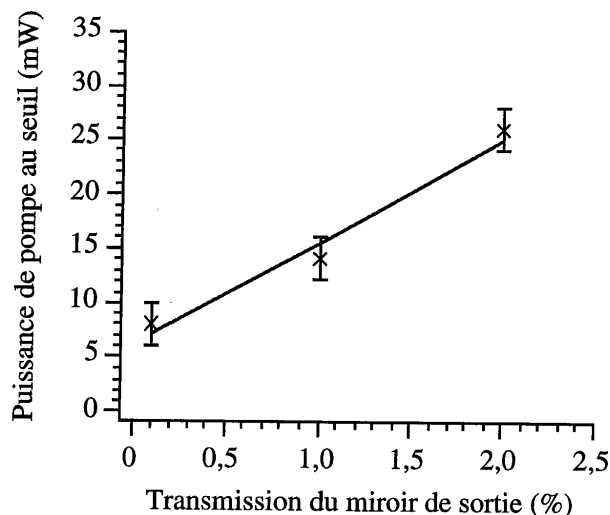


Figure 2 : Puissance de pompe absorbée au seuil en fonction de la transmission du miroir de sortie.

Afin de valider la méthode, nous avons utilisé un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par un laser à krypton ionisé et inséré dans une cavité pour laquelle nous connaissons le gain effectif : il s'agit de la cavité décrite sur la figure 1 avec un miroir de sortie de transmission 10 %. Nous avons ajusté la puissance de pompe pour être au seuil d'oscillation.

Dans ce cas, nous avons $G_0 = \frac{1}{(1-0,1)R_{\text{vide}}}$ soit un gain effectif en pourcentage de 11,2 %.

Nous avons ensuite remplacé le miroir de sortie de 10 % par un miroir de transmission 2 % et par la lame de verre. La puissance de pompe est restée inchangée. Nous avons ajusté l'angle d'incidence de la lame pour être à nouveau au seuil d'oscillation. La valeur de l'angle est alors de $66^{\circ}20'$, ce qui correspond à un gain effectif : $G_0 = \frac{1}{(1-0,02)R_{\text{vide}}(1-R(\theta))^4}$ correspondant à 11,6 %. La méthode est donc relativement précise, l'incertitude absolue sur la mesure du gain étant de l'ordre de 0,5 %.

3. Validation du modèle théorique.

Le montage expérimental est le même que celui qui est décrit sur la figure 1. Nous avons choisi une transmission de 2 % pour le miroir de sortie (par rapport à une transmission nulle sur un miroir " R_{max} ") afin d'optimiser rapidement et facilement le recouvrement entre laser de pompe et faisceau de cavité. Expérimentalement, nous avons observé que l'optimum de la puissance de sortie du laser correspondait toujours à l'optimum du gain effectif non saturé.

Le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est refroidi à 18°C par un élément à effet Peltier. Le choix de cette température permet d'évacuer la chaleur induite par le pompage tout en restant au dessus du point de condensation.

Les mesures de gain sont comparées aux calculs théoriques sur la figure 3. Les calculs théoriques tiennent compte de l'"upconversion" et de l'ensemble des problèmes thermiques (échauffement sous l'effet du pompage et sous l'influence de l'"upconversion" et du "quenching"). Les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux présentés dans le chapitre précédent. Nous avons tracé l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe dans le cas d'un pompage continu, puis d'un

pompage quasi-continu (rapport cyclique 1/5). Ce dernier nous permet de négliger les problèmes d'échauffement du cristal et de prendre en compte uniquement les effets de l'"upconversion".

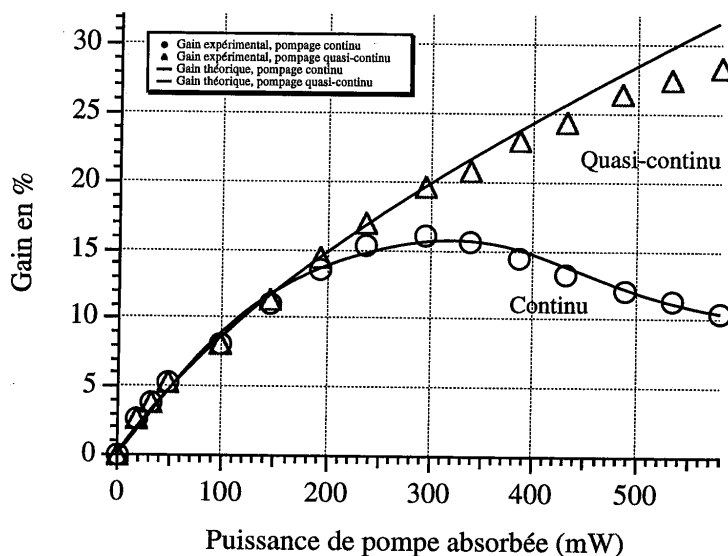


Figure 3 : Gain effectif en pompage continu et quasi-continu (laser à krypton).

On s'aperçoit que l'accord entre la théorie et l'expérience est très satisfaisant, que ce soit en pompage continu ou quasi-continu. On constate simplement un léger écart en régime de pompage quasi-continu, pour des puissances de pompe supérieures à 400 mW. Ce phénomène s'explique par le fait, que pour obtenir ce régime, nous avons fait abstraction des effets d'échauffement dans la simulation. Or, pour un rapport cyclique de 1/5, à 400 mW, la puissance moyenne absorbée est de 80 mW et les problèmes thermiques ne sont plus négligeables. Ce point mis à part, les résultats obtenus valident correctement notre approche théorique ainsi que les paramètres choisis.

Les calculs théoriques ainsi validés nous permettent d'identifier les facteurs limitant le gain effectif (voir chapitre précédent). Pour optimiser le pompage par diode du cristal, il va falloir limiter la focalisation du faisceau de pompe, dans la direction perpendiculaire au plan de jonction, limiter la puissance de pompe et refroidir au mieux le cristal.

4. Pompage par une diode laser.

Après avoir validé la méthode de mesure des pertes grâce à une lame de verre, nous allons l'utiliser pour optimiser le gain effectif dans le cas du pompage par diode laser. Nous avons tout d'abord testé et optimisé le gain obtenu sur la cavité décrite sur la figure 1 pompée par une seule diode laser.

La première diode utilisée est fournie par Spectra Diodes Labs (appelée diode SDL). La seconde provient de la firme Applied Optronics (appelée diode A0). Les caractéristiques de ces deux diodes ont été définies dans la partie I. De manière générale, la diode A0 a une meilleure qualité spatiale que la diode SDL, mais sa puissance de sortie est plus faible.

Afin de pouvoir comparer différents systèmes de pompage, nous avons toujours utilisé la même configuration de cavité.

a. Diode SDL.

Les configurations de pompage étudiées correspondent à celles qui ont été présentées dans la partie I. De manière à obtenir un faisceau de pompage à peu près circulaire, nous avons simplement ajouté un deuxième système afocal travaillant dans la direction perpendiculaire à la jonction (figure 4). Ce système a pour but d'augmenter la taille du faisceau dans cette direction. Le grandissement de chaque afocal a été choisi pour obtenir le gain effectif le plus important. La taille du faisceau dans ce cas est d'environ $60 \times 30 \mu\text{m}^2$.

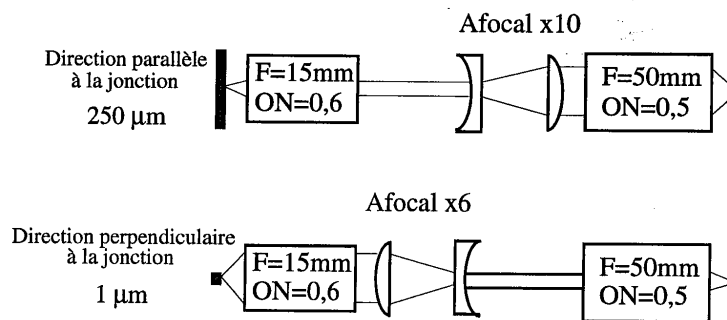


Figure 4 : Système de pompage comprenant deux afocaux travaillant dans les deux directions perpendiculaires.

La figure 5 présente l'ensemble du montage de mesure du gain.

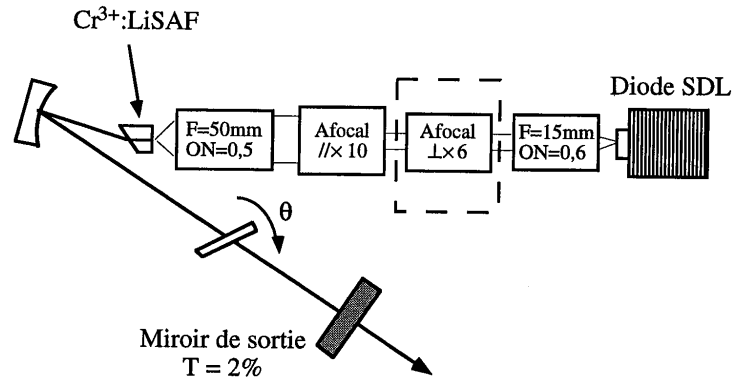


Figure 5 : Montage expérimental de mesure du gain avec une diode SDL.

Afin de réduire l'échauffement du cristal, nous modulons le courant de la diode laser par un créneau de période 1 ms et de durée 300 μs . La puissance moyenne de pompe est ainsi divisée par trois.

La figure 6 montre l'évolution du gain en fonction de la puissance de pompe absorbée pour les deux configurations de pompage (avec et sans afocal perpendiculaire) et pour les régimes continu et quasi-continu.

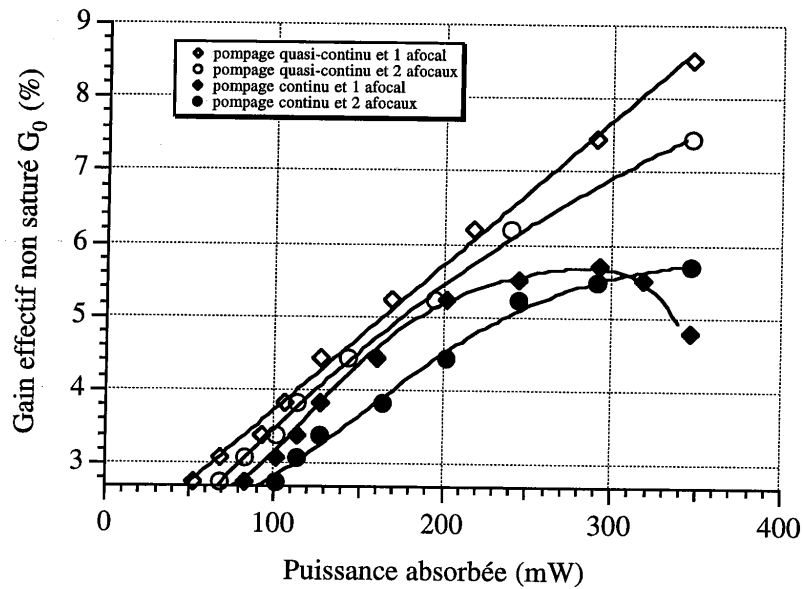


Figure 6 : Gain effectif en fonction de la puissance de pompe absorbée issue de la diode SDL.

En pompage quasi-continu, le gain effectif maximal obtenu est de 8,5 %. Il est plus faible avec deux afocaux qu'avec un seul. L'origine de cet écart est certainement la plus faible focalisation du faisceau de pompe dans le cristal qui apporte moins de gain lorsque les problèmes thermiques sont négligeables comme ici.

En régime purement continu, la tendance s'inverse. L'échauffement local du cristal qui restait faible en régime quasi-continu n'est plus négligeable. Il est plus important avec un système de pompe n'ayant qu'un afocal car la taille du faisceau de la diode dans le cristal est plus petite dans la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode (voir la partie I).

Utiliser un système à deux afocaux nous permet donc de gagner environ 1 % de gain effectif en régime purement continu. Dans ce régime, le gain obtenu avec une diode SDL est environ 3 fois plus faible que le gain obtenu avec un laser à krypton ionisé. Ce fait est une conséquence des mauvaises qualités optiques de la diode comparées à celles du laser krypton.

b. Diode AO.

La configuration des systèmes de pompage est la même que celle utilisée avec la diode SDL. Nous avons essayé d'autres grandissements pour les systèmes afocaux qui ont donné de moins bons résultats en termes de gain effectif. La figure 7 nous donne l'image obtenue avec le système à deux afocaux ($\times 10$ et $\times 6$). La taille du faisceau est d'environ $35 \times 30 \mu\text{m}^2$.

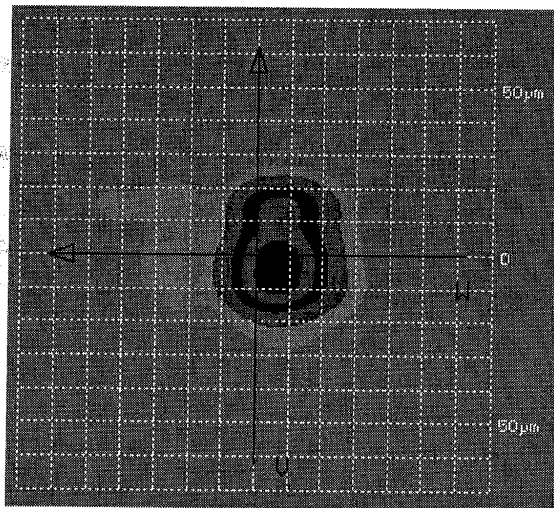


Figure 7 : Image de la diode AO avec le même système de focalisation que celui utilisé avec la diode SDL..

La figure 8 donne le gain effectif en fonction de la puissance de pompe. De manière générale, nous retrouvons les mêmes tendances que pour la diode SDL : le système optique à deux afocaux améliore le gain en régime purement continu. Le gain en régime quasi-continu est nettement plus élevé.

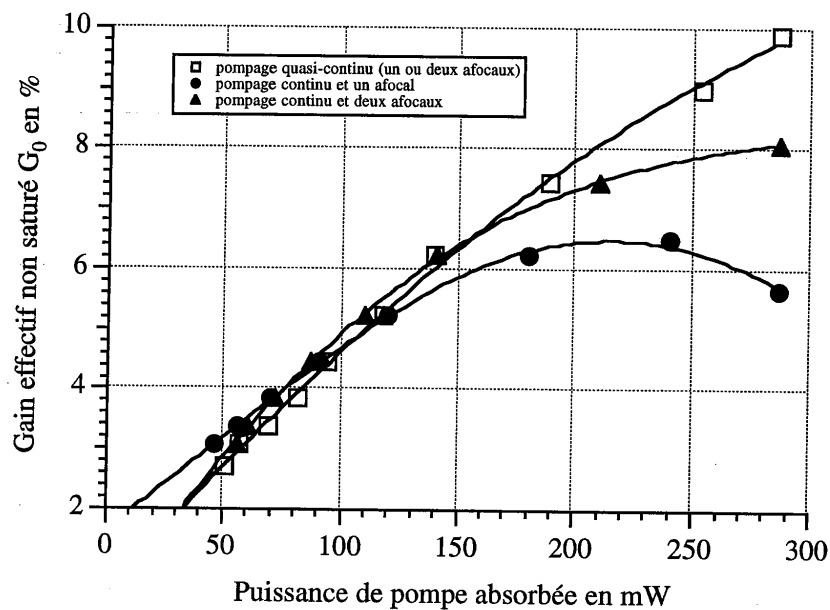


Figure 8 : Gain effectif avec une diode A0.

En comparant les résultats obtenus en continu avec le système à deux afocaux, le gain effectif est de 8 % pour la diode A0 contre 5,7 % pour la diode SDL et, ce, avec une puissance inférieure (300 mW contre 350 mW en puissance de pompe absorbée). On retrouve bien le résultat théorique annoncé dans le chapitre précédent : le gain est d'autant plus élevé que le facteur m est proche de 1 (la diode AO a un m de 10 dans la direction parallèle au plan de jonction alors que la diode SDL a un m de 30). Dans la suite nous présenterons les résultats obtenus avec les diodes AO.

5. Pompage par deux diodes.

La puissance de pompe d'une diode A0 étant limitée à 400 mW, nous avons tenté d'utiliser deux diodes pour améliorer les performances du futur laser

déclenché. Nous avons essayé deux configurations de pompage : les deux diodes sont placées du même côté du cristal et leurs faisceaux sont combinés par polarisation ou alors les deux diodes sont placées de part et d'autre du cristal en utilisant un objectif de focalisation ayant une distance frontale suffisamment grande.

a. Pompage du même côté.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 9. Il est basé sur le montage de la figure 5 dans lequel est inséré un cube séparateur de polarisation. Ce cube permet de recombinaison le rayonnement émis par une seconde diode placée perpendiculairement à la première et dont la direction de polarisation est tournée de 90° grâce à une lame demi-onde (voir partie II).

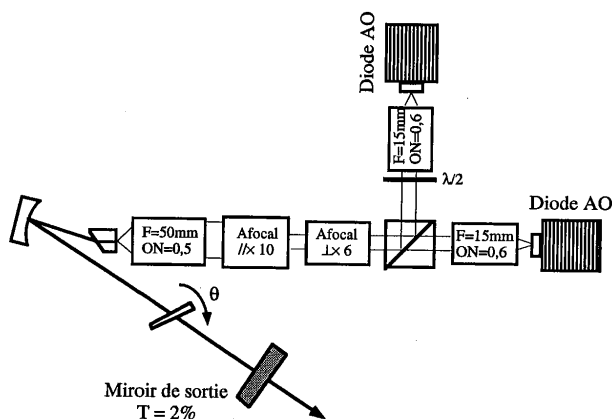


Figure 9 : Pompage du même côté avec deux diodes AO.

Nous avons d'abord mesuré le gain quand on utilise la diode placée perpendiculairement à l'axe de la cavité soit : 6,7 %. La diode placée parallèlement, quant à elle, permet d'obtenir un gain de 8 %, comme nous l'avons vu sur la figure 8. La différence entre les deux valeurs est due à la direction de polarisation du faisceau issu de la seconde diode au niveau du cristal. Selon cette direction, le cristal a en effet un coefficient d'absorption qui est environ deux fois plus faible [7] rendant ainsi le recouvrement entre faisceau de pompe et faisceau de cavité plus critique.

Lorsque les deux diodes fonctionnent en même temps, le gain chute à 5,7 %. Il est plus faible que celui qui est obtenu avec une seule diode. La densité de puissance de pompe est en effet plus grande avec deux diodes : les effets introduits par

l'“upconversion” et par l'échauffement thermique sont donc plus importants. Ces effets sont prédominants comparés à l'apport de puissance de pompe supplémentaire qui aurait dû, a priori, augmenter le gain effectif.

b. Pompage des deux côtés.

L'ensemble du montage est décrit sur la figure 10. La configuration optique présentée correspond à celle qui a donné les meilleurs résultats en termes de gain.

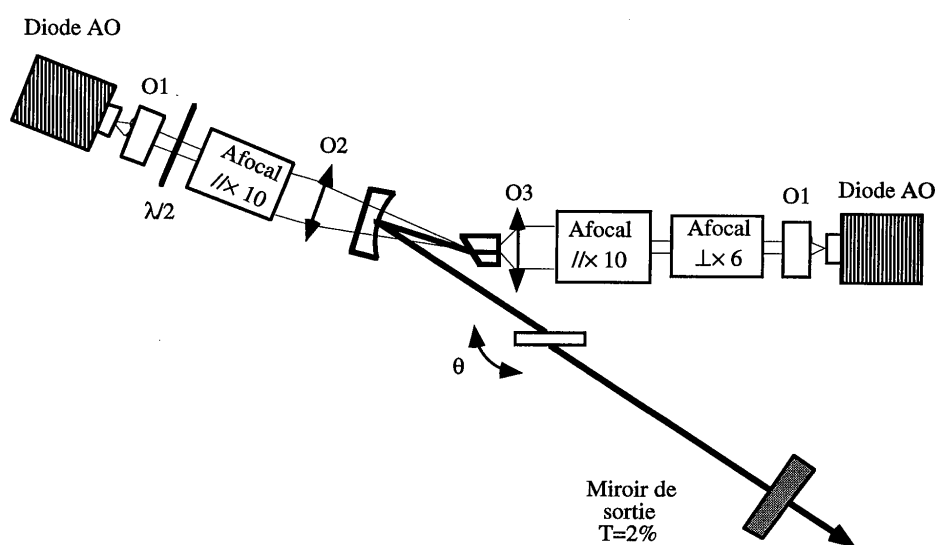
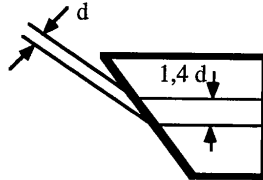


Figure 10 : Pompage du cristal sur les deux côtés. O_1 est l'objectif de collimation précédent ($f=15\text{mm}$, $ON=0,6$), O_2 est un objectif de focale $f=100\text{mm}$ et O_3 est l'objectif précédent ($f=50\text{mm}$, $ON=0,5$).

Pour le pompage du cristal sur la face à l'incidence de Brewster, un deuxième afocal n'est pas utile car la taille du faisceau dans la direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode est plus grande que précédemment. Il a été nécessaire, en effet, d'utiliser un objectif de focalisation de distance focale plus longue (100 mm contre 50 mm) pour des raisons d'encombrement. De plus, le faisceau de pompe traverse un miroir de cavité qui se comporte comme une lentille divergente et qui augmente la taille du faisceau. Enfin, nous avons volontairement orienté la diode AO de telle sorte que la direction perpendiculaire au plan de jonction soit dans le plan d'incidence du cristal. Nous bénéficions ainsi d'un grandissement égal à 1,4 dans cette direction (à cause de la géométrie du cristal) comme l'explique la figure 11.

Direction perpendiculaire au plan de jonction de la diode



Direction parallèle au plan de jonction de la diode

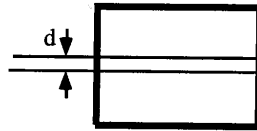


Figure 11 : Propagation du faisceau au niveau du cristal dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence.

Expérimentalement, l'ajout d'un deuxième afocal travaillant dans cette direction n'a pas apporté de gain supplémentaire en régime continu et quasi-continu. La lame $\lambda/2$ permet de tourner la polarisation de la diode dans la direction correspondant à un coefficient d'absorption maximal dans le cristal.

La figure 12 compare le gain obtenu avec la diode du côté plan et celui obtenu avec celle du côté Brewster du cristal : 6,8 % contre 8 %. Il y a deux raisons à cette différence. La première est que le faisceau de pompe au niveau du cristal est plus gros que dans le cas précédent car nous avons été obligés d'augmenter la distance focale de l'objectif de focalisation pour des raisons d'encombrement. La seconde est que le recouvrement entre les faisceaux de pompe et de cavité est moins bon au niveau de la face à l'incidence de Brewster. En effet, à cet endroit, le faisceau de cavité commence à diverger (le point de focalisation est situé sur la face à l'incidence normale du cristal).

La figure 12 donne aussi le gain effectif lorsque les deux diodes fonctionnent en même temps (la diode du côté plan est maintenue à la puissance maximale, tandis que la puissance de la deuxième diode est progressivement augmentée). Il atteint 11,7 % pour une puissance de pompe absorbée de 500 mW puis redescend à 9,9 % pour la puissance maximale. Il y a donc encore des problèmes d'échauffement du cristal mais le gain est globalement bien plus élevé que dans la configuration précédente. Nous l'avons utilisé pour la réalisation d'un laser déclenché.

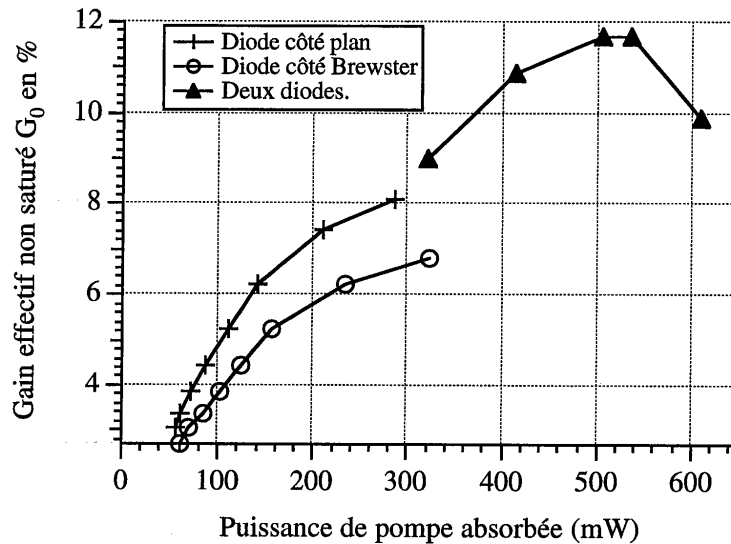


Figure 12 : Gain effectif obtenu avec les diodes AO placées de part et d'autre du cristal.

II. Lasers déclenchés.

Nous avons vu que le gain était toujours plus élevé en régime quasi-continu qu'en régime continu. A priori, un laser déclenché sera limité en cadence par le régime quasi-continu : nous allons étudier expérimentalement quelle sera la cadence maximale donnant les meilleures performances.

Nous décrirons ensuite les performances d'un laser déclenché construit sur la base de la configuration de pompage optimale décrite dans la partie précédente.

1. Régime de pompage continu ou quasi-continu ?

La figure 13 donne le gain effectif obtenu avec les diodes AO de part et d'autre du cristal en fonction de la durée du pompage en régime "quasi-continu". La période du pompage est ici de 1 ms.

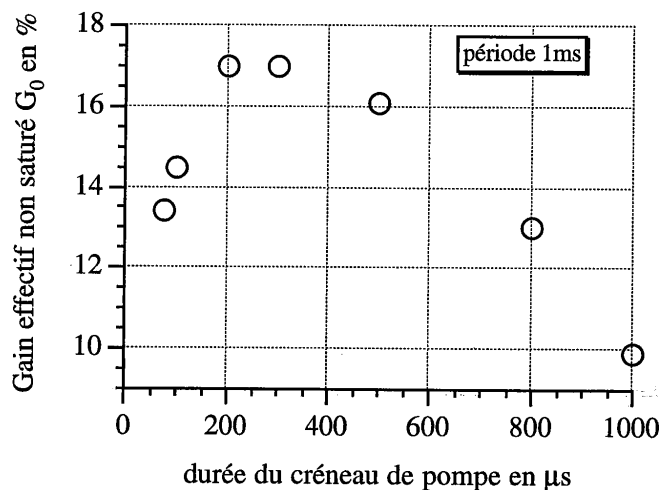


Figure 13 : Gain effectif en fonction du créneau de pompe (avec deux diodes AO).

Pour des créneaux de pompage de durée inférieurs à 200 μs , le gain effectif n'est pas à son maximum : la population de l'état excité n'a pas atteint le niveau correspondant à un état stationnaire. Le gain est constant entre 200 et 300 μs : l'état stationnaire est atteint. Il décroît pour des durées de pompage supérieures jusqu'à atteindre sa valeur en régime purement continu pour une durée de 1 ms. Cette fois, c'est l'échauffement du cristal qui réduit le gain effectif.

Ainsi, la cadence de fonctionnement maximale en régime quasi-continu est fixée par deux paramètres : d'une part le "remplissage" du niveau excité qui fixe une durée de pompage supérieure ou égale à 70 μs (pour avoir un gain effectif vraiment supérieur au régime continu) ; d'autre part l'échauffement maximal du cristal qui fixe la valeur du rapport cyclique défini par le rapport de la durée du pompage à la période) à 1/3 environ. En prenant la valeur minimale du créneau, on obtient donc une période de 210 μs , ce qui correspond à une cadence maximale d'environ 5 kHz. Pour des cadences supérieures les avantages apportés par le régime quasi-continu ne sont pas vraiment significatifs par rapport au régime purement continu.

2. Laser déclenché à partir de la configuration de pompage utilisée.

a. Régime de pompage continu.

Le montage expérimental est décrit sur la figure 14. La longueur de la cavité est réduite au strict minimum nécessaire à l'encombrement de nos montures mécaniques. En effet, plus la cavité est courte, plus la durée de l'impulsion est brève. Un filtre de Lyot est inséré dans la cavité pour accorder le laser. Pour déclencher la cavité, on utilise un modulateur acousto-optique dont la porteuse à 125 MHz est modulée à basse cadence (quelques kHz) à l'aide d'un signal carré.

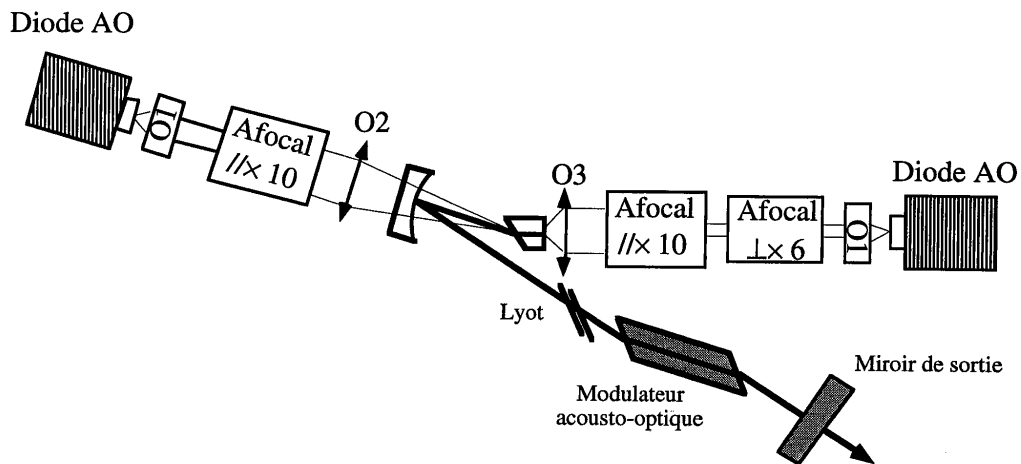


Figure 14 : Schéma du laser déclenché.

Nous avons ensuite ajusté la puissance de pompe pour que le gain soit maximal (520 mW absorbés). Puis nous avons essayé deux miroirs de sortie de transmission différentes : 2 % et 5 %.

Les figures 15 et 16 donnent l'énergie et la durée des impulsions en fonction de la cadence. Nous obtenons au maximum des performances une énergie de 7 μJ pour une durée de 230 ns, et ce, jusqu'à une cadence de 10 kHz. Au delà, l'énergie diminue et la durée augmente correspondant à la diminution de l'énergie stockée et à la diminution du gain effectif. Nous pouvons cependant atteindre des cadences élevées (50 kHz), tout en conservant une énergie par impulsion importante (3 μJ).

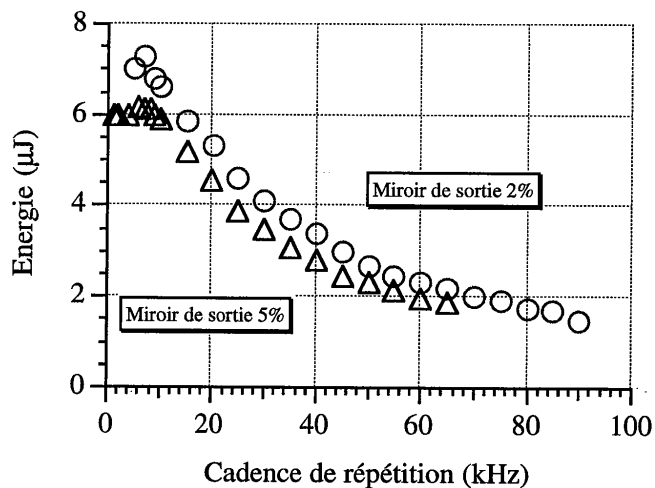


Figure 15 : Énergie des impulsions en fonction de la cadence.

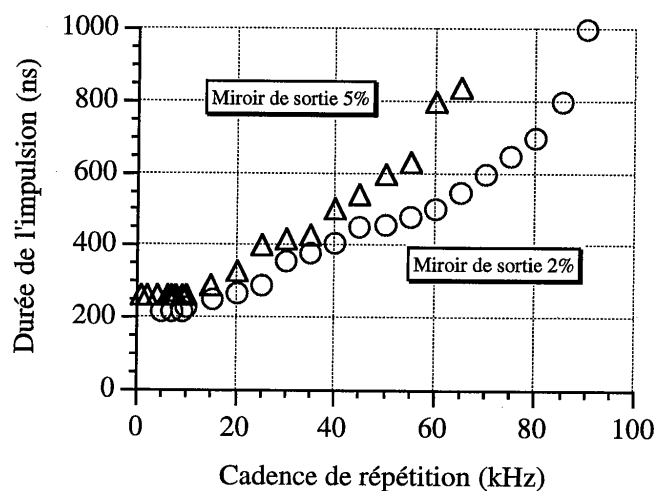


Figure 16 : Durée à mi-hauteur des impulsions en fonction de la cadence.

Les figures 17 et 18 donnent l'énergie et la durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde d'émission. Pour le miroir de transmission 2%, l'énergie par impulsion est supérieure à 5 µJ sur une largeur spectrale de plus de 80 nm. La durée des impulsions reste en dessous de 250 ns sur cette même bande spectrale.

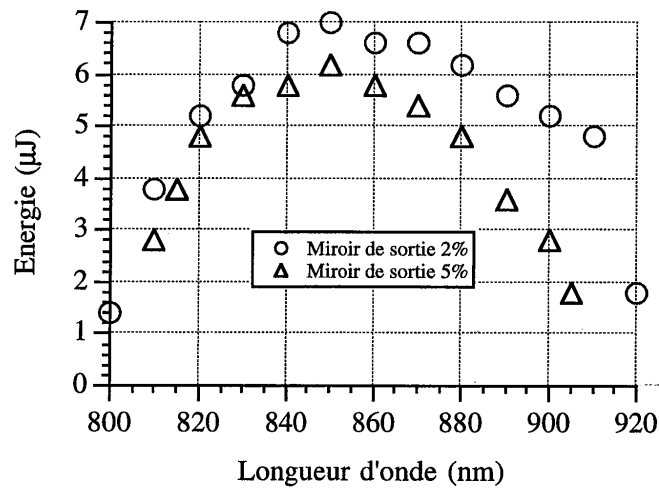


Figure 17 : Énergie des impulsions en fonction de la longueur d'onde d'émission.

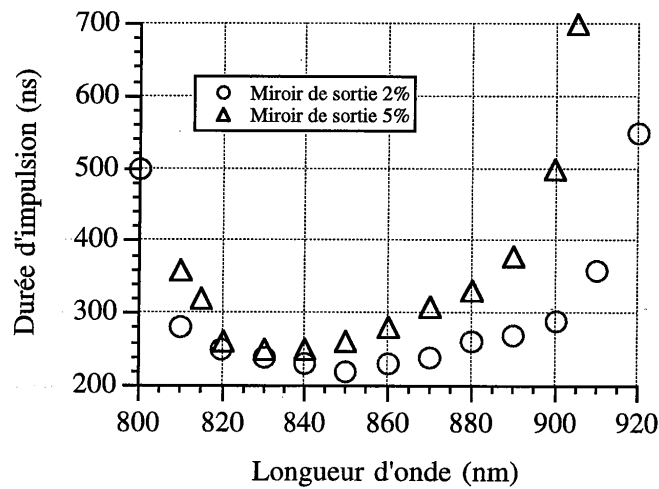


Figure 18 : Durée des impulsions en fonction de la longueur d'onde d'émission.

Les limites extrêmes de l'accordabilité sont données par la largeur du gain dans le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ d'une part, et par la courbe de réflectivité de nos miroirs (centrée sur 850 nm et de largeur 100 nm) d'autre part.

Dans tous les cas de figure, le miroir de sortie de 2 % de transmission donne de meilleurs résultats que celui de 5 %.

b. Régime de pompage quasi-continu

Nous avons choisi un rapport cyclique égal à 1/3 et une cadence de fonctionnement de 3 kHz pour avoir un gain effectif maximal.

Avec un miroir de sortie ayant une transmission de 2%, nous avons obtenu une énergie par impulsion de 8 μJ (au lieu de 7 μJ en régime continu). La différence d'énergie entre les deux modes de fonctionnement est faible alors que le gain effectif vaut 17% en régime quasi-continu contre 12% en régime continu.

Pour comprendre cela, la figure 19, issue de la partie théorique, présente la résolution graphique des densités de population avant et après le passage de l'impulsion (N_i/N_t et N_f/N_t). Cette courbe montre que si N_i/N_t est suffisamment grand (supérieur à 4), le rapport N_f/N_t est très petit. De plus la valeur de N_f/N_t ne varie presque pas et reste faible si N_i/N_t change (à cause de la forme de la courbe). La partie d'énergie stockée dans le cristal qui n'est pas utilisée pour l'impulsion est proportionnelle à N_f . Elle varie donc peu à partir du moment où le rapport N_i/N_t est suffisamment grand. N_i/N_t étant proportionnel au gain effectif non saturé G_0 , la figure explique pourquoi nous obtenons des énergies comparables (8 μJ contre 7 μJ) pour des gains effectifs G_0 différents (17% contre 12 %).

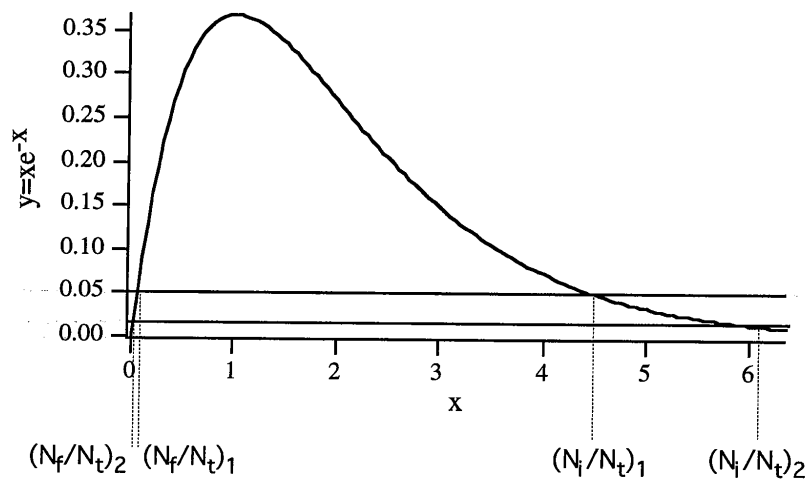


Figure 19 : Résolution graphique du rapport N_f/N_t connaissant N_i/N_t .

III. Réalisation d'un amplificateur.

Le but d'un amplificateur est d'élever des impulsions picosecondes ou femtosecondes de faible énergie (inférieure au nanojoule), issues d'oscillateurs, à des niveaux plus élevés (supérieure au microjoule). Il faut donc dans ce cas, gagner au moins trois ordres de grandeurs sur l'énergie de chaque impulsion. Dans les paragraphes précédents, nous avons vu que le gain maximal, que l'on peut obtenir dans un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé par diodes est de l'ordre de 12 %. Il est donc impossible de parvenir à un facteur d'amplification de 1000 en un seul passage dans le cristal. Il faut alors utiliser un amplificateur du type régénératif [12].

Le principe de l'amplification régénérative est d'injecter une impulsion dans une cavité laser contenant un milieu à gain. Lorsque cette impulsion est piégée dans la cavité, elle peut effectuer un grand nombre de passages dans le milieu amplificateur. Ainsi, son énergie augmente à chaque aller et retour. Un maximum est atteint lorsque le gain du milieu amplificateur devient inférieur aux pertes de la cavité. C'est à ce moment que l'impulsion est éjectée hors de la cavité. L'injection et l'éjection de l'impulsion sont en général réalisées par des rotations de polarisation de la lumière.

Le fonctionnement d'un amplificateur régénératif est très proche d'un oscillateur déclenché. Dans les deux cas il s'effectue un stockage de l'énergie de pompe, qui est ensuite transférée à une impulsion (créée dans le cas de l'oscillateur, et injectée dans le cas de l'amplificateur). Par conséquent, l'optimisation que nous avons effectuée sur le pompage, dans le cas d'un oscillateur déclenché, est également valable pour un amplificateur régénératif.

Nous sommes actuellement en train de tester les performances d'un tel amplificateur, pompé par quatre diodes AO. Les premiers résultats obtenus sur un système non optimisé en termes de gain sont encourageants puisque nous avons obtenu des impulsions d'énergie supérieure à 0,5 μJ . Les prochaines expériences porteront sur l'optimisation du faisceau de pompe, en suivant les résultats obtenus avec la théorie. Il devrait alors être possible d'obtenir des impulsions de quelques microjoules.

Enfin, récemment nous avons fait l'acquisition d'un cristal de LiSGaF dont les propriétés thermomécaniques sont meilleures que celles du LiSAF . De premières expériences nous ont montré que le gain que l'on peut obtenir est supérieur à 15 % (pompage avec quatre diodes AO). L'utilisation de ce cristal devrait nous permettre d'obtenir des résultats encore plus intéressants que le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ en termes d'amplification.

IV. Conclusion.

Optimiser un laser en général, et ici un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ déclenché pompé par des diodes laser, nous a conduit à mener en parallèle une étude théorique et une étude pratique sur le gain effectif non saturé du laser.

L'étude théorique nous a permis de voir l'importance de ce gain pour l'extraction de l'énergie stockée dans le barreau laser. Nous avons identifié les facteurs qui limitent le gain effectif. Il s'agit tout d'abord des qualités d'émission (m) des sources utilisées. Il s'agit ensuite des propriétés physiques du cristal lui-même : phénomène d'"upconversion" et baisse du temps de fluorescence en fonction de la température allié à une mauvaise conductivité thermique du cristal.

Nous avons en parallèle développé une méthode de mesure du gain effectif non saturé basée sur l'insertion d'une lame de verre dans la cavité. Cette méthode nous a permis de valider les calculs théoriques concernant le gain et de confirmer l'importance des différents facteurs limitatifs mentionnés ci-dessus. À notre connaissance, aucun travail de ce type n'a jamais été mené sur le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ et l'ensemble de ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans le journal "Optics Letters" [10].

Grâce à la méthode de mesure de gain, nous avons développé des systèmes de pompage par diodes permettant d'obtenir un gain effectif optimal d'un laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$. Par rapport aux anciens systèmes conçus avant l'utilisation de cette méthode, nous avons multiplié l'énergie des impulsions par 2, réduit la durée d'un facteur 2 et augmenté la puissance crête d'un facteur 4 et ce, pour une puissance de pompe plus faible. Nos performances actuelles correspondant à une énergie par impulsion de 7 μJ , à une cadence de 10 kHz, (puissance moyenne 70 mW) pour une durée de 230 ns. Le laser est accordable sur 100 nm entre 800 et 900 nm.

Nous avons montré qu'il n'était pas possible d'augmenter la puissance de pompe sur un même cristal au delà de 500 à 600 mW avec les diodes actuelles (diodes Applied Optronics). Pour augmenter les performances du laser déclenché, il faudrait donc envisager des systèmes à plusieurs cristaux, plus complexes, ou alors des diodes de meilleure qualité optique (m plus faible).

Enfin nous avons vu brièvement que ces mesures de gain pouvaient également servir pour l'optimisation d'un amplificateur et nous sommes actuellement en train de réaliser un tel système.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25

Ce mémoire a été consacré au développement de systèmes laser utilisant un cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ pompé en continu par des diodes laser à 670 nm. Nous avons vu que malgré la faible brillance de ces sources de pompage, il est possible de réaliser des oscillateurs dont les performances sont comparables à celles de systèmes classiques, tel que le saphir dopé au titane :

- en mode continu, l'efficacité du laser est supérieure à 30 %, et la puissance de sortie atteint 200 mW entre 800 et 900 nm.
- en mode impulsionnel, les systèmes laser $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$, pompés par diodes en continu, délivrent des impulsions picosecondes ou femtosecondes limitées par la transformée de Fourier de leur spectre. L'oscillateur picoseconde a fait l'objet d'un transfert de technologie vers l'industriel B.M.Industries, tandis que l'oscillateur femtoseconde figure parmi les premiers réalisés dans le monde. Avec des impulsions de 50 fs accordables sur 100 nm, cet oscillateur tout solide devient un concurrent direct du saphir dopé au titane, plus coûteux et encombrant, à cause du pompage par laser argon,
- en mode déclenché, l'oscillateur réalisé nous a permis d'obtenir des impulsions de 200 ns et d'énergie proche de 7 μJ . Ces résultats ont été rendus possible par une étude théorique, puis expérimentale, du gain disponible dans laser LiSAF pompé par diodes. En particulier nous avons mis en évidence que les performances de ce cristal, en régime d'amplification, étaient limitées par différents phénomènes physiques tels que l'"upconversion" ou les problèmes d'échauffement. Ces travaux sont les premiers de ce genre, réalisés sur le $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ et donnent lieu actuellement à deux soumissions pour publication dans des journaux internationaux.

À la vue de ces résultats, nous pourrions conclure que le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ est très proche du matériau laser solide idéal défini dans l'introduction. Cependant, comme nous venons de le mentionner, un problème subsiste : il s'agit des effets thermiques, induits par le pompage, dus aux faibles qualités thermomécaniques de la matrice de LiSAF. Pour le résoudre, il faudra certainement utiliser le cristal de $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSGaF}$ à la place du $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ car ce nouveau cristal possède de meilleures caractéristiques thermomécaniques. Ce dernier devrait nous permettre de réaliser des amplificateurs performants, qui associés au oscillateurs $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSAF}$ impulsionnel, nous donneront la possibilité d'obtenir des systèmes femtosecondes entièrement solides, compacts et délivrant des impulsions de plusieurs microjoules à des cadences supérieures au kHz.

U
N
I
T
E
D
N
A
T
I
O
N
A
L
L
I
G
N
C
E
S
A
G
A
I
N
S
T
A
P
A
R
T
H
E
I
D
E
O
L
O
G
Y

ANNEXE

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20

Principe d'un autocorrélateur d'ordre deux

Un autocorrélateur est utilisé pour mesurer des durées d'impulsions optiques très courtes (picosecondes et femtosecondes). Il permet de transformer une information temporelle en une information spatiale. Le principe de l'autocorrélateur d'ordre deux est le suivant : grâce à une lame semi-réfléchissante (voir figure), l'impulsion optique à analyser est séparée en deux parties. Un ensemble de miroirs leur impose des chemins optiques différents puis les recombine au niveau du plan focal d'une lentille. Les deux parties de l'impulsion sont donc décalées temporellement à cet endroit. Nous y notons leurs intensités : $I(t)$ et $I(t-\tau)$, où τ est le décalage temporel.

Le produit des deux intensités est réalisé par un cristal doubleur de fréquence placé au foyer de la lentille (d'où le nom d'autocorrélateur d'ordre deux). Le signal doublé en fréquence résultant est enregistré par un détecteur dont le temps de réponse est très supérieur à la durée de l'impulsion. Il donne donc le signal :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t-\tau) dt ,$$

où $G(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation de $I(t)$.

Le décalage temporel τ est modifié en changeant les chemins optiques subis par les deux parties de l'impulsion : cette opération est réalisée en déplaçant un miroir.

Un tel système permet de tracer la fonction d'autocorrélation, en temps réel, si la fréquence d'arrivée des impulsions dans l'autocorrélateur est suffisamment élevée (supérieure à quelques centaines de hertz).

En faisant des hypothèses sur le profil temporel de l'impulsion, il est possible de trouver sa largeur à mi-hauteur $\Delta\tau$. Par exemple, pour une impulsion ayant un profil temporel gaussien, $\Delta\tau$ est donné par la formule :

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\tau_{autoco}}{\sqrt{2}} ,$$

où $\Delta\tau_{autoco}$ est la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation.

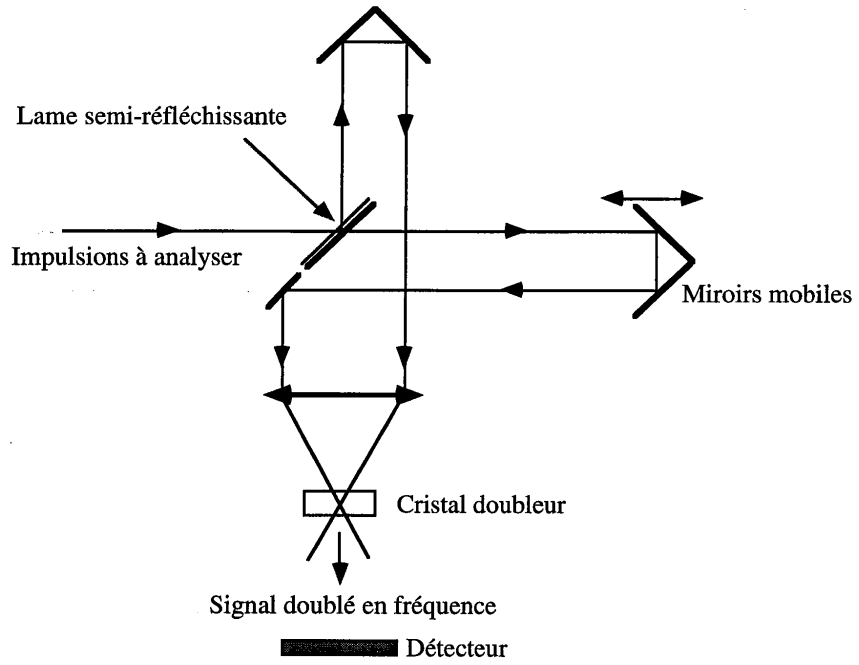


Schéma d'un autocorrélateur d'ordre deux.

RÉFÉRENCES

Partie I

- [1] J.C. Walling, O.G. Peterson, H.P. Jensen, R.C. Morris and E.W. O'Dell, "Tunable alexandrite lasers", IEEE, J. Quantum Electron., **16**, p. 1302, (1980).
- [2] S.A. Payne, L.L. Chase, H.W. Newkirk, L.K. Smith and W.F. Krupke, "LiCaAlF₆:Cr³⁺ : A promising new solid-state laser material", IEEE, J. Quantum Electron., **24**, p. 2243, (1988).
- [3] S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway and H.W. Newkirk, "Laser performance of LiSAF:Cr³⁺", J. Appl. Phys., **66**, p. 1051, (1989).
- [4] B. Chai, M. Bass, J. Dixon, J. Kim, A. Miller and M. Stalder "Laser performance and characterization of Cr:LiSAF and beyond", OSA Technical Digest Series, CLEO 91, paper QTU I 16, (1991)
- [5] C.C. Johnson, D.J. Reichle, N.P. Barnes and G.J. Quarles, "High energy diode side-pumped Cr:LiSAF laser", OSA Technical Digest Series, ASSL 96, paper WC4-1/27, (1996).
- [6] L.K. Smith, S.A. Payne, W.F. Krupke and L.D. Deloach, R. Morns, E.W. O'Dell and D.J. Nelson, "Laser emission from the transition-metal compound LiSrCrF₆", Opt. Lett., **18**, (1993).
- [7] L.L. Chase and S.A. Payne, "New tunable solid-state lasers Cr³⁺:LiCaAlF₆ and Cr³⁺:LiSrAlF₆", Optics and Photonics News, p. 16, (August 1990).
- [8] P.F. Moulton, "Tunable paramagnetic-ion lasers", Laser Handbook vol.5, North-Holland Physics Publishing, p. 241, (1985).
- [9] S.A. Payne, L.L. Chase and G.D. Wilke, "Optical Spectroscopy of the new laser materials LiSrAlF₆:Cr³⁺ and LiCaAlF₆:Cr³⁺", J. of Luminescence, **44**, p. 167, (1989)
- [10] P. Beaud, Y.F. Chen, B.H.T. Chai and M.C. Richardson, "Gain properties of LiSrAlF₆:Cr³⁺", Opt. Lett., **17**, p. 1064 (1992).
- [11] W.R. Rapoport, "Excited State Absorption and Up-conversion in Cr:LiSAF", OSA proceedings on Advanced Solid State Lasers, **13**, p. 21, (1992).
- [12] S.A. Payne, L.K. Smith, R.J. Beach, B.H.T. Chai, J.H. Tassano, L.D. Deloach, W.L. Kway, R.W. Solarz and W.F. Krupke, "Properties of Cr:LiSrAlF₆ crystals for laser operation", Applied Optics, **33**, 5526, (1994).
- [13] M. Stalder, M. Bass and B.H.T. Chai, "Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals", J. Opt. Soc. Am., **9**, p. 2271, (1992).
- [14] B.H.T. Chai, J.L. Lefaucheur, M. Stalder and M. Bass, "Cr:LiSr_{0,8}Ca_{0,2}AlF₆ tunable laser", Opt. Lett., **17**, p. 1584, (1992).
- [15] L.K. Smith, S.A. Payne, W.L. Kway, L.L. Chase and B.H.T. Chai, "Investigation of the laser properties of Cr³⁺:LiSrGaF₆", IEEE Quantum Electron., **28**, p. 2612, (1992).
- [16] T.Y. Fan, A. Sanchez and W.E. DeFeo, "Pump source requirement for end-pumped lasers", IEEE, J. Quantum Electron., **26**, p. 311, (1990).
- [17] F. Balembois, "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr³⁺", Thèse de l'université Paris XI, Février 1994.

Partie II

- [1] F. Balembois, F. Falcoz, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "All solid-state diode-pumped LiSAF laser", *J. Physique IV, colloque C4*, **4**, p. 517, (1994).
- [2] H.N. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank,, "Astimatically compensated cavities for dye lasers", *IEEE J. of Quantum Electron.*, QE **8**, p. 373 (1992).
- [3] M. Stalder, M. Bass and B.H.T. Chai, "Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals", *J. Opt. Soc. Am.*, **9**, p. 2271, (1992).
- [4] D.W. Hughes and J.R.M. Barr, "Laser diode pumped solid state lasers", *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, **25**, p. 563, (1992).
- [5] P. Laperle, K.J. Snell, P. Galarneau, "High-power tunable diode-pumped Cr:LiSAF laser", *OSA Technical Digest Series, CLEO 95*, paper CMD3-16, (1995).
- [6] D. Kopf, J. Aus der Au, U. Keller, G.L. Bona and P. Roentgen, "400 mW continuous-wave diode-pumped Cr:LiSAF laser based on a power scalable concept", *Opt. Lett.*, **20**, p. 1782, (1995).
- [7] D. Kopf, U. Keller, R.J. Beach and M.A. Emanuel, "1 W continuous-wave diode-pumped Cr:LiSAF laser", *OSA Technical Digest Series, ASSL 96*, paper WG1-1, (1996).
- [8] F. Balembois, "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr^{3+} ", Thèse de l'université Paris XI, Février 1994.
- [9] H.H. Zenzie, A. Finch and P.F. Moulton, "Diode-pumped, single-frequency Cr:LiSrAlF₆ ring laser", *Opt. Lett.*, **20**, p. 2207, (1995).
- [10] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "All solid-state continuous wave tunable blue light source by intracavity doubling of a diode-pumped Cr:LiSAF laser", *Opt. Lett.*, **20**, p. 1274, (1995).
- [11] S.G. Anderson, "Blue laser quintuples optical-data-storage capacity", *Laser Focus World*, p. 27, (August 1993).
- [12] L.A. Sklav, "Lasers in flow cytometry and biotechnologie", *OSA proceedings on compact blue green laser 92*, paper Th A2, (1992).
- [13] W.J. Kozolovsky, W.P. Risk, W. Lenth, B.G. Kim, G.L. Bona, H. Jaeckel and D.J. Webb, "Blue light generation by resonator-enhanced frequency doubling of an extended-cavity diode laser", *Appl. Phys. Lett.*, **65**, p. 525, (1994).
- [14] D. Eger, M. Oron, M. Katz and A. Zussman, "Highly efficient blue light generation in $KTiOPO_4$ waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, **64**, p. 3208, (1994).
- [15] P.N. Kean, R.W. Standley, G.J. Dixon, "Generation of 20 mW of blue laser radiation from a diode-pumped sum-frequency laser", *Appl. Phys. Lett.*, **63**, p. 302, (1993).
- [16] G. Hollemann, E. Peik and H. Walther, "Frequency-stabilized diode-pumped Nd:YAG laser at 946 nm with harmonics at 473 and 237 nm", *Opt. Lett.*, **19**, p. 192, (1994).
- [17] V. Pruneri, R. Koch, P.G. Kazansky, W.A. Clarkson, P.St.J. Russel and D.C. Hanna, "Highly-efficient first-order quasi-phase-matched frequency

- doubling to blue of a cw diode-pumped 946 nm Nd:YAG laser", OSA Technical Digest Series, ASSL 96, paper WB1-1/4, (1996).
- [18] F. Balembois, P. Georges, F. Salin, G. Roger and A. Brun, "Tunable blue light source by intracavity doubling of a Cr-doped LiSrAlF₆ laser", Appl. Phys. Lett., **61**, p.2381, (1992).
- [19] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan and D. N. Nikogosyan, "Handbook of Nonlinear Optical Crystals", Springer Series in Optical Sciences, p. 25.
- [20] I. Biaggio, P. Kerkoc, L.S. Wu, P. Günter and B. Zysset, "Refractive indices of orthorhombic KNbO₃. II. Phase-matching configurations for nonlinear-optical interactions", J. Opt. Soc. Am. B, **9**, p. 507, (1992).
- [21] D. Eger, M. Oron, M. Katz and A. Zussman, "Highly efficient blue light generation in KTiOPO₄ waveguides", Appl. Phys. Lett., **64**, p. 3208, (1994).
- [22] B. Zysset, I. Biaggio, and P. Günter, "Refractive indices of orthorhombic KNbO₃. I. Dispersion and temperature dependance", J. Opt. Soc. Am. B, **9**, p. 380, (1992).
- [23] T. Baer, "Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG laser", J. Opt. Soc. Am. B, **3**, p. 1175, (1986).
- [24] G.J. Kintz and T. Baer, "Single frequency operation in solid state laser materials with short absorption depths", IEEE, J. Quantum. Electron., p. 1457, (1990).
- [25] W. Wiechman, L.Y. Liu and S. Kubota, "Efficient 1 W single frequency continuous wave green generation from an intracavity-doubled diode-pumped Nd:YVO₄ laser", OSA Technical Digest Series, ASSL 95, paper WD4-1/273, (1995).
- [26] ref sur le doublage vert cohérent (moyennage)

Partie III

- [1] G. T. Majer and A. I. Ferguson, "Frequency-modulation of a diode-pumped Nd:YAG laser", Opt. Lett., **14**, p. 788, (1989).
- [2] K. J. Weingarten, D. C. Shannon, R. W. Wallace and U. Keller, "Two-gigahertz repetition-rate, diode-pumped, mode-locked Nd:YLF laser", Opt. Lett., **15**, p. 962, (1990).
- [3] W. H. Lowdermilk, "Technology of bandwidth-limited ultrashort pulse generation", Laser Handbook, **3**, ed. M. L. Stitch, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, p. 364, (1979).
- [4] J. P. Bouyer, "Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur", Thèse de l'université Paris XI, Juin 1992.
- [5] D. J. Kuizenga and A. E. Siegmann, "FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser-Part I : Theory", IEEE, J. Quantum. Electron., **6**, p.694, (1970).
- [6] J. T. Darrow and R. K. Jain, "Active Mode Locking of Broad Band Continuous-Wave Lasers", IEEE, J. Quantum. Electron., **27**, p.1048, (1991).
- [7] Documentation Coherent Inc, "The Antares Solid State Laser System".
- [8] J. D. Simon, "Ultrashort light pulses", Rev. Sci. Instrum., **60**, p. 3597, (1989).

-
- [9] F. Krausz, M. E. Fermann, T. Brabec, P. F. Curley, M. Hofer, M. H. Ober, C. Spielmann, E. Wintner and A. J. Schmidt, "Femtosecond Solid-State Lasers", IEEE, J. Quantum. Electron., **28**, p.2097, (1992).
- [10] M.C. Teich and B. E. A. Saleh, "Fundamentals of Photonics", Wiley Series in Pure and Applied Optics, p. 800
- [11] F. Balembois, F. Falcoz, P. Georges and A. Brun, "Efficient diode-pumped LiSAF laser in quasi-continuous wave and actively mode-locked regime", OSA, Advanced Solid-State Lasers, Fan and Chai, **20**, p. 236, (1994).
- [12] A. Siegman, "Lasers", University Science Book, p. 1171.
- [13] C. L. Tang, H. Statz and G. Demars, "Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers", J. Appl. Phys., **34**, p. 2289, (1963).
- [14] C. J. Flood, G. Giuliani and H. M. van Driel, "Observation of mode locking in a synchronously pumped Nd:YAG laser", Opt. Lett., **15**, p. 218, (1990).
- [15] C. S. Adams; G. T. Maker and A. I. Ferguson, "FM operation of Nd:YAG lasers with standing wave and ring cavity configurations", Opt. Comm., **76**, p. 127, (1990).
- [16] F. Krausz and T. Brabec, "Passive mode locking in standing-wave laser resonators", Opt. Lett., **18**, p. 888, (1993).
- [17] P. M. W. French, R. Mellish, J. R. Taylor, P. J. Delfyett and L. T. Florez, "Mode-locked all-solid-state diode-pumped Cr:LiSAF laser", Opt. Lett., **18**, p. 1934, (1993).
- [18] F. Balembois, "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr³⁺", Thèse de l'université Paris XI, Février 1994.
- [19] M. J. P. Dymott, I. M. Botheroyd, G. J. Hall, J. R. Lincoln and A. I. Ferguson, "All-solid-state actively mode-locked Cr:LiSAF Laser", Opt. Lett., **19**, p. 634, (1994).
- [20] F. Falcoz, F. Estable, L. Vigroux, P. Georges and A. Brun, "Picosecond diode-pumped Cr:LiSAF laser seeded Ti:Sapphire laser amplifiers", OSA Technical Digest Series, ASSL 96, paper FF1-1/388, (1996).
- [21] D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses", Opt. Commun., **56**, p. 219, (1985).
- [22] A. J. DeMaria, D. A. Stetsen and H. Heymau, "Self mode-locking of lasers with saturable absorbers", Appl. Phys. Lett., **8**, p. 174, (1966).
- [23] K. J. Blow and D. Wood, "Mode-locked lasers with nonlinear external cavities", J. Opt. Soc. Am. B, **5**, p. 629, (1988).
- [24] J. Wang, "Theory of passive additive-pulse mode locking", Opt. Lett., **16**, p. 1104, (1991).
- [25] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, "60 fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser", Opt. Lett., **16**, p. 42, (1991).
- [26] G. P. A. Malcolm and A. I. Ferguson, "Self-mode locking of a diode-pumped Nd:YLF laser", Opt. Lett., **16**, p. 1967, (1991).
- [27] B. C. Collings, "Saturable Bragg Reflector Modelocking of Cr⁴⁺:YAG laser Pumped By a Diode-Pumped Nd:YVO₄ laser", OSA Technical Digest Series, ASSL 95, paper WE1-1/90, (1996).
- [28] S. Kuan, J. M. Sutherland, P. M. W. French and J. R. Taylor, "Kerr Lens Mode-locked Pr:YLF Laser in the Visible", OSA Technical Digest Series, ASSL 95, paper MG1-1/122, (1995).

-
- [29] A. Miller, P. LiKamWa, B. H. T. Chai and E. W. Van Stryland, "Generation of 150 fs tunable pulses in Cr:LiSrAlF₆", *Opt. Lett.*, **17**, p. 195, (1992).
- [30] A. Siegman, "Lasers", University Science Book, p.375, (1986).
- [31] A. Siegman, "Lasers", University Science Book, p.382, (1986).
- [32] J. D. Simon, "Ultrashort light pulses", *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, p. 3597, (1989).
- [33] S. de Silvestri, P. Laporta and O. Svelto, "The role of the cavity dispersion in cw mode-locked lasers", *IEEE, J. Quantum Electron.*, **20**, p. 533, (1984).
- [34] C. LeBlanc, "Principes et réalisation d'une source laser térawatt femtoseconde basée sur le saphir dopé au titane. Caractérisation des impulsions produites et démonstration du régime d'intensité au niveau de 10¹⁸W:cm²", Thèse de doctorat en physique des lasers, Ecole Polytechnique, Juin 1993.
- [35] O. E. Martinez, J. P. Gordon and R. L. Fork, "Negative group-velocity dispersion using refraction", *J. Opt. Soc. Am. A*, **1**, p. 1003, (1984).
- [36] R. L. Fork, O. E. Martinez and J. P. Gordon, "Negative dispersion using pairs of prisms", *Opt. Lett.*, **9**, p. 150, (1984).
- [37] J. M. Evans, D. E. Spence, W. Sibbett, B. H. T. Chai and A. Miller, "50-fs pulse generation from a self-mode-locked Cr:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.*, **17**, p. 1447, (1992).
- [38] C. C. Cutler, "Why Does Linear Phase Shift Cause Mode Locking?", *IEEE, J. Quantum Electron.*, **28**, p. 282, (1992).
- [39] H. S. Wang, P. Li Kam Wa, J. L. Lefaucheur, B. H. T. Chai and A. Miller, "CW and self-mode-locking performance of a red pumped Cr³⁺:LiSr_{0.8}Ca_{0.2}AlF₆ laser", *Opt. comm.*, **110**, p. 679, (1994).
- [40] L. R. Brovelli, U. Keller and T. H. Chiu, "Design and operation of antiresonant Fabry-Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, p. 311 (1995).
- [41] R. Fluck, K. J. Weingarten, G. Zhang, U. Keller and M. Moser, "Diode-pumped passively mode-locked 1,3 μm Nd:YVO₄ and Nd:YLF lasers using semiconductor saturable absorbers", *OSA Technical Digest Series, ASSL 96*, paper FE4-1, p. 273, (1996).
- [42] D. Kopf, K. J. Weingarten, L. R. Brovelli, M. Kamp and U. Keller, "Diode-pumped 100-fs passively mode-locked Cr:LiSAF laser with an antiresonant Fabry-Perot saturable absorber", *Opt. Lett.*, **19**, p. 2143, (1994).
- [43] N. H. Rizvi, P. M. W. French and J. R. Taylor, "50-fs pulse generation from a self-starting cw passively mode-locked Cr:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.*, **17**, p. 877, (1992).
- [44] N. H. Rizvi, P. M. W. French, J. R. Taylor, P. J. Delfyett and L. T. Florez, "Generation of pulses as short as 93 fs from self-starting femtosecond Cr:LiSrAlF₆ lasers by exploiting multiple-quantum-well absorbers", *Opt. Lett.*, **18**, (1993).
- [45] G. Cerullo, S. De Silvestri and V. Magni, "Self-starting Kerr-lens mode locking of a Ti:sapphire laser", *Opt. Lett.*, **19**, p. 1040, (1994).
- [46] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Self-starting self-mode-locked femtosecond diode-pumped Cr:LiSAF laser", *Opt. Lett.*, **20**, p. 1874, (1995).

- [47] R. Mellish, N. P. Barry, S. C. W. Hyde, R. Jones, P. M. W. French, J. R. Taylor, C. J. van der Poel and A. Valster, "Diode-pumped Cr:LiSAF all-solid-state femtosecond oscillator and regenerative amplifier", *Opt. Lett.*, **20**, p. 2312, (1995).

Partie IV

- [1] A. Siegman, "Lasers", University Science Book, p.1004, (1986).
- [2] L.L. Chase and S.A. Payne, "New tunable solid-state lasers Cr³⁺:LiCaAlF₆ and Cr³⁺:LiSrAlF₆", *Optics and Photonics News*, p. 16, (August 1990).
- [3] W.R. Rapoport, "Excited State Absorption and Up-conversion in Cr:LiSAF", OSA proceedings on Advanced Solid State Lasers, **13**, p. 21, (1992).
- [4] G.N. Lawrence, "Proposed international standard for laser beam quality falls short", *Laser Focus World*, p. 109, (1994).
- [5] S.A. Payne, L.K. Smith, R.J. Beach, B.H.T. Chai, J.H. Tassane, L.D. De Loach, W.L. Kway, R.W. Solarz and W.F. Krupke, "Properties of Cr:LiSrAlF₆ crystals for laser operation", *Appl. Opt.*, **33**, p. 5526, (1994).
- [6] MG. Innocenzi, H.T. Yura, C.L. Fincher and R.A. Fields, "Thermal modeling of continuous wave end-pumped solid-state lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **56**, p. 1831, (1990).
- [7] M.D. Perry, S.A. Payne, T. Ditmire, R. Beach, G.J. Quarles, W Ignatuk, R. Olson and J. Weston, "Better materials trigger Cr:LiSAF laser development", *Laser Focus World*, p. 85, (1993).
- [8] M. Abramowitz and I.A. Stegun, eds. "Handbook of Mathematical Functions", p. 227 (Dover, New York, 1965).
- [9] M. Stalder, M. Bass and B.H.T. Chai, "Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals", *J. Opt. Soc. Am.*, **9**, p. 2271, (1992).
- [10] F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Small signal gain investigations for a continuous-wave diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser", soumis à *Opt. Lett.*, 20 Mars 1996.
- [11] D. Findlay and R.A. Clay, "The measurement of internal losses in 4-level lasers", *Phys. Lett.*, **20**, p. 277, (1966).
- [12] F. Balembois, "Développement de nouvelles sources laser accordables dans l'infrarouge proche autour du cristal de LiSAF dopé avec l'ion Cr³⁺", Thèse de l'université Paris XI, p. 63, Février 1994.

Références de l'auteur

Partie II

- [1] F. Balembois, F. Falcoz, P. Georges, G. Roger and A. Brun, "All solid-state diode-pumped LiSAF laser", J. Physique IV, colloque C4, 4, p. 517, (1994).
- [10] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "All solid-state continuous wave tunable blue light source by intracavity doubling of a diode-pumped Cr:LiSAF laser", Opt. Lett., 20, p. 1274, (1995).

Partie III

- [11] F. Balembois, F. Falcoz, P. Georges and A. Brun, "Efficient diode-pumped LiSAF laser in quasi-continuous wave and actively mode-locked regime", OSA, Advanced Solid-State Lasers, Fan and Chai, 20, p. 236, (1994).
- [20] F. Falcoz, F. Estable, L. Vigroux, P. Georges and A. Brun, "Picosecond diode-pumped Cr:LiSAF laser seeded Ti:Sapphire laser amplifiers", OSA Technical Digest Series, ASSL 96, paper FF1-1/388, (1996).
- [46] F. Falcoz, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Self-starting self-mode-locked femtosecond diode-pumped Cr:LiSAF laser", Opt. Lett., 20, p. 1874, (1995).

Partie IV

- [10] F. Falcoz, F. Kerboull, F. Druon, F. Balembois, P. Georges and A. Brun, "Small signal gain investigations for a continuous-wave diode-pumped Q-switched Cr:LiSAF laser", soumis à Opt. Lett., 20 Mars 1996.

E
L
E
M
E
N
T
A
R
Y
A
R
I
T
H
M
E
T
I
C
S

THE
UNIVERSITY
OF
CHICAGO

Nom : FALCOZ

Prénom : Franck

Sujet : Lasers Cr³⁺:LiSAF pompés par diodes.

Résumé

Le mémoire concerne l'étude de systèmes laser utilisant le cristal de Cr³⁺:LiSAF comme milieu amplificateur. Ce cristal possède une large bande d'émission entre 800 et 1000 nm, ainsi qu'une large bande d'absorption entre 600 et 700 nm. Depuis 1993, des diodes laser de puissance sont disponibles à la longueur d'onde de 670 nm, compatible avec la bande d'absorption du Cr³⁺:LiSAF. Malgré la mauvaise qualité spatiale de ces diodes, il est possible, en choisissant correctement les systèmes optiques, de réaliser un pompage efficace du cristal.

Nous avons développé des oscillateurs Cr³⁺:LiSAF pompés par diodes et délivrant quelques centaines de mW en régime **continu**, entre 800 et 900 nm. Nous avons testé différentes configurations de pompage et de cavité, et recueilli des informations sur ce cristal, en particulier sur son efficacité comme matériau laser.

Les résultats étant satisfaisants, nous avons testé le fonctionnement de ce laser pour deux régimes impulsionnels différents. Le premier oscillateur impulsionnel réalisé nous a permis d'obtenir des impulsions de quelques dizaines de **picosecondes**, limitées par la transformée de Fourier et accordables sur 100 nm. Les impulsions sont produites par blocage de modes actif à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Le deuxième oscillateur réalisé, nous a permis d'obtenir des impulsions **femtosecondes** en utilisant l'effet Kerr optique. Ainsi nous avons obtenu des impulsions de 50 fs pour une puissance moyenne de 40 mW. Les caractéristiques obtenues placent cet oscillateur parmi les premiers sur la scène internationale.

Les énergies produites par ces oscillateurs étant faibles, il peut être nécessaire d'utiliser un amplificateur. Pour optimiser ses performances de ce dernier, nous avons développé une simulation théorique permettant de calculer le gain disponible dans le laser, en tenant compte de facteurs limitant tels que l'"upconversion" ou les effets de l'échauffement du cristal ("quenching"). La modélisation, permet d'évaluer l'influence de divers paramètres, et en particulier du pompage, sur le gain. Sa validité a été confirmée par la réalisation d'un oscillateur déclenché délivrant quelques μ J.

Mots clés : Lasers solides accordables, pompage par diode laser, impulsions brèves (optique)

