



HAL
open science

Etude et réalisation de lasers solides a modes couples (yag dope néodyme et saphir dope tiane). Compression d'impulsions.

Thierry Lépine

► **To cite this version:**

Thierry Lépine. Etude et réalisation de lasers solides a modes couples (yag dope néodyme et saphir dope tiane). Compression d'impulsions.. Optique [physics.optics]. Université Paris Sud - Paris XI, 1991. Français. NNT: . pastel-00716964

HAL Id: pastel-00716964

<https://pastel.hal.science/pastel-00716964>

Submitted on 11 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.

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR
EN SCIENCES PHYSIQUES**

PAR

Thierry LEPINE

**ETUDE ET REALISATION DE LASERS SOLIDES A MODES COUPLES
(YAG DOPE NEODYME ET SAPHIR DOPE TITANE),
COMPRESSION D'IMPULSIONS.**

Soutenu le 17 janvier 1991 devant la commission d'examen

MM. C. IMBERT	PRESIDENT
H. ARDITTY	
A. BRUN	EXAMINATEURS
B. CUNIN	
A. DUCASSE	
B. COULLAUD	INVITE

A mes parents

A Sophie

ABSTRACT

We describe and analyse various means to produce ultrashort light pulses. First, we describe the realization of a CW actively mode-locked frequency doubled Nd:YAG laser. This laser produces pulses of 60 picoseconds at 532 nanometers and at a repetition rate of 82 MHz. It is used to pump a conventional three mirrors dye laser which produces pulses of 10 picoseconds duration at a repetition rate of 82 MHz. The whole system has been characterized by using streak cameras in synchroscan mode or in triggered mode.

Then, we have studied the possibility to produce femtosecond pulses by using a pulse compressor. For this, we have used a classical two jets dye laser which produces pulses of one picosecond at 600 nanometers and at a repetition rate of 80 MHz. After compression, pulse duration is as short as 130 femtoseconds. Experimental results are in good agreement with theoretical work.

To produce directly femtosecond pulses, we have studied a linear cavity in which the amplifier medium is a new solid-state material : titanium-sapphire ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$). First, modes are actively locked using an acousto-optic modulator. In this case, the laser produces pulses as short as 10 picoseconds at a repetition rate of 125 MHz. The tunability was limited by the mirrors between 720 and 800 nanometers. Then, this laser is passively mode-locked using HITCI as the saturable absorber and the intracavity group velocity dispersion is controlled with a sequence of two prisms. Pulses as short as 65 femtoseconds at a repetition rate of 100 MHz (38 kW peak power) have been obtained around 800 nanometers.

Vertical line of text on the left side of the page, possibly a page number or header.

Je remercie Monsieur le Professeur C. Imbert de m'avoir accueilli à l'Institut d'Optique et de présider mon jury de thèse.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Messieurs les membres du Jury en acceptant de lire et de juger ce mémoire : Monsieur le Professeur Christian Imbert, Directeur de l'Institut d'Optique, qui a bien voulu présider ce jury, Monsieur le Professeur Alain Brun, chef du groupe d'optique non linéaire, qui a été mon directeur de thèse, Monsieur Hervé Arditty, président de la société Photonetics, Monsieur le Professeur André Ducasse de l'université de Bordeaux, Monsieur Bernard Cunin du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, Monsieur Bernard Couillaud, chef de département du secteur recherche de la société Coherent à Palo Alto (U.S.A).

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur Alain Brun qui a bien voulu m'accepter dans son groupe de recherches alors que j'avais dû quitter mon équipe d'origine. J'ai apprécié sa confiance et la liberté que j'ai eue sous sa direction. Qu'il sache que je ne le remercierai jamais assez pour tout ce qu'il a fait.

Je tiens aussi à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Hervé Arditty qui, malgré ses lourdes charges, m'a soutenu et dirigé vers l'Institut d'Optique. Je remercie aussi la société A.R.P ainsi que l'ANRT qui m'ont soutenu financièrement pendant le temps où ce travail a été effectué.

Merci aussi à tous les membres de l'équipe du groupe d'optique non linéaire. Parmi ceux-ci, Patrick Georges tient une place particulière. Son immense disponibilité, sa très grande compétence ainsi que sa bonne humeur m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions. Je remercie tout spécialement Gilles Lesaux pour les conseils très nombreux et fort utiles qu'il m'a prodigués. Merci aussi à François Salin. Sa gentillesse et sa remarquable compétence m'ont beaucoup aidé lors de mon arrivée à l'Institut d'Optique. Merci encore à Gérard Roger qui a conçu toute la partie mécanique de nos systèmes. Les performances de nos lasers doivent beaucoup à sa redoutable efficacité. Merci à notre informaticien Michel Allain que j'ai dû déranger plusieurs dizaines de fois (bien malgré moi !) afin qu'il apaise mes angoisses "informatiques". Je lui dois d'être devenu un fervent adepte du Macintosh. Merci à Hervé Assier qui fut notre scientifique du contingent et qui m'a aidé à terminer les programmes de calculs de cavités laser. Merci à Philippe Grangier, à Michael Canva, à Eric Akmansoy pour les nombreuses discussions que nous avons eues. Merci à nos électroniciens André Villing et Alain Aide pour leurs nombreux montages, en particulier pour les circuits de notre autocorrélateur "longue course" qui nous a permis de mesurer les impulsions picosecondes de notre laser à saphir. Merci à tous les techniciens de l'atelier de mécanique qui ont réalisé le squelette de nos lasers. Merci encore à l'équipe des TP de l'Ecole Supérieure d'Optique pour leur accueil chaleureux, l'encadrement des séances de TP de 3^{ème} année restera pour moi un bon souvenir.

Merci aussi à Benoit Deveaud et Fabrice Clérot du CNET Lannion qui m'ont reçu très gentiment pour quelques jours dans leur laboratoire.

Il serait injuste de ma part d'oublier l'équipe du groupe d'optique appliquée du Centre de Recherches Nucléaire de Strasbourg. Merci d'abord à J.A.Miehe de m'avoir permis de réaliser une partie des travaux présentés dans ce manuscrit. Mon départ ne m'a pas fait oublier que j'ai beaucoup appris auprès de certains. Je pense tout spécialement à Alphonse Martz dont l'expérience pratique des lasers est remarquable, à Paul Geist à qui je dois une partie de mes connaissances d'électronique, à Auguste Haessler qui a informatisé toutes les expériences, à Pierre Noirard (Alsalaser) qui m'a aidé à commencer les programmes de calculs de cavités laser et qui m'a beaucoup appris sur les lasers à vapeur de cuivre, à Bernard Geoffroy (à l'époque thésard) dont les connaissances en électronique rapide et sur les caméras à balayage de fente m'ont été très souvent utiles, à Thierry Colin (à l'époque Alsalaser), ami de longue date qui a participé très activement au projet de laser YAG à modes couplés, à Maryvonne Kientz (à l'époque secrétaire) dont je n'oublierai jamais la gentillesse et le dévouement, enfin à Bernard Cunin. Il a accepté d'être rapporteur de ce travail, qu'il trouve ici le témoignage sincère d'une profonde reconnaissance et d'une réelle amitié.

Merci à Patricia Huber et à Nelly Bonnavent qui ont assuré la frappe de ce manuscrit ainsi qu'à madame Delmotte qui s'est chargée de l'impression du document.

Merci enfin à Sophie qui m'a tant aidé dans les moments de doute. Ce travail lui doit beaucoup.

TABLE DES MATIERES

11/11/2019 10:11:11 AM

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : ETUDE ET REALISATION D'UN LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES ET DOUBLE EN FREQUENCE.....	5
I.1. INTRODUCTION.....	7
I.2. GENERATION D'IMPULSIONS COURTES PAR COUPLAGE DE MODES ACTIF	8
I.2.1. Introduction	8
I.2.2. Le couplage de modes.....	9
I.2.3. Le couplage de modes actif.....	12
I.2.4. Etude théorique du couplage de modes actif.....	14
I.2.4.1. L'impulsion lumineuse.....	14
I.2.4.2. Le milieu actif	15
I.2.4.3. Le modulateur acousto-optique.....	16
I.2.4.4. Solution stable par propagation	18
I.2.4.5. Conclusion.....	22
I.3. ETUDE ET REALISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES.....	24
I.3.1. Introduction	24
I.3.2. Présentation de la cavité laser	25
I.3.3. Les effets thermiques dans le barreau de YAG.....	26
I.3.3.1. Introduction.....	26
I.3.3.2. Distribution de température dans le milieu amplificateur	27
I.3.3.3. Contraintes thermiques dans le milieu amplificateur	29
I.3.3.4. Variation de l'indice de réfraction due à l'effet photo- élastique.....	29
I.3.3.5. La lentille thermique	30
I.3.3.6. Mesure de la distance focale thermique de notre tête laser	33
I.3.3.7. La biréfringence induite	35
I.3.3.8. Mise en évidence expérimentale de la biréfringence induite et de ses effets.....	37

I.3.3.9.	Compensation des effets thermiques	39
I.3.4.	Compensation de la lentille thermique.....	40
I.3.4.1.	Introduction.....	40
I.3.4.2.	Modélisation du barreau en lentille mince.....	41
I.3.4.3.	Notations.....	43
I.3.4.4.	Zones de stabilité de la cavité.....	45
I.3.4.5.	Rayons du faisceau gaussien sur les miroirs et dans le barreau, cavité dynamiquement stable.....	48
I.3.4.6.	Sensibilité mécanique de la cavité.....	49
I.3.4.7.	Programmes de calculs de cavités.....	50
I.3.5.	Importance du modulateur acousto-optique	53
I.3.5.1.	Principe	53
I.3.5.2.	Conditions de résonance	54
I.3.5.3.	Contrôle de température du modulateur acousto-optique	54
I.3.5.4.	Pureté spectrale du synthétiseur.....	55
I.3.5.5.	Importance de l'emplacement du cristal dans la cavité.....	55
I.3.5.6.	Remarques d'ordre pratique	57
I.3.6.	Réalisations mécaniques et performances.....	58
I.3.6.1.	Laser à tête Micro-contrôle	58
I.3.6.2.	Laser à tête Holobeam	59

I.4. CARACTERISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES.....60

I.4.1.	Rappel sur les différentes techniques de mesure des impulsions lumineuses.....	60
I.4.2.	Principe de la caméra à balayage de fente.....	61
I.4.3.	La caméra à balayage de fente utilisée en mode monocoup (ou déclenché).....	62
I.4.4.	La caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal (ou synchroscan).....	64
I.4.5.	Caractérisation des impulsions délivrées par le laser Nd:YAG continu après doublage de fréquence	66
I.4.5.1.	Analyse en mode monocoup	66
I.4.5.2.	Analyse en mode sinusoïdal	67
I.4.6.	Caractérisation des impulsions délivrées par un laser à colorant pompé en synchronisme par le laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence	72
I.4.6.1.	Couplage de modes actif par pompage synchrone	73
I.4.6.2.	Résultats expérimentaux	73

I.4.6.3. Discussion.....	84
I.5. CONCLUSION.....	85
CHAPITRE II : ETUDE ET REALISATION D'UN COMPRESSEUR D'IMPULSIONS.....	87
II.1. INTRODUCTION.....	89
II.2. COMPRESSION D'IMPULSIONS LUMINEUSES MODULEES EN FREQUENCE PAR AUTOMODULATION DE PHASE DANS DES FIBRES OPTIQUES.....	90
II.2.1. Rappels théoriques	90
II.2.2. Compression à l'aide d'un système de prismes.....	96
II.2.3. Calcul des paramètres de notre compresseur à fibre et prismes	99
II.2.4. Intérêt et limitations du modèle développé précédemment	99
II.3. DISPOSITIF ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	103
II.4. CONCLUSION.....	107
CHAPITRE III : ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE PRODUISANT DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES.....	109
III.1. INTRODUCTION.....	111
III.2. PRESENTATION DU CRISTAL DE SAPHIR DOPE AU TITANE	114
III.3. RESUME DES DIFFERENTES TECHNIQUES APPARUES RECEMMENT POUR COUPLER LES MODES EN PHASE	119
III.3.1. Le couplage de modes "magique"	120

III.3.2. Le couplage de modes en utilisant des cavités couplées.....	121
III.3.2.1. Cavité couplée non linéaire de type APM (Additive Pulse Mode-locking).....	121
III.3.2.2. Couplage de modes auto-amorcé à l'aide d'une cavité couplée non linéaire de type APM	122
III.3.2.3. Couplage de modes passif et résonant (RPM pour Resonant Passive Modelocking en anglais)	123
III.3.2.4. Couplage de modes à l'aide d'une cavité couplée linéaire.....	123
III.4. ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE A MODES COUPLES ACTIVEMENT.....	124
III.4.1. Introduction	124
III.4.2. Conception de la cavité.....	125
III.4.3. Compensation de l'astigmatisme	127
III.4.4. Structure finale de la cavité.....	132
III.4.5. Caractérisation de l'oscillateur	136
III.4.5.1. Etude du seuil de la cavité.....	136
III.4.5.2. Etude des performances de l'oscillateur.....	137
III.4.5.3. Etude de la durée des impulsions en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur et en fonction de la longueur de la cavité.....	139
III.5. LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE A COUPLAGE DE MODES PASSIF	144
III.5.1. Transformations de la cavité.....	144
III.5.2. Caractérisation de la cavité en régime picoseconde	147
III.5.2. Caractérisation de la cavité en régime femtoseconde	151
III.6. CONCLUSION.....	153
 CONCLUSION.....	 155
 BIBLIOGRAPHIE	 159

INTRODUCTION

Afin de mieux comprendre le monde qui nous entoure, les physiciens doivent construire des machines fantastiques pour sonder l'espace et le temps dans leurs dimensions extrêmes. Ainsi les astrophysiciens disposent de grands télescopes grâce auxquels ils espèrent pouvoir observer un jour la naissance de l'univers qui s'est produite il y a quinze ou vingt milliards d'années. De même, leurs collègues de physique nucléaire ont construit récemment un immense accélérateur-collisionneur afin d'observer la matière dans son état le plus élémentaire, justement telle qu'elle devait être dans les premiers millièmes de seconde post "Big Bang".

Les lasers à impulsions très brèves, picosecondes et femtosecondes, sont aussi des machines extraordinaires. En 1965 est construit pour la première fois un laser à rubis à modes couplés produisant des impulsions picosecondes. En 1987, une équipe américaine des laboratoires Bell est à l'origine du phénomène physique le plus bref jamais enregistré par l'homme : la production d'une impulsion lumineuse de six femtosecondes de durée. Afin de mieux comprendre ce chiffre, il suffit de savoir que six femtosecondes sont à une seconde ce que une seconde est à cinq millions d'années !

Ainsi, les physiciens disposent d'un outil qui peut leur permettre d'étudier les phénomènes ultrarapides associés à l'infiniment petit. En effet, comme les impulsions ultrabrèves sont produites de façon répétitive, on peut utiliser ces sources comme un stroboscope pour figer ou étudier au ralenti des processus physiques très rapides : réactions chimiques, mouvements des porteurs dans un semi-conducteur, changement de conformation dans une molécule...

A l'heure actuelle, de telles sources intéressent de très nombreuses branches de la physique (biologie, chimie, électronique, physique du solide...). La poursuite des travaux de recherche associés aux développements de ces sources lasers visent un double but.

- Tout d'abord, l'amélioration de ces sources suppose que tous les processus physiques qui sont la base de la production des impulsions très brèves soient compris, ce qui n'est pas le cas actuellement.

- Ensuite, le champ des applications des lasers ultrarapides est tous les jours plus vaste.

Il est donc nécessaire de continuer à développer de telles sources afin de toujours satisfaire les demandes de plus en plus exigeantes des utilisateurs.

Ce mémoire est consacré à l'étude et au développement de sources lasers à impulsions très brèves.

Dans le **premier chapitre**, nous présentons les deux lasers Nd:YAG à modes couplés que nous avons conçus et réalisés. Tout d'abord, nous avons pris en compte les effets thermiques

présents dans le barreau de YAG, notamment la lentille thermique. Puis nous avons développé des programmes informatiques qui permettent de déterminer les rayons de courbure des miroirs de la cavité pour lesquels le profil du mode fondamental TEM₀₀ dans la cavité est optimal. Enfin, nous insistons sur le rôle très important du modulateur acousto-optique. L'un des deux lasers picoseconde a été caractérisé à l'aide d'une caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal et en mode monocoup.

Le deuxième chapitre est consacré au compresseur d'impulsions que nous avons réalisé afin d'obtenir des impulsions subpicosecondes. Comme base de départ, nous disposons d'un laser Nd:YAG à modes couplés activement et doublé en fréquence (modèle Antares de Coherent). Ce laser pompe en synchronisme un laser à colorant à deux jets (Rh6G-DODCI) (modèle Coherent 702) qui délivre des impulsions dont la largeur temporelle à mi-hauteur est d'environ 1 picoseconde. La compression de ces impulsions a été obtenue en élargissant leur spectre grâce à l'automodulation de phase dans le cœur d'une fibre optique puis en remettant en phase les différentes fréquences grâce à une ligne à retard à prismes.

Enfin **le troisième chapitre** présente les travaux réalisés avec un nouveau matériau laser solide : le saphir dopé au titane. Autour de ce matériau, nous avons conçu et mis en œuvre un laser à modes couplés. Dans un premier temps, le couplage des modes est réalisé activement à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Dans cette configuration, le laser délivre des impulsions lumineuses dont la largeur temporelle à mi-hauteur peut être aussi courte que quelques picosecondes. Dans un second temps, le couplage des modes a été réalisé passivement en utilisant un absorbant saturable (HITCI). La dispersion de vitesse de groupe intracavité est ajustée à l'aide d'une ligne à retard à prismes. Dans ces conditions, ce laser produit des impulsions lumineuses qui, à notre connaissance, sont les plus courtes jamais produites directement à partir d'un oscillateur à saphir dopé au titane.

**CHAPITRE I : ETUDE ET REALISATION D'UN LASER
Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES ET DOUBLE
EN FREQUENCE**

I.1. INTRODUCTION

La première partie de ce travail a été effectuée au Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, au sein du groupe de Physique Moléculaire et d'Optique Appliquée. L'activité de recherche de ce groupe est double :

- recherches en photophysique moléculaire,
- études et réalisations de caméras à balayage de fente.

Dans les deux cas, il est nécessaire de disposer de sources laser délivrant des impulsions très courtes. C'est une des deux raisons qui nous a décidé à concevoir et à réaliser un laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence.

La seconde raison vise un but plus lucratif. A l'époque où ces travaux ont été commencés (septembre 1986) la majorité des lasers à colorants à impulsions courtes étaient pompés par des lasers à argon. En effet, Kluge a mis au point une méthode originale [1] qui permet de mesurer les fluctuations d'amplitudes et de position dans les trains d'impulsions de lasers à modes couplés et a confirmé l'idée communément admise que le laser à argon est une source de pompage plus stable que le laser YAG. Néanmoins, le coût et l'entretien d'un laser à argon sont très élevés.

C'est aussi à cette époque que sont apparus sur le marché des cristaux non linéaires performants (KTP) qui permettaient d'envisager des lasers Nd:YAG doublés délivrant des puissances moyennes suffisamment élevées pour pouvoir pomper des lasers à colorant. Le marché a alors été très vite occupé par les deux principaux constructeurs mondiaux de lasers de laboratoire. Coherent proposait son laser YAG "Antares" et Spectra Physics son laser YAG 3460. Ces deux lasers sont associés à de nombreux systèmes de stabilisation active (asservissement du courant des lampes, protection du KTP...) qui permettent d'obtenir un faisceau plus stable. Néanmoins, même si ces systèmes sont moins chers qu'un laser à argon, leur prix demeure très élevé et c'est pourquoi nous avons décidé d'essayer de commercialiser notre laser Nd:YAG. Son prix de revient devrait être inférieur à celui de ses concurrents car nous avons choisi de réaliser un laser ne mettant en oeuvre aucun asservissement. Nous pensons en effet qu'il est possible d'obtenir des impulsions puissantes et stables si la cavité laser est bien calculée et si la réalisation mécanique est soignée (utilisation de supports mécaniques de qualité (Super Invar...)).

Le cahier des charges fixait :

- le taux de répétition des impulsions lumineuses à 82 MHz. En effet, le laboratoire avait acheté il y a quelques années un système laser picoseconde Spectra Physics (Argon à modes couplés pompant en synchronisme un laser à colorant). La fréquence de répétition des impulsions lumineuses

délivrées par ce système est de 82 MHz. Autour de ce laser ont alors été conçues des caméras à balayage de fente dont les circuits de balayage ont été accordés autour de 82 MHz.

- la largeur à mi-hauteur des impulsions à 532 nm inférieure à 80 ps.

Il était difficile de spécifier au départ la puissance moyenne du faisceau de sortie car elle dépend beaucoup du type de tête utilisé (1 ou 2 lampes de pompage, puissance de pompage...). D'autre part, la puissance de sortie et la stabilité des impulsions sont en général des caractéristiques antagonistes : si la puissance de sortie est élevée (plus de 10 W), la stabilité des impulsions diminue et il devient alors nécessaire d'utiliser un asservissement pour réduire les fluctuations d'amplitude.

Nous devons donc faire un compromis entre une puissance de sortie assez élevée, pour obtenir un bon rendement de génération de seconde harmonique, et une bonne stabilité du train d'impulsions.

Nous présentons dans la première partie le principe de la génération d'impulsions courtes par couplage de modes actif. Dans la deuxième partie, nous abordons l'étude et la réalisation du laser Nd:YAG en insistant sur les problèmes thermiques présents dans le barreau et leur compensation. Enfin, nous présentons les résultats de la caractérisation du système en utilisant une caméra à balayage de fente en mode monocoup ou en mode répétitif.

I.2. GENERATION D'IMPULSIONS COURTES PAR COUPLAGE DE MODES ACTIF

I.2.1. Introduction

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux méthodes permettant de produire des impulsions lumineuses très brèves.

Tout d'abord, nous rappellerons le principe du couplage des modes dans une cavité laser.

Ensuite, nous verrons qu'il est possible d'utiliser un cristal acousto-optique pour coupler en phase tous les modes du laser et concentrer l'énergie lumineuse en une impulsion très courte.

Enfin, nous rappellerons les principaux résultats théoriques concernant le couplage de modes actif.

I.2.2. Le couplage de modes

Un laser est un oscillateur optique, constitué d'un milieu amplificateur placé à l'intérieur d'une cavité optique qui joue le rôle de boucle de contre-réaction. Lorsque le gain (non-saturé) du milieu amplificateur est supérieur aux pertes de la cavité optique, le rayonnement lumineux émis consiste en un certain nombre de fréquences discrètes associées aux modes de résonance de la cavité laser. Ces fréquences qui oscillent sont les modes longitudinaux ou axiaux du laser. Elles sont définies par la relation :

$$(1) \quad \nu_k = k \cdot \frac{c}{2 \cdot L}$$

(k est un entier, c est la vitesse de la lumière et L est la longueur optique de la cavité).

Le champ optique émis est alors égal à la somme des champs électriques des modes longitudinaux. Son évolution temporelle dépend des amplitudes et des phases relatives des différents modes axiaux, comme nous allons maintenant le démontrer.

Tout d'abord, considérons m modes longitudinaux, la différence de pulsation Ω entre deux modes successifs vérifie la relation :

$$(2) \quad \frac{\Omega}{2 \cdot \pi} = \frac{c}{2 \cdot L}$$

Ensuite, supposons que, par un moyen que nous détaillerons ensuite, les modes sont synchronisés en phase, c'est à dire que la différence de phase entre deux modes consécutifs est constante et égale à ϕ .

Le mode "central" a sa pulsation et sa phase désignées respectivement par ω_0 et ϕ_0 . Le champ électrique total s'écrit alors :

$$(3) \quad E(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{k=+\frac{m-1}{2}} E_k e^{i[(\omega_0 + k\Omega)t + (\phi_0 + k\phi)]}$$

Supposons pour simplifier que : $\forall k, E_k = E_0$ (en réalité, le gain dépend de la fréquence). Alors:

$$(4) \quad E(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{+\frac{m-1}{2}} E_k e^{i[(\omega_0+k\Omega)t + (\phi_0+k\phi)]} \Leftrightarrow E(t) = E_0 \varepsilon(t) e^{i(\omega_0 t + \phi_0)}$$

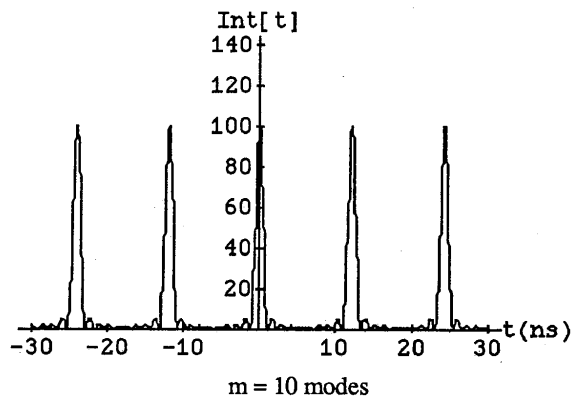
avec :

$$(5) \quad \varepsilon(t) = \sum_{k=-\frac{m-1}{2}}^{+\frac{m-1}{2}} e^{ik(\Omega t + \phi)}$$

c'est-à-dire :

$$(6) \quad \varepsilon(t) = \frac{\sin(m\Omega t/2)}{\sin(\Omega t/2)}$$

Ainsi le champ constitué de m modes longitudinaux synchronisés comprend le champ à la pulsation porteuse ω_0 , modulé en amplitude par la fonction $\varepsilon(t)$. La figure 1 représente l'intensité $\text{Int}(t) = \varepsilon(t)^2$ pour $m = 10$ et $m = 100$.



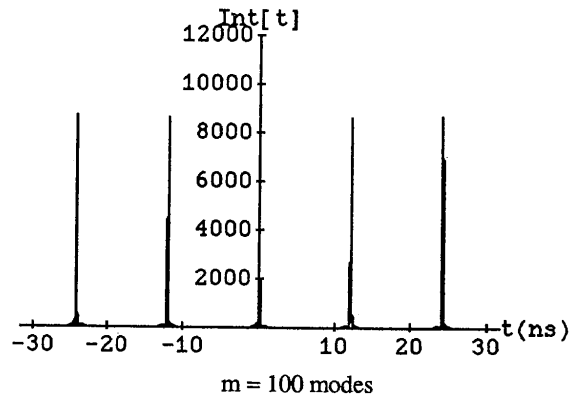


Figure 1 : Variations de l'intensité d'un laser dont m modes sont couplés en phase.

L'intervalle de temps T est la période de l'intensité, elle correspond à l'écart en fréquence entre deux modes successifs : $T = 2\pi / \Omega = 2L / c$. On voit donc clairement que, lorsque le nombre m de modes synchronisés augmente, l'enveloppe $\epsilon(t)^2$ prend la forme correspondant à une succession d'impulsions lumineuses de période T et de durée $\Delta t \sim T / m$.

Remarquons ici qu'il aurait été possible de prévoir qualitativement ce résultat. En effet, les différents modes de la cavité ont tous des fréquences différentes ($\nu_k = k.c / 2.L$). Il n'est donc pas possible de faire coïncider leurs minima et leurs maxima en tout point de la cavité. Mais à un instant donné, il est possible (nous verrons comment par la suite) de mettre en phase tous ces modes de façon que, en un point précis de la cavité, l'interférence soit constructive et destructive partout ailleurs. Ainsi, l'impulsion lumineuse existe dans la cavité là où l'interférence entre tous les modes est constructive. Pour terminer, il est intéressant d'évaluer la largeur des impulsions obtenues dans le cas où le résonateur est non sélectif.

Le nombre maximal de modes longitudinaux de la cavité est donné par :

$$(7) \quad m = \frac{\Delta\nu}{\frac{\Omega}{2\pi}} = \frac{\Delta\nu \cdot 2L}{c}$$

($\Delta\nu$ est la largeur de la courbe de gain, L la longueur de la cavité).

Nous avons vu précédemment que la largeur Δt des impulsions est peu différente de T / m , c'est-à-dire : $\Delta t \sim 2L / cm$.

Il vient :

$$(8) \quad \Delta t \sim \frac{2L}{c \cdot \Delta \nu \cdot \frac{2L}{c}} = \frac{1}{\Delta \nu}$$

Attention, ce résultat n'est qu'approché car le modèle utilisé précédemment est très simpliste. Nous verrons un peu plus loin qu'en fait :

$$(9) \quad \Delta t \sim \frac{1}{\Delta \nu^{1/2}}$$

Ainsi, on voit que les impulsions créées seront d'autant plus courtes que la largeur spectrale de la courbe de gain sera grande.

Ainsi, c'est en utilisant des colorants organiques (Rhodamine 6 G (Rh6G) par exemple) comme milieu amplificateur que l'on peut produire les impulsions les plus courtes dans le visible ($\Delta t < 0,1$ ps).

En conclusion, l'interférence de m modes longitudinaux équidistants et synchronisés en phase conduit à une série d'impulsions lumineuses, dont la période est égale au temps d'aller-retour dans la cavité et dont la durée est environ proportionnelle à l'inverse de la largeur de la courbe de gain.

I.2.3. Le couplage de modes actif

Pour réaliser le couplage entre les phases des modes longitudinaux, on peut utiliser une modulation périodique d'un des paramètres de la cavité à une fréquence égale à l'intervalle en fréquence entre deux modes longitudinaux ou multiple de celui-ci. Dans le cas d'un laser Nd:YAG pompé en continu, le couplage de modes actif est réalisé en insérant dans la cavité un modulateur acousto-optique ou électro-optique. Le premier, module les pertes de la cavité, tandis que le second, module la phase des impulsions lumineuses.

Historiquement, les premiers modulateurs étaient des modulateurs de phase réalisés à base de cristaux électro-optiques. Ces modulateurs imposaient une modulation du retard de l'impulsion lumineuse brève lors de son passage à travers le modulateur, ce qui correspond à une modulation de phase du train d'impulsions. Actuellement, la plupart des modulateurs sont des modulateurs acousto-optique qui modulent les pertes de la cavité. Leurs avantages sont les suivants :

- les pertes d'insertion sont faibles,
- la tension de commande est plus faible (10 v environ contre quelques centaines de volts),
- les matériaux utilisés (en particulier le quartz) sont moins sensibles à l'échauffement.

Nous allons décrire dans ce qui suit l'action du modulateur acousto-optique de deux façons équivalentes mais complémentaires, en nous plaçant successivement dans le domaine fréquentiel puis temporel.

Un modulateur acousto-optique assure une modulation en amplitude des pertes du résonateur à une fréquence voisine de la différence de fréquence entre modes longitudinaux adjacents.

Vu dans le **domaine fréquentiel**, considérons le mode "central" de fréquence ν_0 , modulé en amplitude à la fréquence $\nu_m = c / 2L$.

La modulation d'amplitude crée, autour de ce mode, deux bandes latérales de fréquences $\nu_0 \pm \nu_m$ qui sont aussi les fréquences des deux modes longitudinaux adjacents à ν_0 . Cette coïncidence permet de synchroniser en phase les trois modes ($\nu_{-1} = \nu_0 - \nu_m$, ν_0 , $\nu_1 = \nu_0 + \nu_m$).

Ce raisonnement peut être repris pour les modes ν_{-1} et ν_1 . De proche en proche, nous constatons alors que tous les modes longitudinaux présents dans la courbe de gain sont synchronisés en phase.

Plaçons nous maintenant dans le **domaine temporel**. Nous verrons plus loin que la fonction de transfert en amplitude de notre modulateur acousto-optique peut être représentée comme sur la figure 2.

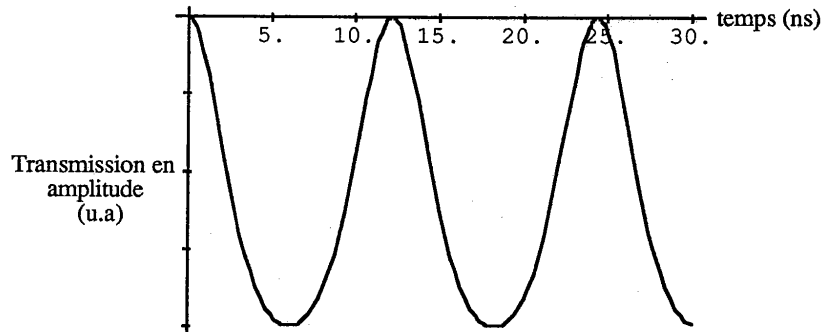


Figure 2 : Allure de la fonction de transfert en amplitude d'un modulateur acousto-optique.

La période de modulation est égale au temps mis par l'impulsion pour faire un aller-retour dans la cavité. Ainsi, une impulsion incidente sur le modulateur à un instant t , retrouvera le modulateur dans le même état (même transmission $T(t_1)$) après un aller-retour. Si la transmission du modulateur n'est pas maximale ($T(t_1) < 1$) à l'instant t_1 , l'impulsion subira des pertes par atténuation après chaque passage dans celui-ci jusqu'à ce qu'elle disparaisse. Seule l'impulsion qui traverse le modulateur au maximum de transmission peut survivre.

L'émission du laser consiste alors en une succession d'impulsions lumineuses, séparées temporellement de $2L / c$, qui est caractéristique du couplage entre les phases de tous les modes longitudinaux. Nous étudierons beaucoup plus en détail le modulateur acousto-optique dans la suite du chapitre.

I.2.4. Etude théorique du couplage de modes actif

Dans cette partie, nous nous proposons d'étudier théoriquement la génération d'impulsions brèves par couplage de modes actif.

Depuis les premières recherches sur la synchronisation active des modes dans un laser à He-Ne en 1965 [2], de nombreux modèles théoriques ont été proposés [3-6]. Les calculs qui suivent proviennent de la référence [4].

Le phénomène est décrit dans le domaine temporel. Une impulsion courte se propage dans une cavité laser linéaire constituée d'un milieu amplificateur et d'un modulateur acousto-optique (fig. 3). Cette impulsion est une solution stable par propagation si et seulement si son profil temporel reste inchangé après un aller-retour dans la cavité. Afin de simplifier l'étude, nous devons faire deux hypothèses essentielles. Nous supposons d'abord que le profil temporel de l'impulsion est gaussien et de plus que la largeur du spectre de l'impulsion est petite devant celle de la courbe de gain du milieu amplificateur. Ces hypothèses sont expérimentalement vérifiées dans le cas du laser Nd:YAG pompé en continu.

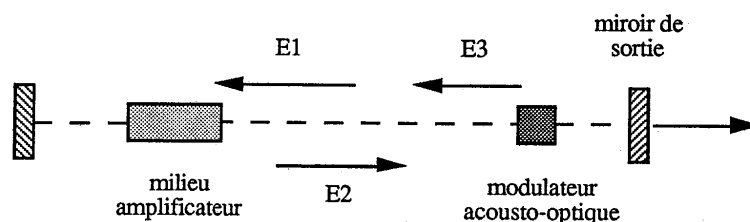


Figure 3 : Schéma d'un laser à cavité linéaire et à modes couplés.

I.2.4.1. L'impulsion lumineuse

Nous considérons ici le profil gaussien le plus général :

$$(10) \quad E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-\alpha t^2} e^{j(\omega_p t + \beta t^2)}$$

Le terme α est relatif à l'enveloppe gaussienne et β correspond à une modulation de fréquence linéaire (chirp) le long de l'impulsion lumineuse. Si l'on introduit la constante complexe $\gamma = \alpha - j\beta$, (10) s'écrit :

$$(11) \quad E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t}$$

La transformée de Fourier de $E(t)$ s'écrit :

$$(12) \quad E(\omega) = \frac{1}{2} E_0 \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} e^{-\frac{(\omega - \omega_p)^2}{4\gamma}}$$

La largeur temporelle à mi-hauteur de l'intensité de l'impulsion se déduit de (10) et vaut :

$$(13) \quad \Delta t = \sqrt{\frac{2 \text{Log} 2}{\alpha}}$$

De même, la largeur à mi-hauteur de l'intensité du spectre se déduit de (12) et vaut :

$$(14) \quad \Delta f_p = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{(2 \text{Log} 2) (\alpha^2 + \beta^2)}{\alpha}} \text{ (Hz)}$$

Le produit : largeur temporelle \times largeur spectrale est souvent utilisé pour caractériser les impulsions étudiées car il est lié à leur profil temporel :

$$(15) \quad \Delta t \cdot \Delta f_p = \frac{(2 \text{Log} 2)}{\pi} \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2}$$

I.2.4.2. Le milieu actif

Le milieu actif est caractérisé par son gain en amplitude pour un aller-retour dans la cavité :

$$(16) \quad g_a(\omega) = e^{\frac{g}{1+2j\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}}}$$

avec : g = coefficient de gain au centre de la courbe de gain ($\omega = \omega_a$). Comme nous avons supposé que le spectre de l'impulsion est moins large que celui $\Delta\omega$ de la courbe de gain, on en déduit que : $\omega - \omega_a \ll \Delta\omega$ d'où, en faisant un développement limité :

$$(17) \quad g_a(\omega) = e^{\frac{g}{1+2j\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}}} \Leftrightarrow g_a(\omega) \sim G e^{-2jg\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega} - 4g\left(\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2}$$

avec $G = e^g$. Remarquons alors que le gain a un profil en fréquence gaussien. Par conséquent, l'impulsion qui a traversé le milieu amplificateur garde aussi un profil temporel gaussien. La solution recherchée doit nécessairement vérifier cette condition.

I.2.4.3. Le modulateur acousto-optique

Le modulateur acousto-optique est un modulateur d'amplitude. Sa fonction du transfert en amplitude pour un aller-retour est donnée par :

$$(18) \quad a(t) = e^{-2\delta \sin^2 \omega_m t}$$

avec ω_m = fréquence de modulation et δ = profondeur de modulation.

Comme nous l'avons dit précédemment, il faut que l'impulsion lumineuse traverse le modulateur aux instants où la transmission $a(t)$ est maximale. Or, la transmission est périodique de fréquence $2\omega_m$. Donc la fréquence de modulation est la moitié de la fréquence de répétition des impulsions lumineuses $c/2L$. Nous avons représenté la fonction $a(t)$ sur la figure suivante pour $\delta = 0,1-0,5$ et $0,8$.

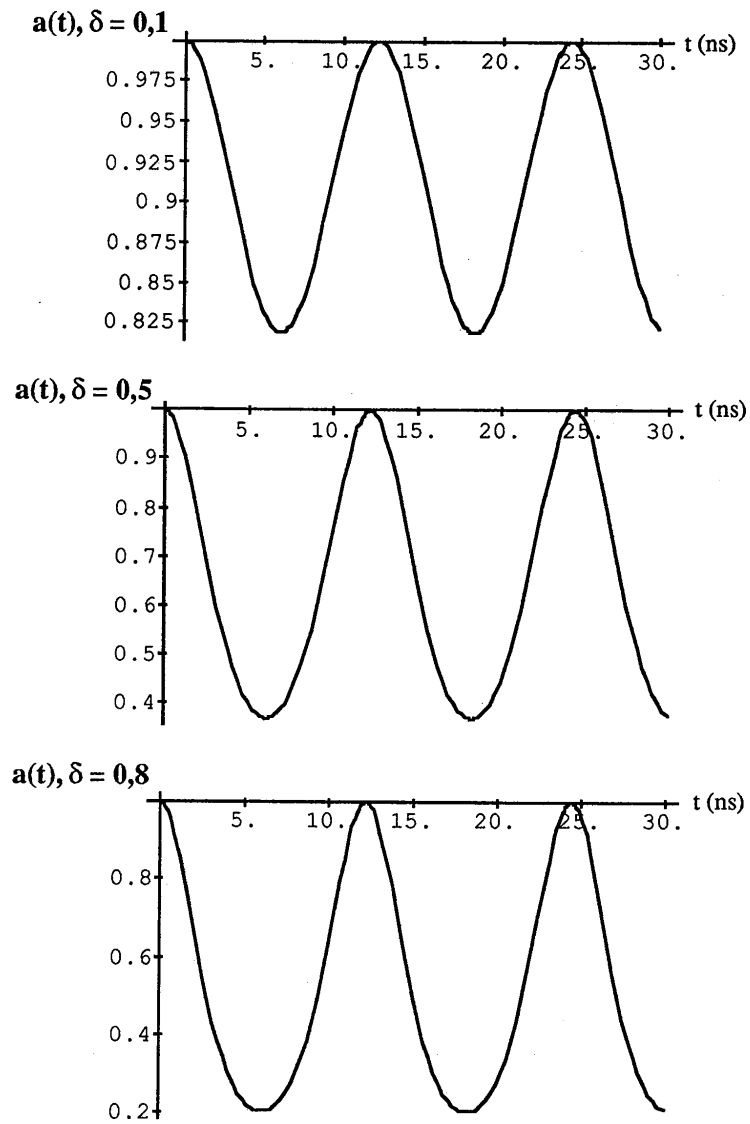


Figure 4 : Allure de la fonction de transfert du modulateur acousto-optique pour différentes valeurs de la profondeur de modulation δ .

Si l'impulsion lumineuse a une durée beaucoup plus courte que la période de modulation, on a : $\omega_m t \ll 1$ d'où :

$$(19) \quad a(t) \sim e^{-2\delta(\omega_m t)^2}$$

Nous utiliserons cette expression ultérieurement.

I.2.4.4. Solution stable par propagation

Dans cette partie, nous allons suivre l'impulsion lumineuse au cours de son aller-retour dans la cavité. Nous tiendrons compte de l'effet de chaque élément sur son profil temporel. La solution aura son profil inchangé après un aller-retour dans la cavité (fig 3).

Soit $E_1(t)$ l'impulsion lumineuse à l'instant initial. Sa transformée de Fourier est notée $E_1(\omega)$. Après le milieu amplificateur, le spectre de l'impulsion devient :

$$(20) \quad E_2(\omega) = g_a(\omega) \cdot E_1(\omega)$$

$$= \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-2jg \frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} - 4g \left(\frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega} \right)^2 - \frac{(\omega - \omega_p)^2}{4\gamma}}$$

Nous supposons que la fréquence centrale de l'impulsion (ω_p) est au centre de la courbe de gain, c'est à dire que $\omega_p = \omega_a$.

Il vient :

$$(21) \quad E_2(\omega) = \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} G e^{-A(\omega - \omega_a)^2} e^{-jB(\omega - \omega_a)}$$

avec :

$$(21.a) \quad A = \frac{1}{4\gamma} + \frac{4g}{(\Delta\omega)^2}$$

et :

$$(21.b) \quad B = \frac{2g}{\Delta\omega}$$

d'où :

$$(22) \quad E_2(t) = \frac{E_0 G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{(t-B)^2}{4A}} e^{j\omega_a t}$$

Le sommet de l'impulsion traverse le modulateur à l'instant $t = B$ d'après (22). Après cet instant, le champ s'écrit (19) :

$$(23) \quad E_3(t) = E_2(t) e^{-2\delta \omega_m^2 (t-B)^2}$$

Enfin, le champ électrique après un aller-retour dans la cavité s'obtient en ajoutant le retard temporel $2L/c$ et en tenant compte de la transmission partielle du miroir de sortie :

$$(24) \quad E_4(t) = r \cdot E_3\left(t - \frac{2L}{c}\right)$$

avec r = coefficient de réflexion en amplitude du miroir de sortie.

L'amplitude $E_1(t)$ de l'impulsion en régime stationnaire est alors donnée par :

$$(25) \quad E_1(t-T) e^{-j\phi} = E_4(t)$$

où T représente le temps total d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (nous allons voir que T est légèrement différent de $2L/c$) et $e^{-j\phi}$ inclut un déphasage éventuel du signal optique par rapport à l'enveloppe de l'impulsion.

Ceci conduit à :

$$(26) \quad \frac{E_0}{2} e^{-\gamma(t-T)^2} e^{j\omega_a(t-T)} e^{-j\phi} = \frac{r E_0 G}{4\sqrt{\gamma A}} e^{-\frac{(t-B-\frac{2L}{c})^2}{4A}} e^{-2\delta \omega_m^2 (t-B-\frac{2L}{c})^2} e^{j\omega_a(t-\frac{2L}{c})}$$

donc :

$$(26.a) \quad T = B + \frac{2L}{c}$$

$$(26.b) \quad \gamma = \frac{1}{4A} + 2\delta \omega_m^2$$

$$(26.c) \quad e^{-j\phi} = \frac{r G}{2 \sqrt{\gamma A}} e^{j \omega_a B}.$$

Avec (21.a) et (26.b), on obtient :

$$(27) \quad \gamma = \frac{2 \delta \omega_m^2}{2} \pm \frac{1}{2} \left((2 \delta \omega_m^2)^2 + \frac{2 \delta \omega_m^2 \Delta \omega^2}{4g} \right)^{1/2}.$$

Or $\alpha = \text{Re}(\gamma) \geq 0$ donc :

$$(28) \quad \gamma = \frac{2 \delta \omega_m^2}{2} + \frac{1}{2} \left((2 \delta \omega_m^2)^2 + \frac{2 \delta \omega_m^2 \Delta \omega^2}{4g} \right)^{1/2}$$

d'où :

$$(29) \quad \gamma = \frac{2 \delta \omega_m^2}{2} + \frac{2 \delta \omega_m^2}{2} \left(1 + \frac{\Delta \omega^2}{8 g \delta \omega_m^2} \right)^{1/2}.$$

Dans le cas du laser Nd:YAG, on a $\Delta \omega \gg \omega_m$. De plus, g et δ sont de l'ordre de l'unité. Il s'en suit :

$$(30) \quad \frac{\Delta \omega^2}{8 g \delta \omega_m^2} \gg 1$$

d'où avec (29), on obtient :

$$(31) \quad \gamma = \frac{\omega_m \Delta \omega}{2 \sqrt{2}} \sqrt{\frac{\delta}{g}}.$$

Remarquons que d'après (31), $\gamma = \alpha - j\beta$ est réel donc :

$$(32) \quad \alpha = \gamma \quad \text{et} \quad \beta = 0.$$

Nous pouvons alors reporter ces deux valeurs de α et β dans les expressions (13) et (14) pour en déduire les largeurs à mi-hauteur de l'impulsion et de son spectre :

$$(33) \quad \Delta t = \frac{\sqrt{\sqrt{2} \text{Log } 2}}{\pi} \left(\frac{g}{\delta} \right)^{1/4} \left(\frac{1}{f_m \cdot \Delta f} \right)^{1/2}$$

avec $f_m = \omega_m / 2\pi$ et $\Delta f = \Delta\omega / 2\pi$

et :

$$(34) \quad \Delta f_p = \sqrt{\sqrt{2} \text{Log } 2} \left(\frac{\delta}{g} \right)^{1/4} (f_m \cdot \Delta f)^{1/2} .$$

L'examen des relations 32, 33 et 34 nous amène à faire plusieurs remarques très intéressantes.

i) le coefficient β étant nul, l'impulsion n'est pas modulée en fréquence (absence de chirp),

ii) le produit $\Delta t \cdot \Delta f_p$ est ici égal à 0,44,

iii) la durée de l'impulsion Δt est proportionnelle à $1 / \delta^{1/4}$. On peut démontrer [6] que δ est proportionnelle à P_m où P_m est la puissance acoustique injectée dans le modulateur.

Ainsi : $\Delta t \sim 1 / P_m^{1/4}$. Dans la troisième partie, nous vérifions expérimentalement la validité de cette loi. Remarquons aussi que Δt diminue donc lentement quand P_m augmente. **Augmenter P_m n'est donc pas le meilleur moyen d'obtenir des impulsions courtes,**

iv) comme Δt est proportionnelle à $1 / f_m^{1/2}$, **il sera plus facile de raccourcir les impulsions en augmentant la fréquence de modulation.**

Cette dernière est égale à la moitié de la fréquence d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité (26a et 21b):

$$(35) \quad \frac{1}{2T} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{B + \frac{2L}{c}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\frac{2g}{\Delta\omega} + \frac{2L}{c}}$$

donc augmenter f_m équivaut à raccourcir la longueur L de la cavité. Pratiquement, l'encombrement des éléments intracavité nous empêche d'utiliser une cavité aussi courte que l'on pourrait le souhaiter.

De plus, dans notre cas, les performances de ce système seront ultérieurement caractérisées avec une caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal. Son circuit de balayage étant déjà accordé à 82 MHz, ceci nous fixe la fréquence de modulation f_m à 41 MHz,

v) remarquons aussi que le temps total d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité T , vaut :

$$(36) \quad T = \frac{2L}{c} + \frac{2g}{\Delta\omega} \quad (26 \text{ a et } 21 \text{ b}).$$

Evaluons le second terme du membre de droite.

On peut démontrer que $g \sim 1/2 \text{ Log } 1/R$ [4], le coefficient R incluant toutes les pertes de la cavité (miroir de sortie, pertes par absorption, diffraction, etc). $\Delta\omega$ est égale à $2\pi \Delta f$, Δf étant la largeur de la courbe de gain du milieu amplificateur.

Pour notre laser Nd:YAG, Δf vaut environ 120 GHz (c'est à dire 4,5 Å à 1,06 μm). Nous prendrons R = 10 %. Alors le terme $2g / \Delta\omega$ vaut environ 3 ps alors que $2L / c$ vaut environ 12 ns. Par conséquent, $T \sim 2L / c$,

vi) précédemment, dans le paragraphe intitulé "le couplage de modes" (I.1.2.), un calcul très simple nous avait montré que la durée des impulsions était inversement proportionnelle à la largeur de la courbe de gain. En fait, la relation (33) nous montre que cela n'est pas tout à fait correct et que, en fait :

$$(37) \quad \Delta t \sim \frac{1}{\Delta f^{1/2}}.$$

I.2.4.5. Conclusion

Nous avons considéré un laser Nd:YAG continu dont les modes longitudinaux sont synchronisés en phase avec un modulateur d'amplitude acousto-optique. L'ensemble des calculs repose sur deux hypothèses essentielles :

- l'impulsion lumineuse a un profil temporel gaussien,
- la largeur du spectre de l'impulsion est petite devant celle de la courbe de gain.

Ceci étant, il est alors possible de trouver une impulsion lumineuse, solution stable de l'équation de propagation, c'est à dire dont le profil temporel est conservé après un aller-retour dans la cavité. En particulier :

- cette impulsion n'est pas modulée en fréquence,
- sa largeur à mi-hauteur vérifie :

$$(38) \quad \Delta t \sim \frac{1}{P_m^{1/4} f_m^{1/2} \Delta f^{1/2}}$$

avec :

P_m = puissance acoustique injectée dans le modulateur acousto-optique

f_m = fréquence de modulation

Δf = largeur de la courbe de gain du milieu amplificateur.

Cette théorie relativement simple conduit à des résultats qui sont bien vérifiés expérimentalement. Afin de simplifier le développement des calculs, nous nous sommes placés dans un cas presque idéal et pour être tout à fait complet, nous aurions dû tenir compte des situations décrites ci-dessous.

1) Cas où la fréquence de modulation diffère de la fréquence de modulation idéale déterminée précédemment ([4]) :

$$(35) \quad f_m = \frac{1}{2 \left(\frac{2L}{c} + \frac{2g}{\Delta\omega} \right)}$$

On peut démontrer dans ce cas que l'on obtient des impulsions plus longues et que la puissance moyenne est plus faible que dans le cas idéal.

2) Cas où la fréquence de modulation vaut un nombre entier de fois la fréquence de modulation fondamentale ([8-9]).

L'intérêt d'utiliser des fréquences de modulation élevées du type $p \cdot f_m$ découle du fait que la durée des impulsions Δt est d'autant plus courte que la fréquence de modulation est élevée (cf(33)).

3) Influences des effets d'étalons intracavité ([4]).

L'étalon a pour rôle de réduire la bande passante Δf du milieu amplificateur et donc d'allonger l'impulsion lumineuse (cf. (33)).

L'effet d'étalon est souvent involontaire : il se produit parfois des réflexions intracavité (par exemple entre une face du barreau de Nd:YAG et un miroir) qui vont allonger les impulsions.

4) Influences des effets de la dispersion intracavité ([4]).

Nous avons vu que dans le cas du couplage de modes actif, l'impulsion n'est pas modulée en fréquence ($\beta = 0$). La dispersion introduit une modulation de fréquence de l'impulsion (chirp).

5) Il existe un régime transitoire de la mise en phase des modes longitudinaux ([7]).

Ce point concerne les lasers Nd:YAG à modes couplés et à pompage impulsif. Dans ce cas, le régime permanent (Δt donnée par (33)) n'est atteint qu'après une phase transitoire durant laquelle l'impulsion se construit au fur et à mesure des allers-retours dans la cavité. Dans le cas du Nd:YAG, le régime permanent est atteint au bout d'environ 30 μ s.

I.3. ETUDE ET REALISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES.

I.3.1. Introduction

Dans ce paragraphe, nous allons présenter toutes les étapes de l'étude et de la réalisation de notre laser Nd:YAG continu à modes couplés. Notre but est de développer une source d'impulsions lumineuses stables et reproductibles. Dans le cas du laser Nd:YAG pompé en continu, ce but ne pourra être atteint que si nous prenons en compte les effets thermiques dans le barreau de YAG. Ces effets ont trois origines principales :

- le spectre d'émission des lampes de pompage est beaucoup plus large que les bandes d'absorption de l'ion Nd^{3+} , et une grande partie de l'énergie de pompage ne fait qu'échauffer le cristal de YAG ;
- une autre partie de l'énergie de pompage contribue à l'échauffement du barreau à cause des transitions non radiatives ;
- enfin, le rendement quantique du processus d'émission stimulée est inférieur à l'unité et les photons perdus cèdent leur énergie au cristal de YAG.

Ainsi, l'absorption d'une partie de l'énergie de pompage par le barreau conduit à une élévation de température importante qui peut être fatale au cristal si celui-ci n'est pas refroidi.

L'échauffement et le refroidissement du matériau conduisent à une distribution de température non uniforme responsable des phénomènes de lentille thermique et de biréfringence induite dans le barreau.

Le bon fonctionnement du laser dépend de la compensation de ces effets. Dans une première partie, nous présenterons la cavité laser en insistant sur la nécessité de bien choisir la tête laser. Ensuite, nous étudierons plus en détail les effets thermiques et une grande partie de la discussion sera

consacrée à l'étude de la compensation de la lentille thermique. Puis nous reviendrons plus en détail sur le fonctionnement du dispositif le plus important de la cavité : le modulateur acousto-optique. Enfin, nous terminerons ce paragraphe en présentant les deux lasers Nd:YAG qui ont été réalisés. Pour le premier, nous avons utilisé une tête de pompage telle que le barreau est pompé par deux lampes à arc (Micro-contrôle), alors que pour le second, le barreau est pompé par une seule lampe.

I.3.2. Présentation de la cavité laser

Dès le départ, il est très important de bien choisir la tête de pompage car elle détermine dans une large mesure le rendement énergétique du laser. En outre, la cavité de pompage permet de distribuer l'énergie d'excitation dans le barreau de YAG. Si elle est bien conçue, il sera alors possible de minimiser au mieux les effets néfastes de la lentille thermique et de la biréfringence induite.

La figure 5 montre schématiquement comment on peut réaliser le pompage optique d'un laser à solide. Nous distinguons : 1, le cristal (YAG) ; 2, la lampe à arc de pompage ; 3, le réflecteur destiné à concentrer le rayonnement de pompage sur l'élément actif. En pratique, on fait appel à des réflecteurs de section elliptique. On peut utiliser par exemple un réflecteur à deux lampes (fig. 5.b) pour lequel les lampes sont aux foyers de deux ellipses et le barreau au foyer commun. Un tel dispositif est supposé améliorer le pompage du barreau. En effet, dans le cas du réflecteur à simple ellipse, le côté du barreau opposé à la lampe est dans une zone d'ombre partielle et le pompage du barreau n'est pas symétrique. C'est grâce à cet argument que la société Coherent a justifié les très bonnes performances de son laser Antares.

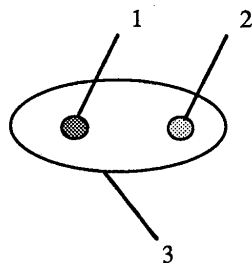


Fig.5a.

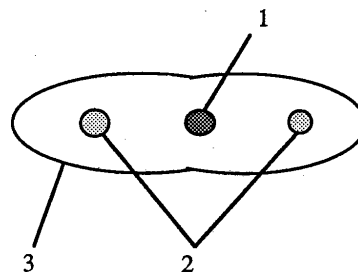


Fig.5b.

Figure 5 : Vue en coupe de deux types de tête laser : 1 = cristal de YAG, 2 = lampe à arc, 3 = réflecteur.

Nous avons donc décidé dans un premier temps d'acheter une tête laser à deux lampes : Micro-contrôle YAG 904. Un premier laser a donc été conçu, réalisé et caractérisé. Par la suite, nous avons décidé d'acheter une autre tête afin de réaliser un second laser. Nous avons alors choisi une tête à une seule lampe (Holobeam 258) dans le but de pouvoir comparer les performances des deux types de pompage.

Tous les résultats qui suivent concernent le laser YAG à tête Micro-contrôle. Néanmoins, à la fin du paragraphe, nous présentons qualitativement les performances atteintes par le laser à tête Holobeam.

La cavité laser est représentée schématiquement figure 6.

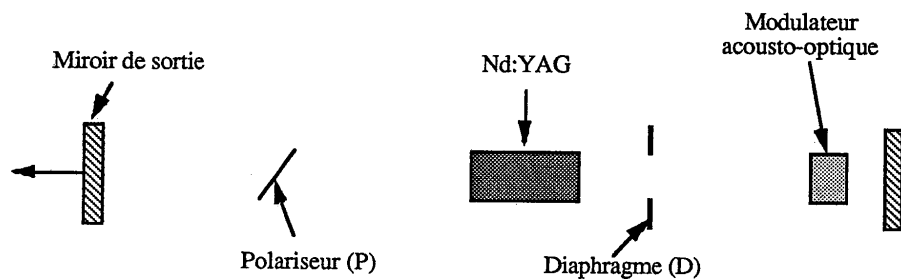


Figure 6 : Schéma de la cavité laser.

Elle est linéaire. Le miroir de sortie a une transmission de 10 %. Le modulateur acousto-optique est tout près du miroir arrière. Un trou (D) permet de sélectionner le mode TEM_{00} et (P) est une lame de quartz qui polarise le faisceau verticalement. L'ensemble est aligné en utilisant un laser à He-Ne.

I.3.3. Les effets thermiques dans le barreau de YAG

I.3.3.1. Introduction

Une très faible fraction ($< 1\%$) de l'énergie de pompage est convertie en lumière laser. Le reste est perdu et ne fait qu'échauffer le barreau de YAG qui doit donc être refroidi. Il en résulte un gradient de température qui est directement responsable des effets thermiques induits : lentille et biréfringence.

En ce qui concerne la lentille thermique, il est possible de mettre en évidence trois causes essentielles :

- d'abord, le gradient de température qui entraîne un gradient d'indice de réfraction ;
- ensuite, il existe une variation d'indice de réfraction due à l'effet photo-élastique qui se manifeste lorsque des contraintes thermo-élastiques prennent naissance dans le milieu ;
- enfin, la dilatation thermique du barreau qui entraîne une courbure de ses faces terminales.

La biréfringence induite est directement due aux contraintes thermo-élastiques qui agissent sur l'ellipsoïde des indices du milieu amplificateur. Ainsi à l'état initial, le cristal de YAG est isotrope et il acquiert sous l'effet des contraintes thermo-élastiques les propriétés d'un cristal biréfringent.

Au cours de nos recherches associées à la tête Holobeam, nous avons pu essayer plusieurs barreaux de YAG présentant des surfaces plus ou moins dépolies. Nous avons alors constaté que les effets thermiques varient énormément en fonction de l'état de surface du barreau. Les meilleures performances ont été obtenues avec des barreaux dont la surface est très dépolie. Nous allons par la suite rappeler les principaux résultats théoriques relatifs à ces effets ainsi que les moyens de compensation associés.

I.3.3.2. Distribution de température dans le milieu amplificateur

La figure 7 représente le système d'axes dans lequel nous étudierons le barreau de YAG. Ces axes sont associés à des directions cristallographiques particulières du cristal.

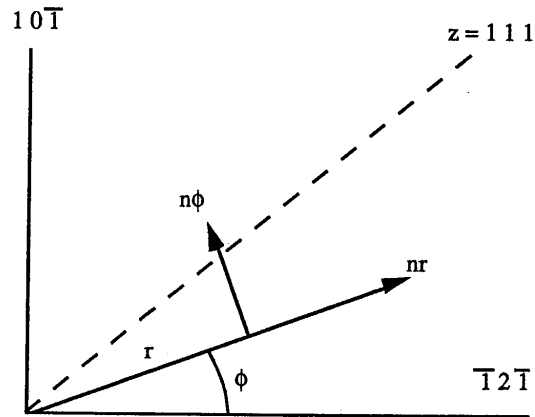


Figure 7 : Repère d'espace associé au barreau de YAG.

Pour mener à bien les calculs, nous supposons que le barreau de YAG est infiniment long, afin de négliger les effets de bord. Nous supposons aussi que l'apport de chaleur est uniforme et que l'eau de refroidissement circule le long de la surface cylindrique du barreau. En régime permanent, on peut aussi négliger la variation de température de l'eau de refroidissement le long du barreau.

On peut alors démontrer que ([10-12]) la température $T(r)$ à une distance r de l'axe du cristal vaut :

$$(39) \quad T(r) = T(r_0) + \frac{Q}{4K} (r_0^2 - r^2)$$

avec $T(r_0)$ la température à la surface du barreau de rayon r_0 .

K la conductivité thermique du barreau.

et Q qui représente l'apport de chaleur par unité de volume.

D'après (39), le gradient de température est parabolique et le centre du barreau ($r = 0$) est la zone la plus chaude. Ce gradient est directement responsable des contraintes élevées présentes dans le barreau.

I.3.3.3. Contraintes thermiques dans le milieu amplificateur

Le gradient de température évoqué précédemment est donc dû au fait que le coeur est plus chaud que la périphérie du barreau. La dilatation du coeur est donc gênée par la zone extérieure plus froide ce qui crée des contraintes mécaniques dans le barreau.

Dans le cas d'un barreau homogène pour lequel les faces terminales sont libres et étant donnée la distribution de température précédente, les contraintes radiales σ_r , tangentielles σ_ϕ et axiales σ_z sont décrites par les équations suivantes [10, 12].

$$(40) \quad \sigma_r(r) = QS (r^2 - r_0^2)$$

$$(41) \quad \sigma_\phi(r) = QS (3r^2 - r_0^2)$$

$$(42) \quad \sigma_z(z) = 2QS (2r^2 - r_0^2)$$

où S contient les paramètres du matériau (module d'Young, coefficient de Poisson, coefficient d'expansion thermique α).

En étudiant les variations des fonctions précédentes pour r variant de 0 à r_0 , nous constatons que les contraintes les plus importantes sont localisées au coeur et à la surface du barreau.

En particulier, si l'on augmente trop la puissance de pompage, les contraintes à la surface du barreau peuvent provoquer la rupture de ce dernier.

I.3.3.4. Variation de l'indice de réfraction due à l'effet photo-élastique

Les contraintes thermiques dont nous avons parlé précédemment entraînent une déformation du barreau qui, à son tour, via l'effet photo-élastique, entraîne une variation d'indice de réfraction.

Nous supposons par la suite que l'axe du barreau (axe z) est confondu avec la direction cristallographique [111] ce qui est le cas de la plupart des barreaux de YAG disponibles. Nous allons calculer la biréfringence $\Delta n_r - \Delta n_\phi$ dans le plan perpendiculaire à l'axe z contenant la direction de polarisation du faisceau.

En coordonnées cylindriques, les variations d'indice pour les polarisations radiales et tangentielles sont données par [12, 13] :

$$(43) \quad \Delta n_r = -\frac{1}{2} n_o^3 \Delta B_r$$

$$(44) \quad \Delta n_\phi = -\frac{1}{2} n_o^3 \Delta B_\phi$$

où les coefficients B_r et B_ϕ sont obtenus en faisant le produit du tenseur de l'effet photo-élastique et du tenseur des déformations.

Le tenseur des déformations est lui-même obtenu à partir des contraintes données par les équations (40) (41) (42). On obtient finalement :

$$(45) \quad \Delta n_r = -\frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} C_r r^2$$

$$(46) \quad \Delta n_\phi = -\frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} C_\phi r^2$$

où C_r et C_ϕ sont fonctions des coefficients élasto-optiques du YAG et α est le coefficient d'expansion thermique (les coefficients élasto-optiques sont les éléments du tenseur de l'effet photo-élastique). La biréfringence induite est obtenue à partir de (45) et (46) :

$$(47) \quad \Delta n_r - \Delta n_\phi = \frac{1}{2} n_o^3 \frac{\alpha Q}{K} (C_\phi - C_r) r^2.$$

I.3.3.5. La lentille thermique

Le gradient de température à l'intérieur du barreau provoque une distorsion du faisceau laser due aux variations de l'indice de réfraction avec la température et les contraintes.

La connaissance de l'énergie dissipée dans le barreau permet d'abord de calculer le gradient de température, les contraintes et les déformations. Il est possible d'en déduire l'expression de la lentille thermique en fonction des différents paramètres [11, 12].

Dans le cas général, l'indice de réfraction s'écrit :

$$(48) \quad n(r) = n(0) + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_E$$

où $n(0)$ est l'indice au centre du barreau ($r = 0$)
 $\Delta n(r)_T$ est la variation d'indice due à la température
 et $\Delta n(r)_E$ celle due aux contraintes thermiques.

Tenant compte de tous les paramètres du système, les expressions des distances focales de la lentille thermique sont données par [12] :

$$(49.a) \quad f_r = \frac{KA}{P_a} \left\{ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_r n(0)^3 + \frac{\alpha r_o (n(0) - 1)}{e} \right\}^{-1}$$

pour un faisceau polarisé dans la direction radiale

et

$$(49.b) \quad f_\phi = \frac{KA}{P_a} \left\{ \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_\phi n(0)^3 + \frac{\alpha r_o (n(0) - 1)}{e} \right\}^{-1}$$

pour un faisceau polarisé dans la direction tangentielle
 avec :

K conductivité thermique du YAG ,
 A section du barreau ,
 P_a puissance totale dissipée dans le barreau ,
 dn / dT coefficient de température de l'indice de réfraction ,
 α coefficient de dilatation thermique ,
 C_r et C_ϕ fonctions des coefficients élasto-optiques du YAG (C_r pour la polarisation radiale, C_ϕ pour la polarisation tangentielle) ,
 $n(0)$ indice au centre du barreau ,
 r_o rayon du barreau ,
 e longueur du barreau.

Dans le cas général, un faisceau polarisé linéairement ou non polarisé a toujours deux composantes radiale et tangentielle. A ce faisceau sont donc toujours associées les deux distances focales f_r et f_ϕ

Le premier terme du membre de droite des relations (49.a et b) correspond au changement d'indice de réfraction avec la température. Le deuxième terme correspond à la variation de l'indice

avec les contraintes. Enfin, le troisième terme est associé à la déformation des faces terminales du barreau avec la température. En effet, comme le barreau est plus chaud en son centre, la dilatation thermique entraîne une dépendance de la longueur du barreau avec la distance radiale r . Ainsi les deux faces du barreau deviennent convexes. En injectant les valeurs numériques des différents paramètres dans (49.a et b), on peut démontrer que le premier terme représente la plus grande contribution à l'effet de lentille thermique. Ainsi :

$$(49.c) \quad f \sim \frac{KA}{2P_a} \frac{dn}{dT}$$

La relation (49.c) est d'un grand intérêt. Examinons la plus précisément. Nous verrons dans la suite qu'il est d'autant plus facile de construire une cavité optique stable que la focale thermique est grande, donc que l'effet de lentille thermique est faible.

- Ainsi, le YAG est un matériau de choix car il possède une grande conductivité thermique ($0,111 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$ à 70°C).

-Il est difficile de pouvoir choisir le diamètre du barreau ($2(A/\pi)^{1/2}$) car il faut pouvoir l'adapter dans la tête de pompage. Dans notre cas, le diamètre était de 5 mm.

- En améliorant le rendement thermique de la tête de pompage, il doit être possible de diminuer P_a . De toute façon, P_a est proportionnel à la puissance électrique utilisée P_{in} , ainsi

$$(50) \quad f \sim \frac{1}{P_{in}}$$

- Enfin, dn/dT représente le coefficient de température de l'indice de réfraction. C'est une constante qui vaut $+7,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour le YAG. Comme la température au coeur du barreau y est plus élevée, l'indice décroît quand on s'éloigne du centre et le barreau se comporte donc comme une lentille convergente. L'effet de lentille divergente ($dn/dT < 0$) se rencontre dans certains types de verre.

Pour terminer cette partie, revenons sur les relations (49.a et b) qui nous montre que la lentille thermique présente en fait deux distances focales suivant que la polarisation du faisceau est radiale (C_r) ou tangentielle (C_ϕ). Comme un faisceau polarisé linéairement, ou non polarisé, a toujours deux composantes radiale et tangentielle, la lentille thermique a donc toujours deux distances focales f_r et f_ϕ . On peut montrer théoriquement dans le cas du YAG que $f_\phi / f_r = 1,2$. Il en résulte qu'il sera difficile de mesurer la distance focale du barreau en utilisant un faisceau d'He-Ne car alors la profondeur de focalisation du faisceau émergent sera très grande. Cette difficulté sera accrue par le fait que le barreau présente de l'aberration sphérique, comme illustré sur la figure 8.

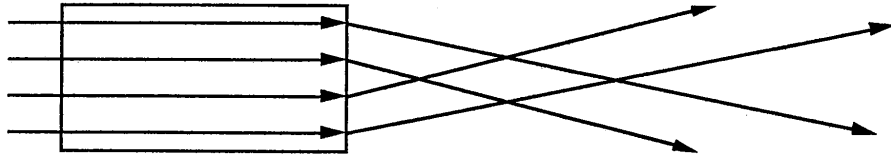


Figure 8 : Aberration sphérique dans le barreau de YAG.

En effet, les faisceaux qui voyagent près de l'axe du barreau voient un indice plus élevé donc convergent plus rapidement que les faisceaux externes. Ces deux effets combinés ne nous permettent pas de mesurer la distance focale à mieux que quelques centimètres.

Par la suite, il sera donc très important de concevoir des cavités optiques qui soient relativement insensibles à des petites variations de focale thermique qui peuvent être dues soit aux incertitudes de mesures, soit aux variations de la puissance de pompage (P_{in}).

I.3.3.6. Mesure de la distance focale thermique de notre tête laser

La méthode habituellement utilisée [11, 14] pour mesurer précisément une distance focale est illustrée figure 9.

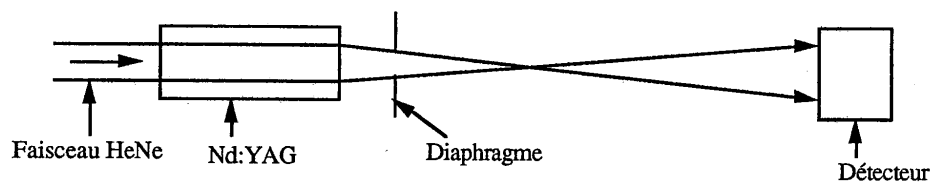


Figure 9 : Principe de la mesure de la distance focale thermique.

Un faisceau d'He-Ne collimaté traverse le barreau de YAG. Dans la partie où le faisceau converge, on utilise un trou très petit (d'un diamètre inférieur à celui du waist) suivi d'un détecteur de puissance. Le trou est monté sur trois platines de translation qui permettent de le déplacer sur trois axes orthogonaux x , y , z . Lorsque le trou est au foyer, le flux mesuré est alors maximum.

Dans notre cas, la zone où le faisceau est focalisé est assez grande (quelque cm) et nous donne un maximum de puissance peu marqué et difficile à apprécier.

Nous présentons ici une méthode originale [15] qui a l'avantage d'être très simple à mettre en oeuvre. En effet, il est juste nécessaire de disposer d'un verre dépoli. Le schéma de principe est donné figure 10.

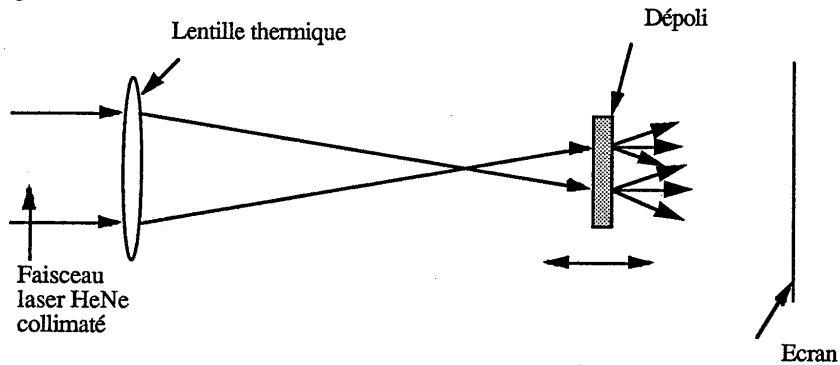


Figure 10 : Principe de la mesure de la distance focale thermique en utilisant un dépoli.

La lumière diffusée par le dépoli produit du "speckle" qui est observé sur un écran placé à une distance arbitraire de la lentille thermique. Quand on translate le diffuseur en l'approchant du plan focal image, les grains du "speckle" deviennent très vite assez gros. Ainsi, lorsque le diffuseur est dans le plan focal image, les grains de "speckle" ont une taille maximale.

Cette méthode est d'une remarquable simplicité et permet de déterminer la distance focale avec une grande précision.

Le résultat est représenté fig. 11. La distance focale est mesurée par rapport à l'un des deux plans principaux du barreau. Nous reviendrons beaucoup plus en détails sur ce point par la suite (I.3.4.2).

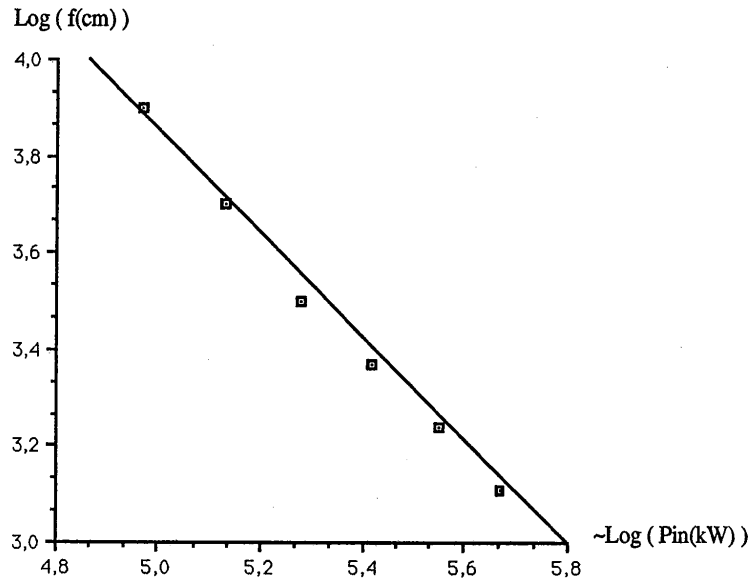


Figure 11 : Variations de la distance focale thermique $f(\text{cm})$ en fonction de la puissance électrique de pompage $(P_{in}(\text{kW}))$.

Il est alors possible de déterminer la loi expérimentale liant $f(\text{cm})$ et $P_{in}(\text{kW})$:

$$(51) \quad f(\text{cm}) \sim P_{in}(\text{kW})^{-1,1}$$

La variation de f avec P_{in} est proche de celle donnée par la relation (50).

I.3.3.7. La biréfringence induite

Nous avons évoqué précédemment (relations 43 et 44) l'existence de la biréfringence thermique induite.

Pour chaque section du barreau, les axes principaux n_r et n_ϕ de la biréfringence (cf fig 12) sont orientés radialement et tangentiellement, et la biréfringence $(\Delta n_r - \Delta n_\phi)$ est proportionnelle à r^2 (47).

Supposons que l'onde incidente sur le cristal soit polarisée linéairement suivant la direction P du polariseur (cf. fig. 12). La polarisation linéaire peut être décomposée en deux composantes parallèles aux axes principaux n_r et n_ϕ du YAG. Comme $\Delta n_r \neq \Delta n_\phi$, les deux composantes, après traversée du cristal, seront déphasées et l'onde émergente sera polarisée elliptiquement et subira donc des pertes importantes en repassant par le polariseur P après un aller-retour.

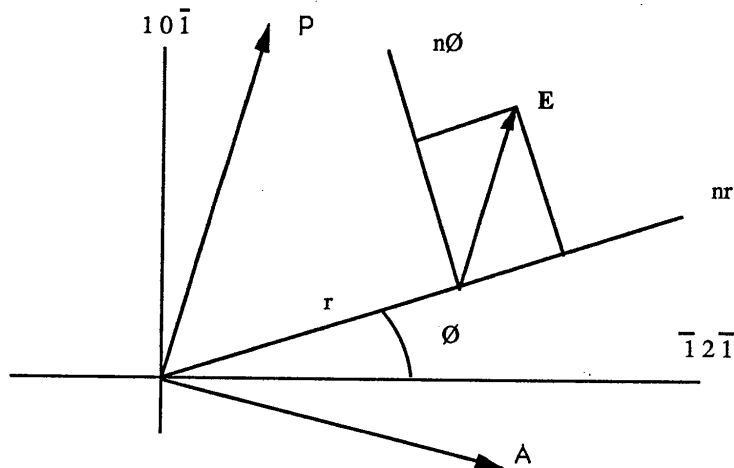


Figure 12 : Axes principaux n_r et n_ϕ de la biréfringence induite. P = polariseur intracavité.

Ceci se produira pour tous les points du volume du barreau sauf pour ceux qui sont sur les axes P et A. Pour ces derniers, l'onde incidente qui rencontre les points de l'axe P ne voit que l'indice n_r alors que l'onde qui rencontre les points de l'axe A ne voit que l'indice n_ϕ . Donc pour ces points, l'onde reste polarisée linéairement suivant la direction P et ne subit aucune pertes en repassant par le polariseur P après un aller-retour.

Ce processus entraîne une forte dégradation du profil spatial du faisceau qui prend l'allure d'une croix brillante (cf. figure 13). Les axes de la croix correspondent aux régions du cristal où un des axes induits est parallèle au polariseur. Pour ces régions, la biréfringence induite n'introduit pas de rotation de polarisation mais seulement un retard de phase.

En conclusion, la biréfringence induite diminue sérieusement les performances de notre laser :

- le faisceau subit une baisse de puissance importante ;
- le profil spatial du mode fondamental TEM_{00} n'est plus circulaire, mais prend l'allure d'une croix.

Ces effets seront d'autant plus marqués que le faisceau sera mieux polarisé.

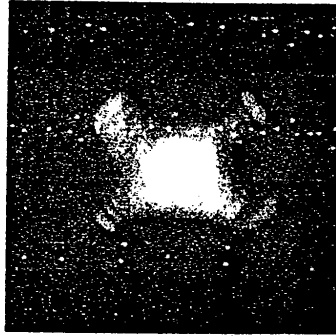


Figure 13 : Profil spatial du faisceau en forme de croix (d'après [12]).

Pourtant, il y a beaucoup d'applications où le faisceau laser doit être polarisé. L'une d'entre elles est le doublage de fréquence. Le polariseur intracavité est donc nécessaire même si ses effets néfastes (baisse de puissance, dégradation du profil spatial du faisceau) entraînent inévitablement une baisse du rendement du doublage de fréquence.

I.3.3.8. Mise en évidence expérimentale de la biréfringence induite et de ses effets

Nous avons "visualisé" la biréfringence induite en réalisant le montage schématisé fig. 14.

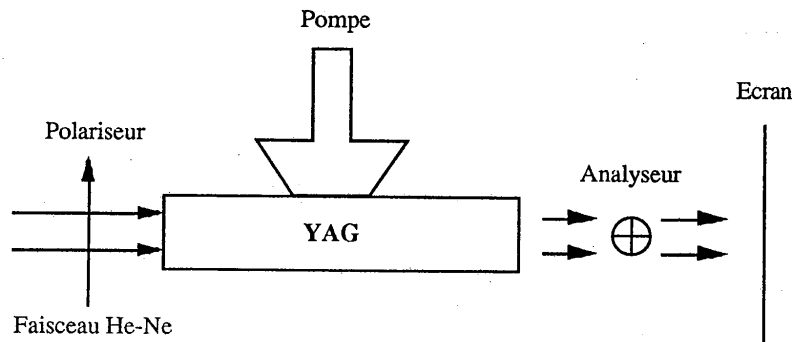


Figure 14 : Visualisation de la biréfringence induite.

Le faisceau collimaté d'un laser He-Ne traverse le barreau de YAG qui est pompé optiquement et placé entre polariseur et analyseur croisés. On observe sur l'écran des courbes que l'on appelle isogyres (cf. fig. 15). En particulier, nous retrouvons bien le profil en forme de croix

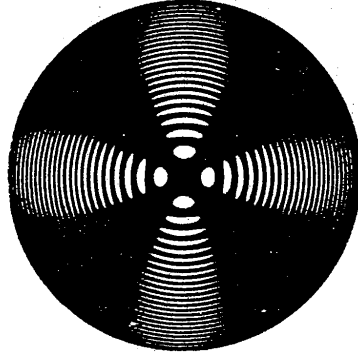


Figure 15 : Croix de biréfringence visualisée en utilisant le montage de la figure 14.

Nous avons aussi mesuré le degré de polarisation du faisceau laser à la sortie de la cavité pour trois configurations différentes.

- Dans la première, il n'y a pas de polariseur dans la cavité .
- Dans la deuxième, nous avons essayé de polariser faiblement le faisceau à l'aide d'une lame de verre très mince ($e \leq 1$ mm), non traitée, et introduite sous incidence de Brewster dans la cavité. Pour ces deux configurations, le modulateur est à faces presque parallèles.
- Dans la dernière, nous avons polarisé le faisceau en introduisant deux modulateurs taillés à Brewster dans la cavité (cela signifie que le faisceau est incident à l'angle de Brewster sur les modulateurs). Un d'entre eux sert à coupler les modes en phase (comme nous l'avons vu précédemment), l'autre sert à déclencher la cavité (mode Q switch).

Si l'on ne tient pas compte de la biréfringence induite, c'est théoriquement dans ce dernier cas que le faisceau doit être le mieux polarisé. Les résultats des mesures sont rapportés dans le tableau ci-contre.

	Configuration 1	Configuration 2	Configuration 3
Degré de polarisation	0,79	0,88	0,69

Le degré de polarisation est défini de la façon suivant :

$$(52) \quad \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

où P_{\max} et P_{\min} sont les puissances moyennes maximales et minimales mesurées après un polariseur de Glan.

La configuration 2 (modulateur à faces presque parallèles plus lame) est celle qui donne le faisceau le mieux polarisé.

La configuration 3 est celle qui aurait dû conduire au plus grand degré de polarisation mais à cause de la biréfringence induite, le faisceau est partiellement dépolarisé.

La configuration 1 (pas de polariseur dans la cavité) conduit à un résultat que nous ne sommes pas capable d'expliquer mais qui a été confirmé par ailleurs [16]. Il met en évidence une polarisation naturelle et préférentielle du barreau. A notre connaissance, un tel effet n'a jamais été rapporté dans la littérature.

I.3.3.9. Compensation des effets thermiques

1) Cas de la lentille thermique

Il s'agit de l'effet le plus facile à compenser. Différentes méthodes ont été proposées. Entre autres, on peut :

- soit rendre concaves les deux faces du barreau. Alors le barreau se comporte comme une lentille divergente qui compense la lentille thermique convergente,

- soit introduire une lentille divergente dans la cavité, toujours dans le même but,

- soit enfin, tenir compte de la distance focale thermique dans la conception de la cavité. Dans ce cas, la lentille thermique devient un élément à part entière de la cavité au même titre que les deux miroirs terminaux.

C'est cette dernière approche que nous avons retenue et que nous allons détailler dans la partie suivante.

2) Cas de la biréfringence induite

Ici deux méthodes existent :

- la première consiste à employer deux têtes lasers identiques entre lesquelles on a disposé un rotateur de polarisation en quartz. Ainsi, par exemple si le faisceau est polarisé radialement dans le premier barreau, après le rotateur, il sera polarisé tangentiellement dans le second barreau. Alors la biréfringence induite dans le premier sera annulée par le second;

- la seconde consiste à utiliser un cristal qui est au départ naturellement biréfringent (par exemple le Nd:YLF). Comme en général, la biréfringence ($n_e - n_o$) naturelle est 10^2 à 10^3 fois plus grande que la biréfringence induite, cette dernière reste négligeable. Donc un faisceau polarisé linéairement parallèlement à un des axes neutres naturels du cristal peut se propager sans subir de perte par dépolarisation.

Nous n'avons pas pu essayer la première méthode car nos crédits ne nous permettaient pas d'acheter une seconde tête laser. Par contre, nous avons pu vérifier le bien fondé de la seconde méthode en construisant un laser Nd:YLF à modes couplés et doublé en fréquence. Néanmoins, la puissance moyenne de cette source n'a pas été suffisante afin de permettre le pompage d'un laser à colorant dans de bonnes conditions.

I.3.4. Compensation de la lentille thermique

I.3.4.1. Introduction

Nous allons présenter dans cette partie les calculs qui nous ont permis de concevoir et de réaliser notre cavité laser.

Comme nous l'avons déjà dit précédemment, le barreau de YAG est équivalent à une lentille dont la distance focale est inversement proportionnelle à la puissance électrique de pompage (relation 50). Cette lentille est donc un élément à part entière de la cavité. Cette dernière ne pourra donc être optimisée que pour une puissance de pompage P_{in} donnée, voisine de la puissance maximale que peut délivrer l'alimentation. La cavité qui sera retenue sera celle pour laquelle les différentes conditions décrites ci-dessous sont réalisées.

- D'abord, le faisceau présent dans la cavité doit être monomode spatial (mode TEM₀₀). Cette condition est nécessaire si on veut obtenir un laser à modes couplés très stable et un rendement de doublage en fréquence élevé.

- Ensuite, même si le mode TEM₀₀ est celui qui a le profil spatial le plus régulier et le mieux contrôlé, c'est aussi celui pour lequel le volume de mode dans le milieu amplificateur est le plus petit. Il en résulte une mauvaise extraction de l'énergie stockée qui est ainsi perdue.

Notre faisceau laser devra donc avoir un grand diamètre à l'intérieur du barreau. Certaines études ont démontré que le rapport optimal : diamètre du barreau / diamètre du faisceau dans le barreau, se situe entre 1,2 et 2. Nous verrons que dans notre cas, ce rapport doit être plutôt voisin de 3.

- Enfin, comme la cavité est optimisée pour une valeur donnée de la puissance de pompage, elle devra être insensible à de petites variations de la puissance de pompage et aux petites perturbations d'origine mécaniques (miroirs désalignés, vibrations mécaniques...).

Les cavités qui sont obtenues en suivant cette procédure sont dites "dynamiquement stables" car insensibles à de petites perturbations du milieu extérieur [17, 18]. Les calculs suivants (I.3.4.2 à I.3.4.6) sont inspirés de différents travaux [19-22]. Nous commençons d'abord par rappeler les principaux résultats théoriques avant de les appliquer à notre cavité.

I.3.4.2. Modélisation du barreau en lentille mince

L'hypothèse la plus restrictive de la théorie présentée est celle qui consiste à modéliser le barreau en lentille mince. Son principal mérite est de conduire à des calculs plus simples. Certains auteurs ont aussi examiné le cas de la lentille épaisse, plus proche de la réalité [8].

Nous avons vu plus haut que le gradient de température présent à l'intérieur du barreau entraîne un effet de lentille thermique dû aux variations de l'indice de réfraction avec la température et les contraintes. L'indice de réfraction varie alors de façon quadratique avec la distance radiale r [12] :

$$(53) \quad n(r) = n_0 \left(1 - \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C \right) r^2 \right)$$

avec les notations introduites précédemment (relations 49.a et b). En particulier, $C = C_r$ pour la polarisation radiale et $C = C_\phi$ pour la polarisation tangentielle.

Si on pose :

$$(54) \quad \frac{1}{b^2} = \frac{Q}{2K} \left(\frac{1}{2n_0} \frac{dn}{dT} + n_0^2 \alpha C \right)$$

on a :

$$(53.a) \quad n(r) = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{b^2} \right)$$

La distance focale correspondante est alors donnée par :

$$(55) \quad f \sim \frac{b^2}{4 n_0 e}$$

où e est la longueur du barreau [23].

(NB : Si on remplace b^2 par sa valeur dans (55), on retrouve les relations (49.a et b) sans le troisième terme dû à l'effet de courbure des faces).

Enfin, la distance h entre les plans principaux et les faces du barreau est donnée par [23] :

$$(56) \quad h \sim \frac{e}{2 n_0}$$

et est indépendante de la puissance de pompage.

Ceci étant, les deux cavités représentées fig.16 sont alors équivalentes, c'est-à-dire que les faisceaux gaussiens en dehors du barreau, sont exactement identiques dans les deux cas. En outre, la taille du faisceau au milieu du barreau est approximativement égale à la taille du faisceau au milieu de la lentille mince.

Dans les calculs, nous ne considérons que le barreau de YAG et les deux miroirs de la cavité (M_1 et M_2). Lors de la réalisation de la cavité, nous aurons à introduire le modulateur acousto-optique près du miroir arrière (M_2). A cet instant, il ne faudra pas oublier de raccourcir la longueur L_2 de $(n - 1) t$, où n est l'indice du modulateur acousto-optique et t sa longueur.

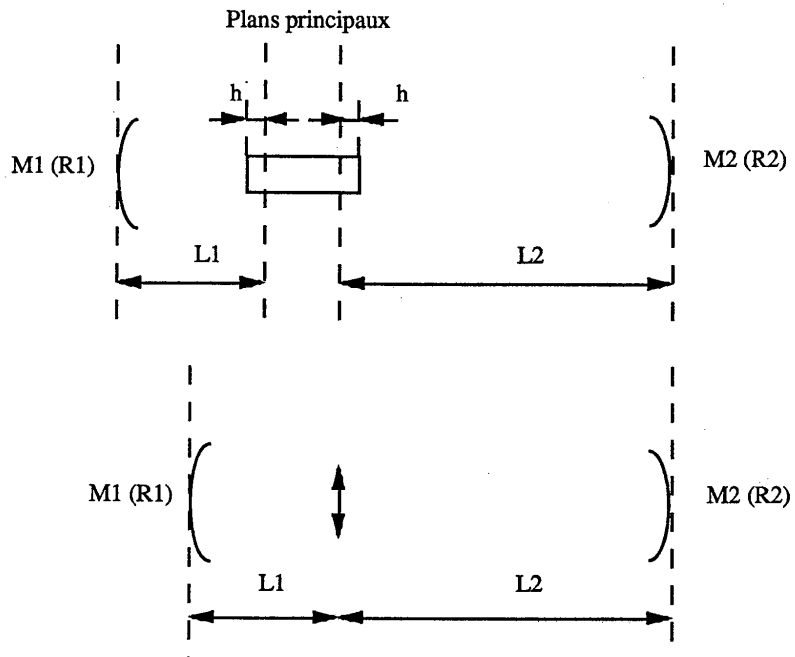


Figure 16 : Résonateurs équivalents.

I.3.4.3. Notations

Nous utiliserons dans les calculs, les notations suivantes :

- $R_{1(2)}$: rayon de courbure du miroir M_1 (resp. M_2), positif pour un miroir concave, négatif pour un miroir convexe.

- $L_{1(2)}$: distance entre le miroir M_1 (resp M_2) et la lentille.

- longueur totale de la cavité :

$$(57) \quad L = L_1 + L_2$$

- longueur effective

$$(58) \quad L' = L_1 + L_2 - \frac{L_1 L_2}{f}$$

- paramètres g de la cavité :

$$(59) \quad g_1 = 1 - \frac{L_2}{f} - \frac{L'}{R_1}$$

$$(60) \quad g_2 = 1 - \frac{L_1}{f} - \frac{L'}{R_2}$$

Nous introduisons aussi trois variables supplémentaires qui simplifient les expressions littérales:

$$(61) \quad u_1 = L_1 \left(1 - \frac{L_1}{R_1} \right)$$

et :

$$(62) \quad u_2 = L_2 \left(1 - \frac{L_2}{R_2} \right)$$

$$(63) \quad x = \frac{1}{f} - \frac{1}{L_1} - \frac{1}{L_2}$$

Alors il vient :

$$(64) \quad g_1 = -\frac{L_2}{L_1} (1 + x u_1)$$

$$(65) \quad g_2 = -\frac{L_1}{L_2} (1 + x u_2)$$

et :

$$(66) \quad L' = -L_1 L_2 x.$$

Remarque :

La longueur L est reliée à la longueur physique L_{phys} de la cavité et à la distance $d(P_1, P_2)$ entre les plans principaux du barreau par :

$$(67) \quad L = L_{\text{phys}} - d(P_1, P_2).$$

La longueur L_{phys} est reliée à la longueur optique L_{opt} de la cavité par :

$$(68) \quad L_{\text{phys}} = L_{\text{opt}} - e (n - 1)$$

avec e et n , longueur et indice du barreau de YAG.

Enfin :

$$(69) \quad L_{\text{opt}} = \frac{c}{2f}$$

où f est la fréquence de répétition des impulsions brèves.

I.3.4.4. Zones de stabilité de la cavité

La cavité est stable si : $0 < g_1 g_2 < 1$ [23]. En remplaçant g_1 et g_2 par leurs valeurs, il vient :

$$(70) \quad 0 < (1 + x u_1) (1 + x u_2) < 1.$$

De plus, en éliminant x entre g_1 et g_2 , il vient :

$$(71) \quad g_2 = \left(\frac{L_1}{L_2} \right)^2 \frac{u_2}{u_1} g_1 + \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{u_2}{u_1} - 1 \right)$$

donc quand x varie (c'est à dire quand f varie), le point de coordonnées (g_1, g_2) décrit la droite D dont l'équation est donnée par (71).

Il est très facile de démontrer que la droite D coupe toujours l'hyperbole H d'équation $g_1 g_2 = 1$ en deux points (éventuellement confondus si D est tangente à l'hyperbole).

Donc, quelque soit le résonateur à lentille mince considéré, il existe toujours deux zones de stabilité distinctes, la valeur de la distance focale thermique f (c'est à dire x) déterminant dans quelle zone de stabilité se trouve le résonateur.

Nous avons illustré cette situation sur la figure suivante, dans le cas où la pente de la droite D est positive ($u_1 u_2 > 0$) et son ordonnée à l'origine négative ($|u_2| < |u_1|$).

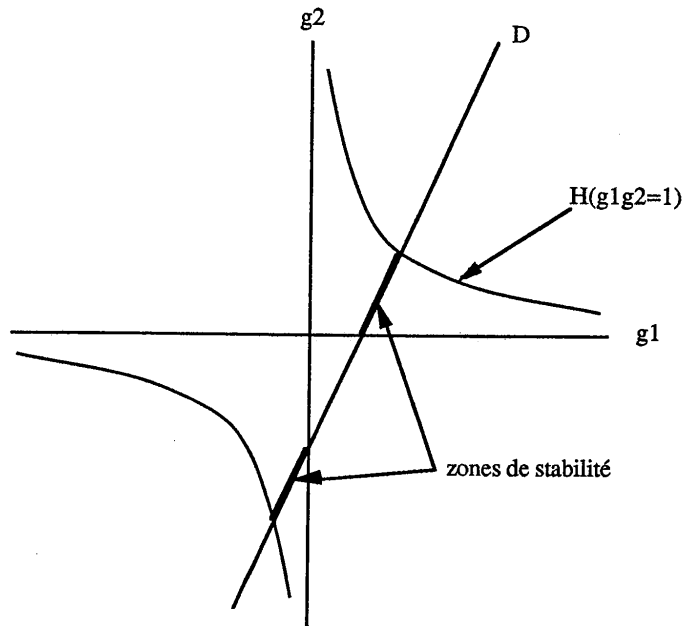


Figure 17 : zones de stabilité de la cavité.

On peut aussi démontrer que les deux zones de stabilité ont même largeur, c'est-à-dire que :

$$(72) \quad \Delta \left(\frac{1}{f} \right) = \Delta x = \min \left(\frac{1}{|u_1|}, \frac{1}{|u_2|} \right)$$

Il est ainsi possible de déterminer les domaines de puissance de pompage pour lesquels la cavité reste stable.

Enfin, Magni distingue deux zones de stabilité en les nommant zone I et zone II. La zone I est celle pour laquelle, sur un de ses bords, les deux miroirs sont conjugués par la lentille. La zone II est celle pour laquelle, sur un de ses bords, les centres de courbures des deux miroirs sont conjugués par la lentille. On peut aisément démontrer que :

- Si $|u_1| > |u_2|$, les deux bords de la zone I vérifient les relations :

$$(73) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}$$

et :

$$(74) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1}$$

et alors la zone II est définie par :

$$(73.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et :

$$(74.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

- Si $|u_1| < |u_2|$, les deux bords de la zone I vérifient :

$$(73) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}$$

et :

$$(75) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et pour la zone II,

$$(73.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_1 - R_1} + \frac{1}{L_2 - R_2}$$

et :

$$(75.a) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{L_2} + \frac{1}{L_1 - R_1}$$

Remarquons que la relation (73) correspond bien au cas où les deux miroirs sont conjugués par la lentille.

La différence essentielle entre les deux zones est que, près d'un des bords de la zone II, la sensibilité mécanique de la cavité diverge (la cavité devient très difficile à aligner). Il vaudra donc mieux calculer notre cavité en zone I.

I.3.4.5. Rayons du faisceau gaussien sur les miroirs et dans le barreau, cavité dynamiquement stable

On peut démontrer que les rayons du faisceau gaussien sur les deux miroirs de la cavité (M_1 et M_2) sont donnés par :

$$(76) \quad \omega_1^2 = \frac{\lambda |L|}{\pi} \left(\frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)} \right)^{1/2}$$

et :

$$(77) \quad \omega_2^2 = \frac{\lambda |L|}{\pi} \left(\frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)} \right)^{1/2}$$

De même, le rayon du faisceau au milieu du barreau (c'est à dire sur la lentille mince) est donné par :

$$(78) \quad \omega_3^2 = \frac{\lambda |2 \times u_1 u_2 + u_1 + u_2|}{\pi ((1 - g_1 g_2) g_1 g_2)^{1/2}}$$

Notre cavité doit être dynamiquement stable, c'est-à-dire que les paramètres du faisceau gaussien (ω_3 par exemple) doivent être insensibles à des petites variations de la puissance de pompage, donc :

$$(79) \quad \frac{d\omega_3}{d\left(\frac{1}{f}\right)} = \frac{d\omega_3}{dx} = 0.$$

De la relation (79), on en déduit que:

$$(80) \quad g_1 g_2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{u_2}{u_1} \right) \quad \text{si } |u_1| > |u_2|.$$

Alors la valeur de ω_3 insensible à de petites variations de la puissance de pompage est donnée par :

$$(81) \quad \omega_3 = \omega_{30} = \frac{2\lambda}{\pi} \max(|u_1|, |u_2|).$$

En utilisant la relation (72), nous trouvons une relation très importante :

$$(82) \quad \omega_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{1}{\left| \Delta \left(\frac{1}{f} \right) \right|}$$

En examinant la relation (82), nous voyons que le rayon du faisceau gaussien au milieu du barreau est inversement proportionnel à la largeur de la zone de stabilité, c'est-à-dire à l'intervalle des puissances de pompage pour lesquelles la cavité est dynamiquement stable.

En fait, si l'on trace la puissance du faisceau de sortie du laser en fonction de la puissance électrique de pompage, on obtient une courbe en forme de cloche, schématisée figure 18 :

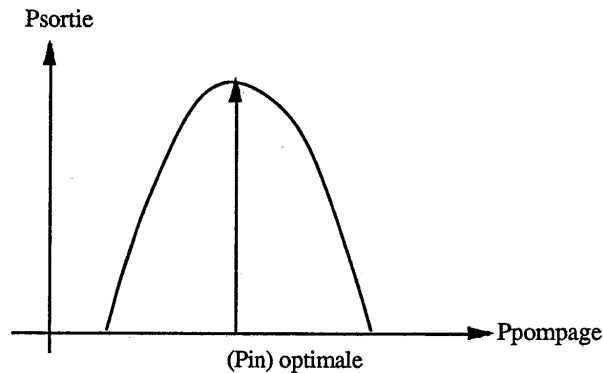


Figure 18 : puissance de sortie du laser en fonction de la puissance électrique de pompage.

Si l'on veut obtenir une puissance laser élevée, il faut que le volume du mode gaussien dans le cristal soit grand afin d'utiliser un volume de milieu amplificateur suffisant. Alors d'après la relation (82), le domaine de stabilité est petit. Pratiquement, cela se traduit par le fait que la courbe précédente est très étroite, c'est à dire que la puissance de pompage optimale est critique à ajuster. Il nous faudra donc réaliser un compromis entre la puissance à atteindre et la facilité à ajuster le courant de pompage.

I.3.4.6. Sensibilité mécanique de la cavité

Nous nous intéressons ici à la sensibilité de la cavité vis à vis d'un dérèglement des miroirs de la cavité. On définit pour cela deux facteurs de sensibilité relatifs aux deux miroirs de la cavité :

$$(83) \quad S_1 = \frac{d_1}{\omega_{30} \alpha_1}$$

et :

$$(84) \quad S_2 = \frac{d_2}{\omega_{30} \alpha_2}$$

où d_i est le déplacement du faisceau gaussien sur la lentille quand le miroir i est tourné d'un angle α_i ; ω_{30} représente le rayon du faisceau gaussien lorsque la cavité est dynamiquement stable.

On peut définir la sensibilité globale de la cavité par :

$$(85) \quad S = (S_1^2 + S_2^2)^{1/2}$$

et démontrer que $1/S$ représente approximativement l'angle dont il faut tourner un miroir pour que les pertes augmentent de 10 %. En utilisant les notations précédentes, il vient :

$$(86) \quad S_1 = \frac{1}{\omega_{30}} \frac{L_1}{u_1} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x}$$

et :

$$(87) \quad S_2 = \frac{1}{\omega_{30}} \frac{L_2}{u_2} \frac{1}{\frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} + x}$$

Si l'on étudie la sensibilité S en fonction de x , on peut démontrer qu'elle diverge près d'un des bords de la zone II.

Nous construisons donc notre cavité en zone I avec une sensibilité S la plus faible possible.

I.3.4.7. Programmes de calculs de cavités

En utilisant la théorie précédente associée à l'outil informatique, nous avons développé trois programmes (Turbo Pascal sur PC) qui nous ont permis de trouver plus facilement les paramètres de la cavité qui doivent satisfaire les contraintes expérimentales. Dans la suite, nous décrivons succinctement chacun des trois programmes.

- Programme "Miroir" :

Ce programme utilise en entrée la distance focale thermique f . On obtient en sortie les principaux paramètres (R_1 , R_2 , L_1 , S en utilisant les notations précédentes) de toutes les cavités stables satisfaisants les conditions suivantes :

- la cavité doit être en zone de stabilité I.
- Elle doit être dynamiquement stable avec : $0,4 < g = g_1 g_2 < 0,6$ (si g est voisin de 0 ou de 1, la cavité est à la limite de la zone d'instabilité).

- Le diamètre du faisceau dans le barreau doit être compris entre 1,5 et 1,8 mm. Nous avons constaté expérimentalement que si le diamètre D est plus petit que 1,5 mm, la puissance de sortie est insuffisante (comme nous l'avons dit dans le paragraphe "Compensation de la lentille thermique. Introduction" (I.3.4.1.)) et si le diamètre D est supérieur à 1,8 mm, le faisceau devient assez instable et la puissance est très faible. L'instabilité peut être due au fait que, lorsque le diamètre du faisceau dans le barreau est assez grand, l'aberration sphérique du barreau n'est plus négligeable et la lentille thermique n'est plus totalement compensée. La cavité est alors à la limite de l'instabilité et la puissance de sortie est faible.

- Les diamètres D_i du faisceau sur les miroirs doivent être compris entre 0,5 et 1 mm. S'ils sont inférieurs à 0,5 mm, la densité de puissance trop élevée risque d'endommager les revêtements multidielectriques des miroirs. Si le diamètre du faisceau dans le modulateur acousto-optique (placé près du miroir arrière) est supérieur à 1 mm, l'interaction entre le faisceau lumineux et le faisceau acoustique n'est plus parfaite et le train d'impulsions brèves perd de sa stabilité.

- Nous nous limitons aux rayons de courbure R_i compris entre + 10 m et - 10 m. En utilisant ce programme pour différentes longueurs focales, nous avons pu faire deux constatations très intéressantes.

- D'abord, plus la focale thermique est grande, plus on peut trouver des cavités stables (35 cavités stables si $f = 35$ cm, plus de 2800 si f est compris entre 50 et 70 cm !). Il serait donc intéressant de connaître la distance focale thermique avant d'acheter la tête laser. Malheureusement, cette donnée n'est généralement pas fournie par les constructeurs.

- Ensuite, parmi les cavités stables, la configuration "concave-convexe" est celle qui apparait le plus souvent. Ceci semble confirmer l'intérêt des travaux pour ce type de cavité [12].

- Programme "Calcav" :

On entre dans ce cas la focale thermique ainsi que les rayons de courbure R_i des deux miroirs. Pour chaque distance L_1 comprise entre 0 et L (L_1 et L ont été définies auparavant), le programme calcule :

- le paramètre $g = g_1 g_2$,
- les diamètres du faisceau dans le barreau (D) et sur les miroirs (D_1, D_2),
- la sensibilité S,
- le paramètre g_{opt} tel que $dD / d(1/f) = 0$.

Ce programme complète bien "Miroir".

- Programme "Cavité" :

Ce programme trace sur l'écran de l'ordinateur le profil du faisceau gaussien présent dans la cavité, en utilisant la loi ABCD et ce pour n'importe quel type de cavité (linéaire ou anneau) contenant jusqu'à huit éléments (milieux amplificateurs, miroirs, lentilles...), éventuellement taillés à Brewster.

Ce programme est donc utilisé après les deux précédents pour visualiser le faisceau intracavité. Ainsi, on peut par exemple repérer les rétrécissements de faisceaux (waist) où il faut éviter de disposer des composants optiques qui risqueraient d'être endommagés par la densité de puissance trop élevée.

Nous avons pu vérifier la validité des calculs en comparant les résultats théoriques aux résultats expérimentaux pour un certain nombre de cavités.

La cavité retenue est celle qui permet de réaliser le meilleur compromis entre la puissance moyenne de sortie et la stabilité des impulsions lumineuses. Ses paramètres sont les suivants :

$$R_1 = + 1 \text{ m (90 \%)}$$

$$R_2 = + 0,4 \text{ m (100 \%)}$$

$$L_1 = 85 \text{ cm,}$$

la distance focale thermique étant égale à 35 cm.

Les résultats des calculs sur "Cavité" sont présentés figure 19.

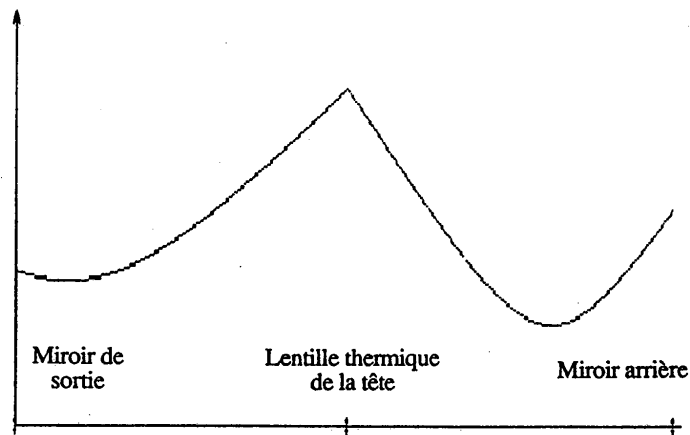


Figure 19 : Variations du rayon du mode fondamental TEM_{00} le long de l'axe de la cavité. Le diamètre du faisceau vaut respectivement 1,6 mm dans le barreau de YAG, 0,7 mm sur le miroir de sortie, et 1 mm sur le miroir arrière.

Dans la partie suivante, nous revenons plus en détail sur le modulateur acousto-optique puis nous terminerons le paragraphe en présentant les deux lasers réalisés.

I.3.5. Importance du modulateur acousto-optique

I.3.5.1. Principe

Lors de notre discussion concernant le couplage de modes actif, nous avons vu que le couplage des modes longitudinaux peut être réalisé en modulant les pertes de la cavité à une fréquence égale à $c/2L$, où L est la longueur optique de la cavité.

Ceci peut être fait en utilisant un modulateur acousto-optique parcouru par une onde acoustique stationnaire. Cette onde crée un réseau de phase qui apparaît et disparaît à deux fois la fréquence du signal électrique appliqué sur le modulateur ($2\nu_m$). L'intensité de la lumière diffractée dans l'ordre 0 (celui qui oscille dans la cavité) est alors modulée à la fréquence $2\nu_m$.

Si $2\nu_m = c/2L$, il apparaît une seule impulsion lumineuse qui fait des allers-retours successifs dans la cavité. Le modulateur doit donc être placé très près d'un des miroirs de la cavité afin que l'impulsion le traverse deux fois pendant que sa transmission est maximale.

I.3.5.2. Conditions de résonance

La fréquence de modulation doit satisfaire à deux conditions de résonance :

- D'abord, la fréquence ν_m du signal électrique appliqué sur le modulateur doit être égale à l'une des fréquences d'absorption du cristal acousto-optique. Ces fréquences d'absorption sont associées à l'onde acoustique stationnaire. Elles sont dans notre cas séparées d'environ 400 kHz.

Si au départ, on se fixe la fréquence de répétition des impulsions lumineuses ($2\nu_m$), la première condition de résonance peut être satisfaite en jouant sur la température du cristal acousto-optique. En effet, quand la température du cristal change de quelques degrés, le peigne de pics d'absorption se déplace et il est facile d'amener l'un des pics sur la fréquence ν_m . Alors dans ce cas, toute la puissance délivrée par le synthétiseur est couplée au modulateur acousto-optique. Nous pouvons vérifier cela à tout moment en utilisant un wattmètre directif (de chez Bird).

- La seconde condition de résonance est réalisée quand la fréquence de modulation $2\nu_m$ est égale à l'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux $c / 2L$. A 82 MHz, cette égalité doit être satisfaite à mieux que 10 Hz près !

On y parvient en ajustant la longueur L de la cavité. Pour cela, l'un des miroirs est monté sur une platine de translation Micro-contrôle dont le mouvement est commandé par une butée différentielle (précision sur le déplacement = $0,1 \mu\text{m}$). Si cette condition n'est pas satisfaite, les impulsions s'élargissent et perdent de leur stabilité.

I.3.5.3. Contrôle de température du modulateur acousto-optique

Nous venons de voir que la première condition de résonance peut être satisfaisante en changeant la température du cristal. Ceci étant, nous allons montrer [16, 1] qu'il vaut mieux que la fréquence du synthétiseur (ν_m) ne soit pas exactement sur le pic d'absorption du cristal, mais plutôt sur son côté "basse-fréquence".

En effet, supposons donc que la fréquence de travail ν_m se situe sur le côté "basse-fréquence" du pic d'absorption.

Si la température du cristal diminue, le pic se déplace vers les basses fréquences. La fréquence ν_m arrive alors en coïncidence avec le pic d'absorption. L'énergie acoustique est ainsi mieux couplée au cristal. Une partie de l'énergie acoustique se dissipe dans le cristal et provoque son échauffement.

De même, si la température du cristal augmente, le pic se déplace vers les hautes fréquences, l'énergie acoustique n'est plus couplée correctement et le cristal se refroidit.

Ainsi, en travaillant sur le côté "basse-fréquence" du pic, il est possible de réaliser une auto-stabilisation de la température.

Le contrôle de la température sur de grandes durées (plusieurs heures) nous oblige à utiliser en plus un système thermostaté. Ce dernier contrôle à 0,1 °C près la température de l'eau qui refroidit le cristal acousto-optique.

I.3.5.4. Pureté spectrale du synthétiseur

Nous avons pu tester différents modèles de synthétiseur. Nous avons alors montré [24] que les impulsions les plus stables ne peuvent être obtenues qu'en utilisant un synthétiseur de grande qualité (Adret 7300).

L'utilisation d'un synthétiseur "bas de gamme" nous a permis, certes, d'obtenir des impulsions très courtes (50 ps à 532 nm), mais présentant des fluctuations d'amplitude élevées.

I.3.5.5. Importance de l'emplacement du cristal dans la cavité

Nous avons déjà dit auparavant que le modulateur doit être très près d'un des miroirs de la cavité si l'on veut que l'impulsion puisse le traverser deux fois pendant que la transmission est maximale.

Kluge [1] propose une autre façon de justifier l'importance de la position du modulateur. Rapportons nous pour cela à la figure 20.

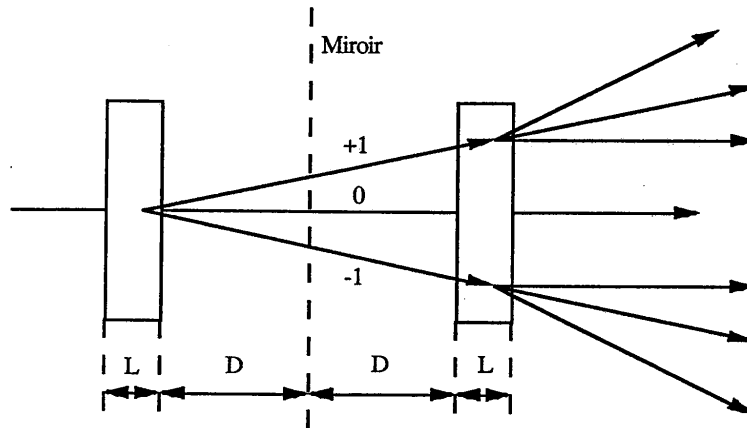


Figure 20 : Double traversée du modulateur acousto-optique.

Elle représente le modulateur près du miroir arrière. La cavité a été dépliée de part et d'autre du miroir afin de schématiser la réflexion.

Lorsque la lumière arrive sur le modulateur, elle est diffractée selon plusieurs ordres (-1, 0, +1...). Intéressons nous seulement à l'ordre + 1.

Après réflexion sur le miroir, la lumière dans l'ordre + 1 subit une nouvelle diffraction. Une partie de la lumière diffractée repart selon l'axe de la cavité et peut donc interférer avec la lumière présente dans l'ordre 0 (lumière non diffractée, dans l'axe de la cavité).

L'état d'interférence entre la lumière non diffractée et la lumière qui a subi une double diffraction et qui repart dans l'axe de la cavité dépend donc de la distance D entre le modulateur et le miroir.

Suivant les valeurs de D , l'interférence peut donc être constructive ou destructive. Le raisonnement reste inchangé si on prend en compte tous les ordres de diffraction (et pas seulement l'ordre + 1).

Ainsi, il existe dans la cavité des positions pour lesquelles la profondeur de modulation est presque nulle et des positions pour lesquelles la profondeur de modulation est presque doublée par rapport au cas où le faisceau traverserait le modulateur deux fois sans effet d'interférence.

La position idéale correspond au cas $D = 0$ mais l'encombrement du modulateur ne nous permet pas de l'utiliser. Les autres positions pour lesquelles la profondeur de modulation est grande sont réparties périodiquement le long de l'axe de la cavité. La période spatiale, pour l'ordre + 1, est donnée par :

$$(88) \quad \frac{\Lambda^2}{\lambda}$$

où Λ est la longueur d'onde acoustique et λ la longueur d'onde optique.

Dans notre cas, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et le signal électrique a une fréquence voisine de 41 MHz. La période vaut alors environ 20 mm. Nous nous sommes placés à 20 mm.

I.3.5.6. Remarques d'ordre pratique

Dans un premier temps, nous avons introduit un modulateur taillé à Brewster dans la cavité et ceci dans un double but : pour polariser le faisceau linéairement et pour minimiser les pertes par réflexion sur le modulateur.

Nous avons alors observé une forte dégradation du profil spatial du faisceau ainsi qu'une baisse de puissance notable, toutes deux dues à la biréfringence induite dans le barreau.

Nous avons donc finalement décidé de polariser le faisceau avec une lame de microscope non traitée introduite à incidence de Brewster dans la cavité.

Quant au modulateur, ses faces ne sont pas exactement parallèles (angle de 4°) afin d'empêcher les effets d'étalons qui peuvent allonger les impulsions.

Enfin, il est recommandé de polariser le faisceau infrarouge perpendiculairement au vecteur d'onde acoustique [25]. Ceci nous permet de travailler avec une puissance acoustique faible (1,5 W contre 5 W quand la polarisation est parallèle au vecteur d'onde acoustique).

I.3.6. Réalisations mécaniques et performances

Nous allons présenter dans cette partie les deux lasers réalisés, l'un basé sur une tête Micro-control, l'autre sur une tête Holobeam.

I.3.6.1. Laser à tête Micro-control (Fig.21)

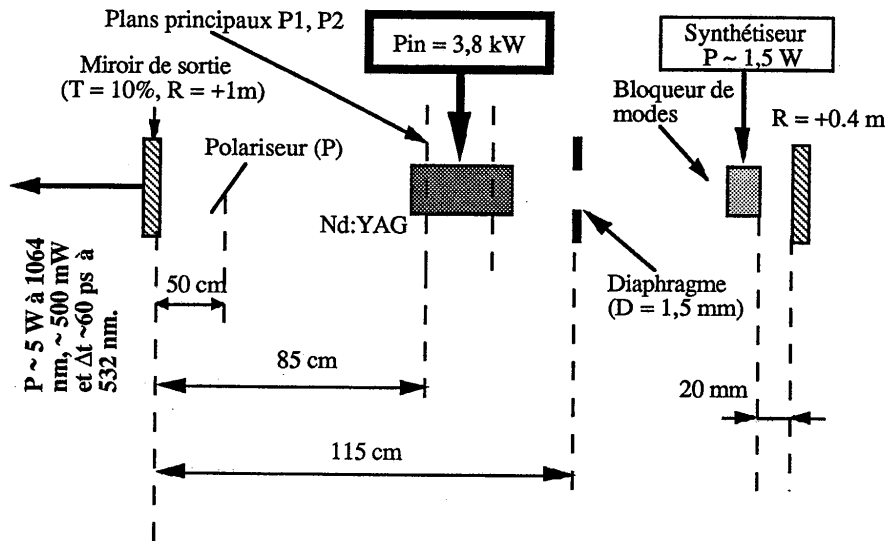


Figure 21 : Schéma de la cavité laser réalisée à partir de la tête Micro-control.

Sa longueur optique est telle que la fréquence de répétition des impulsions est de 82 MHz. Le miroir de sortie a un rayon de courbure de + 1 m et une transmission de 10 % à 1,06 μm . Le miroir arrière a un rayon de courbure de + 0,4 m et est 100 % réfléchissant à 1,06 μm . Tous deux sont montés sur des supports Micro-control équipés de butées différentielles (sensibilité 0,1 μm). Le miroir arrière est monté sur une platine de translation afin de pouvoir ajuster finement la longueur de la cavité. Le modulateur est situé à 20 mm du miroir arrière. Il est monté sur une monture qui permet de le déplacer le long de l'axe de la cavité et de le tourner autour d'un axe vertical pour ajuster l'angle de Bragg. Il est refroidi par de l'eau dont la température est contrôlée à 0,1 °C près. Il est alimenté par un synthétiseur Adret 3300 A suivi d'un amplificateur. La puissance du signal injecté est d'environ 1,5 W. Elle est contrôlée en permanence par un wattmètre directif Bird. Un trou (de diamètre 1,5 mm) placé à 115 cm du miroir de sortie permet de sélectionner le mode TEM_{00} .

Une lame de quartz très mince permet de polariser le faisceau verticalement. Enfin, la tête est montée sur un support type trait-point-plan qui permet d'ajuster finement la position du barreau dans la cavité. Celui-ci a un diamètre de 5 mm et une longueur d'environ 100 mm. Il est pompé en continu par deux lampes à arc au Krypton. La puissance de pompage est de 3,8 kW (focale thermique de 35 cm). Le plan principal du barreau situé du côté du miroir de sortie est à 85 cm de celui-ci.

Tous les éléments sont montés sur des supports magnétiques, eux-même posés sur une plaque en super invar. Le coefficient de dilatation thermique du super invar étant presque nul, la longueur de la cavité est insensible aux variations de température.

Dans l'infrarouge, la puissance moyenne maximale du faisceau est voisine de 5 W (elle dépend des réglages). La largeur à mi-hauteur des impulsions correspondantes est d'environ 80 ps.

Le faisceau est doublé en fréquence dans un cristal de KTP de 5 mm de long. La puissance moyenne à 532 nm varie entre 400 et 600 mW. Elle dépend de façon critique du réglage du modulateur, c'est à dire de la durée des impulsions. La largeur à mi-hauteur des impulsions doublées en fréquence varie entre 60 et 80 ps. La stabilité du laser est étudiée en détail dans la partie suivante ("Caractérisation du système").

I.3.6.2. Laser à tête Holobeam (Fig.22)

La fréquence de répétition est toujours de 82 MHz. Le miroir arrière a un rayon de courbure de + 1 m. Le miroir de sortie ($R = 88\%$) est plan.

Le barreau a ici un diamètre de 4 mm et une longueur de 80 mm. Il est pompé en continu avec une seule lampe à arc au Krypton. La puissance de pompage est également voisine de 3,8 kW mais la focale thermique est maintenant voisine de 55 cm. Tous les réglages mécaniques ont été copiés sur le laser précédent. Le modulateur et le polariseur sont eux aussi identiques.

L'ensemble est monté sur deux gros barreaux de super invar (diamètre = 5 cm, $l = 180$ cm) qui font office de rails. Chaque élément de la cavité est fixé sur un cavalier qui peut être facilement translaté sur les barreaux. L'ensemble de la structure est très rigide et permet en outre de déplacer facilement le laser en le portant comme un brancard.

Cette tête semble être moins sensible aux effets thermiques. En particulier, la puissance moyenne dans l'infrarouge est plutôt voisine de 8 W. La puissance moyenne à 532 nm est supérieure à 1 W, la durée des impulsions doublées en fréquence variant entre 60 et 80 ps.

La stabilité de ce système n'a pas été étudiée en détail comme le laser précédent. Néanmoins, l'examen du train d'impulsion à l'oscilloscope a montré l'existence de fluctuations basse-fréquence (< 10 kHz) plus importantes que dans le cas du laser Micro-contrôle.

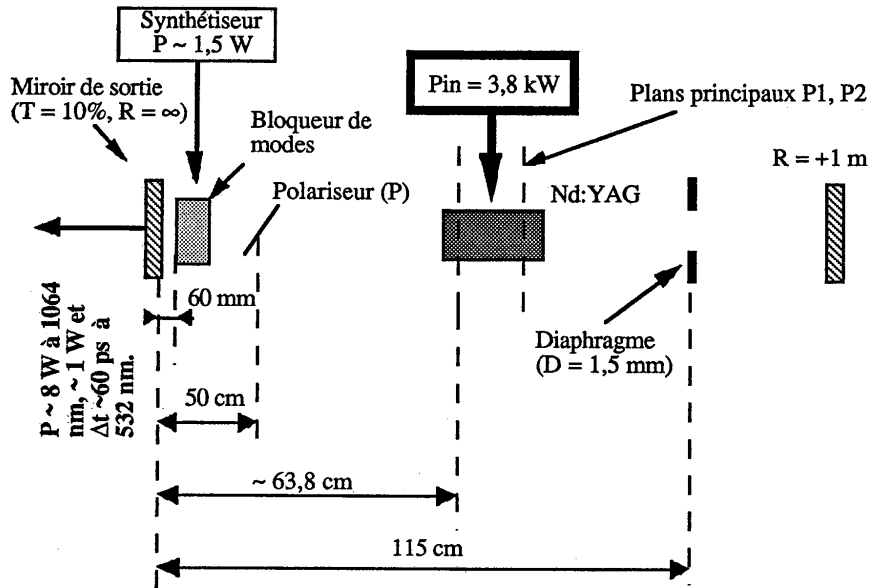


Figure 22 : Schéma de la cavité laser réalisée à partir de la tête Holobeam.

I.4. CARACTERISATION DU LASER Nd:YAG CONTINU A MODES COUPLES

I.4.1. Rappel sur les différentes techniques de mesure des impulsions lumineuses

Nous rappelons ici les trois principales méthodes qui permettent de mesurer la durée d'une impulsion lumineuse très brève.

La première consiste à utiliser une photodiode (les plus rapides sur le marché ont des temps de montée d'environ 25 ps) reliée à un oscilloscope rapide (les oscilloscopes à échantillonnage ont des temps de montée d'environ 25 ps). Cette méthode est la plus simple à mettre en oeuvre mais elle ne

permet pas d'effectuer directement la mesure des impulsions ultracourtes (< 10 ps) délivrées par un laser à colorant.

Une autre méthode consiste à utiliser un autocorrélateur optique [26-28]. Celui-ci permet de mesurer des impulsions dont la durée peut être inférieure à 10 fs ! Il présente cependant deux inconvénients :

- d'abord, il donne accès à la fonction d'autocorrélation de l'impulsion et non à son profil temporel. Pour obtenir la largeur à mi-hauteur de l'impulsion, on est donc obligé de faire une hypothèse sur sa forme.

- Ensuite, la fonction d'autocorrélation étant construite point par point, la courbe obtenue résulte de l'accumulation de plusieurs millions d'impulsions. Si le train d'impulsions présente des fluctuations, celles-ci sont intégrées et le diagnostic est alors incomplet. Récemment, une équipe de l'Institut d'Optique a développé un autocorrélateur monocoup d'impulsions femtosecondes qui permet l'analyse des fluctuations impulsion par impulsion [29].

- Enfin, la troisième méthode consiste à étudier les impulsions brèves à l'aide d'une caméra à balayage de fente. C'est la voie que nous avons adoptée. La caméra à balayage de fente permet d'obtenir le profil temporel $I(t)$ de l'impulsion lumineuse, avec une résolution qui dans notre cas était voisine de 5 ps mais il existe sur le marché des tubes à fentes dont la résolution est subpicoseconde (~ 600 fs chez Hamamatsu). Elle peut fonctionner soit en sinusoïdal, soit en monocoup. Nous allons détailler son principe de fonctionnement et ses deux modes d'utilisation.

I.4.2. Principe de la caméra à balayage de fente

Nous avons schématisé une caméra à balayage de fente (CBF) sur la figure 23.

L'impulsion lumineuse incidente de section circulaire est convertie, après passage à travers une fente, en un faisceau d'électrons de section rectangulaire. Après déflexion, la distribution temporelle des instants d'arrivée des photons sur la photocathode correspond une répartition spatiale de l'intensité sur l'écran luminophore. Les plaques de déviation assurant la déflexion du faisceau d'électrons sont pilotées par des circuits de balayage donnant lieu à des sensibilités comprises entre 200 et 400 ps / cm sur l'écran luminophore. La CBF peut fonctionner en monocoup ou en sinusoïdal.

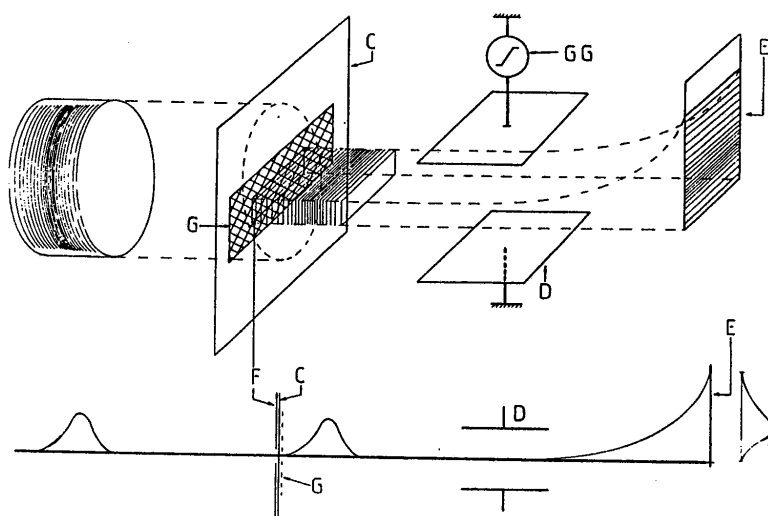


Figure 23 : Schéma de principe d'une caméra à balayage de fente :
F = fente, C = photocathode, G = grille, D = plaques de déflexion, GG = générateur de balayage, E = écran.

I.4.3. La caméra à balayage de fente utilisée en mode monocoup (ou déclenché)

Nous avons représenté figure 24 le dispositif complet de mesure constitué principalement du laser Nd : YAG continu, à modes couplés, doublé en fréquence par un cristal de KTP (la photocathode de la caméra, de type S1, n'est sensible que dans le visible) et de la caméra à balayage de fente munie d'un circuit de déflexion à rampe déclenchée en parfait synchronisme avec le train lumineux.

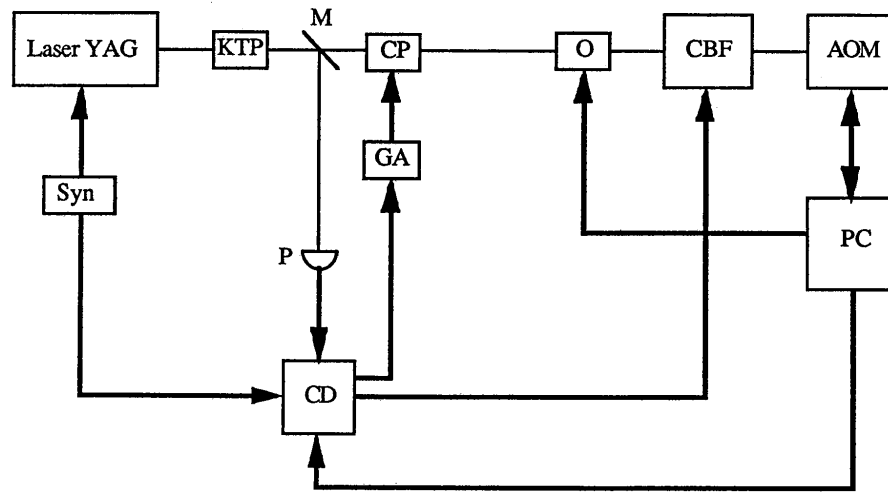


Figure 24 : Schéma de l'installation permettant de mesurer des impulsions uniques : M = séparatrice, CP = cellule de Pockels, O = obturateur, CBF = caméra à balayage de fente, AOM = analyseur optique multicanal, PC = micro-ordinateur, GA = générateur à avalanche, P = photodiode, Syn = synthétiseur, CD = circuit de déclenchement.

NB : Les traits fins correspondent aux faisceaux optiques, les traits épais aux liaisons électriques.

Syn est le circuit comportant essentiellement le synthétiseur de fréquence suivi d'un amplificateur de puissance assurant le couplage de modes dans la cavité à l'aide d'un cristal acousto-optique.

Une sortie électrique synchrone au signal délivré par le synthétiseur permet d'ouvrir une porte électronique du circuit de déclenchement CD assurant la sélection d'une impulsion électrique unique dans le train périodique engendré par la photodiode P qui reçoit une fraction de l'intensité du faisceau laser par l'intermédiaire du miroir M semi-réfléchissant. L'impulsion électrique à la sortie de CD permet d'isoler une impulsion lumineuse dans le train laser grâce à l'ouverture de la cellule de Pockels PC, commandée par le générateur à avalanche GA.

Cette impulsion lumineuse est analysée par la CBF dont le déclenchement est initialisé par le circuit CD.

Lorsqu'on détecte une impulsion lumineuse incidente unique, la luminosité de la trace apparaissant sur l'écran n'est pas suffisante pour permettre son enregistrement. Cependant, l'adjonction d'un intensificateur de lumière (non représenté sur la figure) à galette de microcanaux permet d'obtenir un niveau suffisant de luminosité pour analyser et numériser l'image par

l'intermédiaire d'un analyseur optique multicanal. Ce dernier est constitué d'un réseau linéaire de 512 photodiodes directement couplé par fibres optiques à l'amplificateur de brillance.

Le micro-ordinateur (PC) a pour rôle de mémoriser les données fournies par l'analyseur et permet leur exploitation. L'initialisation du séquençage de l'expérience se fait à partir du clavier du calculateur qui commande également un obturateur mécanique rapide O placé devant la caméra dont le rôle est d'éviter un éblouissement de la photocathode dû à la lumière parasite du faisceau lumineux.

I.4.4. La caméra à balayage de fente utilisée en mode sinusoïdal (ou synchroscan)

Lorsque la caméra à balayage de fente est associée à un laser continu à modes couplés, une méthode simple pour produire la déflexion de la caméra consiste à appliquer une différence de potentiel sinusoïdale de fréquence égale au taux de répétition des impulsions du laser. Une linéarité du balayage meilleure que 5 % est obtenue pour une demi amplitude de la hauteur crête à crête de la sinusoïde (fig.26).

Nous avons représenté sur la figure suivante (fig.25) le montage expérimental employé pour l'analyse d'impulsions lumineuses au taux de répétition du laser, c'est à dire 82 MHz. Syn, AOM et PC sont des éléments déjà décrits précédemment. La déflexion sinusoïdale de la CBF est obtenue en détectant une fraction de l'intensité du faisceau laser par la photodiode rapide P dont le signal électrique est mis en forme et est appliqué à un amplificateur de puissance sélectif pilotant les plaques de déviation. Nous détaillerons le rôle du Fabry-Pérot au paragraphe I.4.5.2.

La synchronisation du balayage peut aussi être effectuée, non plus en prélevant une partie du signal optique (déclenchement optique) mais en utilisant simplement un signal électrique délivré par le synthétiseur puis doublé en fréquence (déclenchement électrique).

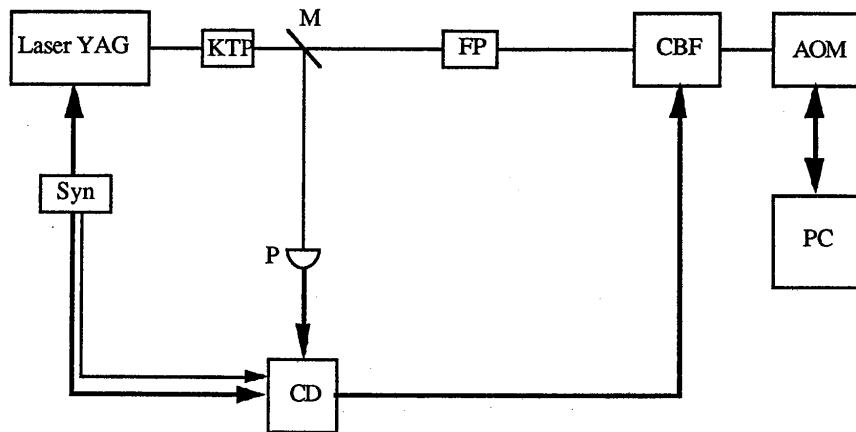


Figure 25 : Schéma de l'installation lorsque la caméra fonctionne en mode sinusoïdal : M = séparatrice, FP = Fabry-Pérot, CBF = caméra à balayage de fente, AOM = analyseur optique multicanal, PC = micro-ordinateur, P = photodiode, Syn = synthétiseur, CD = circuit de déclenchement.

NB : les traits fins correspondent aux faisceaux optiques, les traits épais aux liaisons électriques.

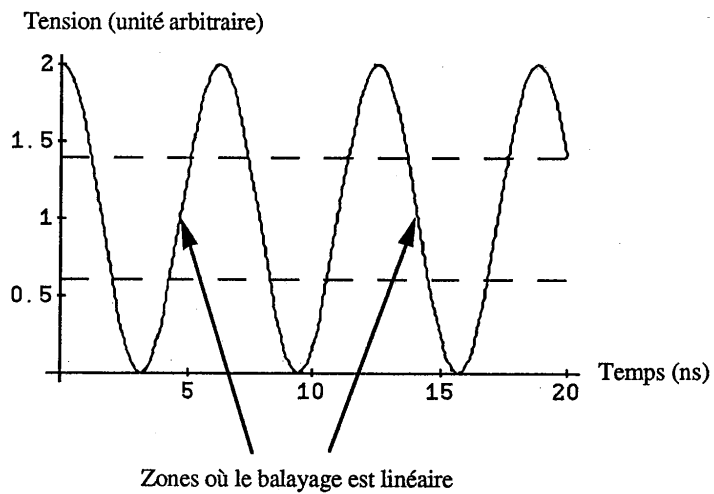


Figure 26 : Signal de balayage pour la caméra utilisée en mode synchroscan.

I.4.5. Caractérisation des impulsions délivrées par le laser Nd:YAG continu après doublage de fréquence

I.4.5.1. Analyse en mode monocoup [24]

La méthode de réglage du laser consiste à minimiser les fluctuations d'amplitude du train et la durée des impulsions visualisées à l'aide de la caméra à balayage de fente en ajustant à la fois la longueur de la cavité et l'orientation du cristal acousto-optique.

Après avoir suivi cette procédure pour obtenir un réglage optimal du laser, nous avons enregistré au coup par coup plusieurs impulsions visualisées figure 27. Chaque trace représente une impulsion unique. Leur largeur à mi-hauteur est voisine de 60 ps. Remarquons que la trace présente une épaisseur liée aux propriétés statistiques du processus de détection photoélectrique. D'une façon générale, pour un canal donné, lorsque l'intensité de l'impulsion donne lieu à l'enregistrement de N coups sur l'analyseur, les fluctuations statistiques d'amplitudes sont données par $N^{1/2}$ ce qui correspond à une erreur relative de $1/N^{1/2}$. On peut donc penser que pour diminuer les fluctuations statistiques, on doit travailler avec des signaux de fortes intensités (N grand) mais en pratique, on prend garde à ne pas saturer la photocathode du tube à fente.

Toujours en suivant la procédure de réglage évoquée précédemment, nous avons enregistré au coup par coup plusieurs impulsions et représenté sur la figure 28 leur amplitude et leur largeur à mi-hauteur sur environ 5 mn.

L'analyse des résultats monocoups met clairement en évidence des fluctuations faibles d'amplitude ($< \pm 5\%$) corrélées avec des fluctuations de largeurs des impulsions lasers. Ces fluctuations rapides sont moyennées par la photodiode et seule la CBF permet un réglage optimal du laser.

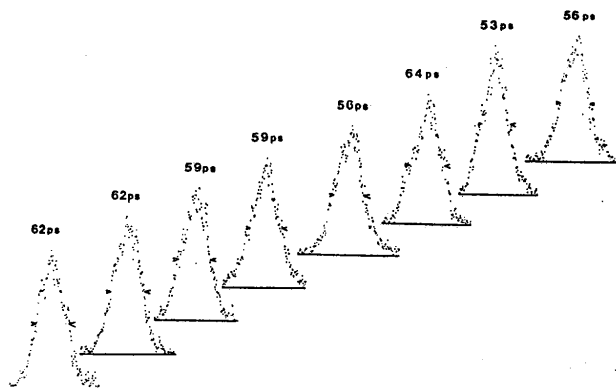


Figure 27 : Enregistrements monocoups.

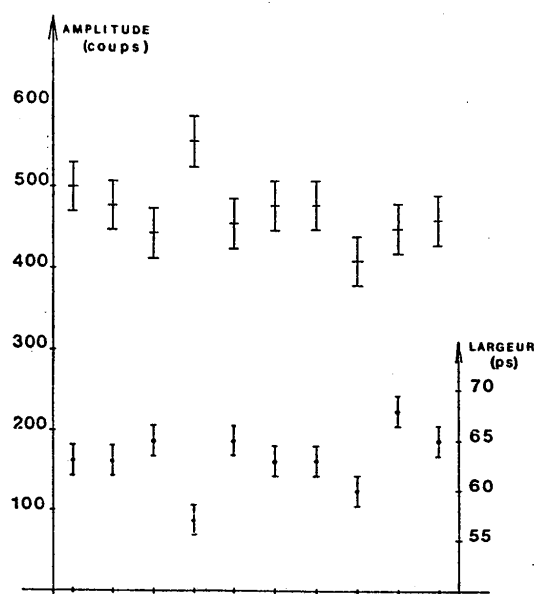


Figure 28 : Enregistrements monocoups sur environ 5 mn : mise en évidence des fluctuations en amplitude et de largeur à mi-hauteur.

I.4.5.2. Analyse en mode sinusoïdal [24]

En mode sinusoïdal (et aussi en mode monocoup), la calibration en temps (et éventuellement en amplitude) du système est réalisée en plaçant un étalon de Fabry-Pérot juste devant la caméra.

Si une impulsion arrive sous incidence normale sur l'étalon, on obtient à la sortie une succession d'impulsions lumineuses associées aux réflexions multiples à l'intérieur du Fabry-Pérot. Ces impulsions sont séparées de $2l/c$ où l est la distance entre les deux miroirs de l'étalon (200 ps dans notre cas). D'autre part, si les deux miroirs sont traités pour avoir un coefficient de réflexion de 70%, alors chaque impulsion lumineuse a une intensité moitié de celle qui la précède.

Les trois enregistrements de la figure 29 ont été obtenus pour trois réglages différents de la longueur de la cavité et de l'orientation du cristal acousto-optique. En particulier, nous avons noté l'existence de deux zones de stabilité légèrement différentes :

- pour l'une, le réglage de la cavité nous permet d'obtenir un train d'impulsions stables, dont les largeurs à mi-hauteur sont voisines de 80 ps.

- pour l'autre, en raccourcissant très légèrement la longueur de la cavité, on obtient un train d'impulsions très courtes (jusqu'à 50 ps) au détriment d'une légère perte de stabilité.

Remarquons que l'enregistrement en régime de balayage sinusoïdal correspond à l'accumulation d'environ 1 600 000 impulsions ce qui explique pourquoi la trace des profils est aussi lisse. L'examen des traces nous montre :

- une intensité voisine de 0 entre deux pics du Fabry-Pérot.
- des flancs de montée et de descente propres.

Cela signifie que les impulsions lumineuses ont des profils temporels identiques et que les fluctuations de position sont négligeables.

Enfin, concernant le modulateur acousto-optique, il est couramment admis que son rôle est prépondérant dans l'obtention de trains d'impulsions stables. Dans une première étape, nous avons utilisé un ensemble commercialisé comprenant un synthétiseur et un cristal acousto-optique avec lequel nous avons obtenu un train d'impulsions présentant des fluctuations d'amplitude très importantes à l'oscilloscope. L'utilisation d'un second synthétiseur (de type professionnel, Adret 3300) avec le même cristal acousto-optique nous a permis d'améliorer de façon notable le fonctionnement du laser et d'obtenir les résultats vus précédemment. Les résultats de l'analyse spectrale des signaux délivrés par les deux synthétiseurs sont représentés figure 30. Nous remarquons que le signal du premier synthétiseur présente une largeur de raie plus importante que le second et est très bruité. Il apparaît donc que la pureté spectrale du synthétiseur est un paramètre important conditionnant le bon fonctionnement du laser. Dans le cas du premier synthétiseur, l'analyse en mode synchroscan met en évidence des impulsions présentant des largeurs à mi-hauteur très courtes (< 50 ps) (fig. 29). Néanmoins, on note une dégradation du rapport pic / vallée qui indique des fluctuations de forme et des fluctuations inter-impulsions importantes. Ces fluctuations ont été clairement mises en évidence par l'analyse monocoup.

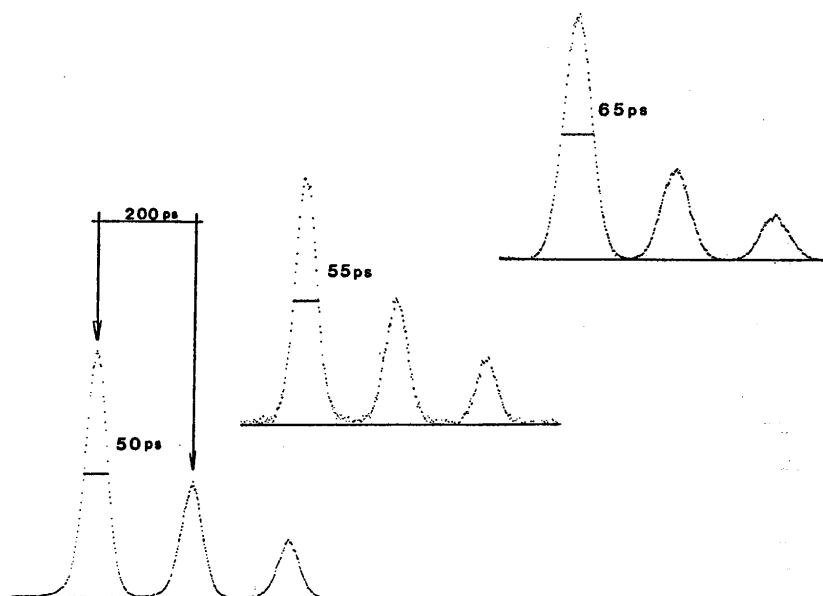


Figure 29 : Enregistrements en mode sinusoïdal pour trois réglages différents de la cavité (impulsions à 532 nm).

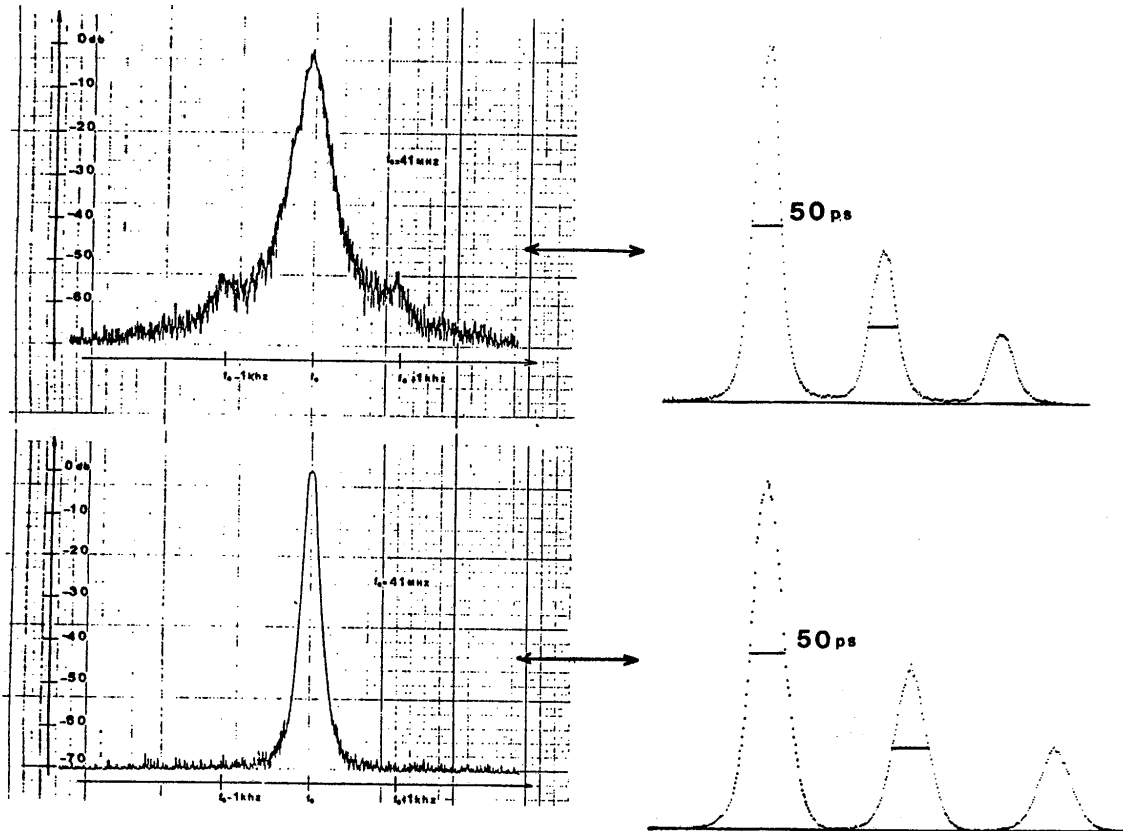


Figure 30 : Influence de la pureté spectrale du synthétiseur pilotant le modulateur acousto-optique : en haut, cas du synthétiseur Intra Action, en bas, cas du synthétiseur Adret.

Pour terminer ce paragraphe, nous avons représenté figure 31 l'évolution de la durée des impulsions à 532 nm en fonction de la puissance électrique P_m injectée dans le modulateur.

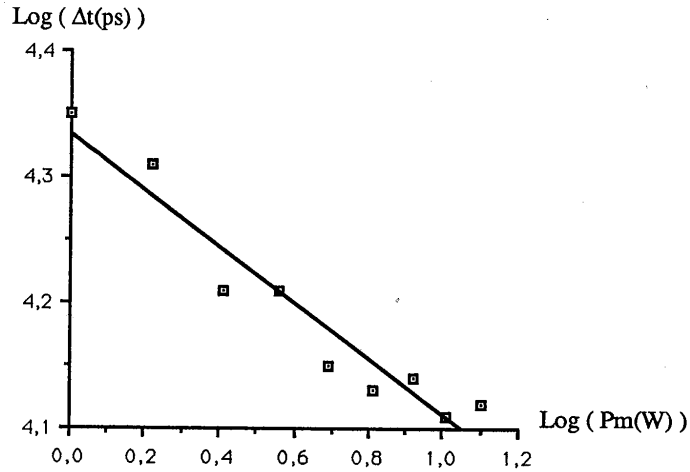


Figure 31 : Variations de la durée des impulsions à 532 nm en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur.

On peut alors en déduire la relation qui lie la durée des impulsions (Δt en ps à 532 nm) à la puissance électrique (P_m en Watt) injectée dans le modulateur :

$$(89) \quad \Delta t_{532 \text{ nm}} \sim P_m^{-\frac{1}{4,5}}$$

Or, comme $\Delta t_{532 \text{ nm}} \propto \Delta t_{1064 \text{ nm}}$, on a aussi :

$$(89 \text{ bis}) \quad \Delta t_{1064 \text{ nm}} \sim P_m^{-\frac{1}{4,5}}$$

La variation de $\Delta t_{1064 \text{ nm}}$ avec P_m est proche de celle donnée par la relation (38) :

$$(38) \quad \Delta t \sim P_m^{-\frac{1}{4}}$$

La théorie de Siegman et Kuizenga offre donc une description valable du couplage de modes actif dans le cas du laser Nd:YAG. Nous verrons au chapitre 3 que cette théorie ne s'applique pas au laser à saphir dopé au titane.

I.4.6. Caractérisation des impulsions délivrées par un laser à colorant pompé en synchronisme par le laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence

Le schéma de principe du système à caractériser est représenté figure 32. Il comprend le laser Nd:YAG à tête Micro-contrôle, à modes couplés et doublé en fréquence pompant en synchronisme un laser à colorant (Laser à colorant Spectra Physics 375). La puissance moyenne du faisceau de pompe est d'environ 500 mW à 532 nm, celle du laser à colorant (Rh6G) d'environ 150 mW à 600 nm.

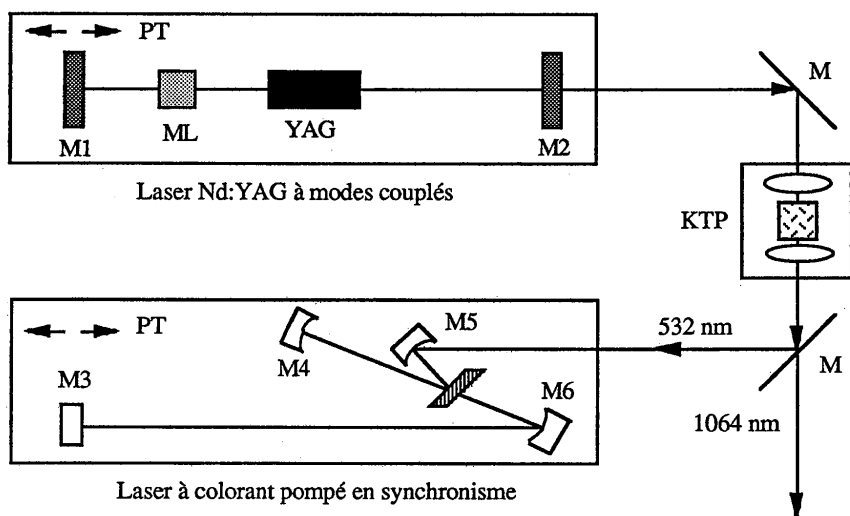


Figure 32 : Système laser picoseconde constitué d'un laser Nd:YAG continu à modes couplés et doublé en fréquence pompant en synchronisme un laser à colorant. Mi = miroirs, ML = modulateur acousto-optique, PT = platine de translation.

Nous avons caractérisé le système complet en utilisant une caméra à balayage de fente en mode monocoup et en mode sinusoïdal. L'intérêt de caractériser le laser Nd:YAG via le laser à colorant provient du fait que les fluctuations (d'amplitude notamment) sont amplifiées au niveau du laser à colorant. Ce dernier agit donc comme une loupe permettant d'étudier plus en détail les fluctuations du laser de pompe.

Nous commençons par rappeler brièvement le principe du couplage de modes actif par pompage synchrone.

I.4.6.1. Couplage de modes actif par pompage synchrone

Le principe [30, 31] fait appel à deux lasers. Le premier, utilisé pour pomper le second, est à modes couplés. Il produit donc un train d'impulsions répétitives à $c / 2L_1$ où L_1 est sa longueur de cavité. Le second laser, dont la longueur de cavité est L_2 , utilise un milieu amplificateur dont le temps de recouvrement est plus rapide que l'intervalle $2L_1 / c$ entre deux impulsions de pompe. Dans ces conditions, le gain du second laser est modulé à la fréquence $c / 2L_1$. Alors le second laser aura ses modes couplés en phase si l'intervalle de fréquence entre deux modes longitudinaux $c / 2L_2$ est égal à la fréquence de modulation $c / 2L_1$. Cette condition est réalisée si $L_2 = L_1$. Pratiquement, le miroir de sortie du second laser est monté sur une platine de translation qui permet d'ajuster finement la longueur L_2 pour que $L_2 = L_1$.

I.4.6.2. Résultats expérimentaux

Tous les résultats sont rassemblés sur les figures suivantes (33 à 41). Les trois premières (33-34-35) correspondent à l'analyse monocoup. Sur la figure 33, nous avons reporté l'enregistrement d'une impulsion unique (largeur à mi-hauteur = 10,5 ps).

Figure 34 (respectivement 35), nous avons représenté les variations de la largeur à mi-hauteur (respectivement l'amplitude) des impulsions sur 30 mn. La largeur à mi-hauteur est donnée en nombre de canaux (ch = channel). En effet, en analyse monocoup, le Fabry-Pérot de filtrage n'est pas placé en permanence devant la caméra car sinon le niveau de lumière ne serait plus suffisant. La calibration est faite une fois au début (on obtient alors la définition en ps / canal) puis l'étalon est ôté du montage. On obtient alors sur l'écran de la caméra une impulsion unique (et non pas une succession comme en sinusoïdal-fig 29). La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 10,5 ps ($\pm 12\%$). Quant à l'amplitude, elle ne varie que de $\pm 15\%$ autour de la valeur moyenne.

Les figures suivantes correspondent à l'analyse synchroscan. Les figures 36-37-38 correspondent au cas du déclenchement optique (cf. I.4.4.). On a représenté un enregistrement figure 36. Les pics secondaires proviennent du Fabry-Pérot de calibration. Figure 37 (resp.38), nous avons représenté les variations de la largeur à mi-hauteur (resp. l'amplitude) des impulsions sur 50 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 15,3 ps ($\pm 0,5\%$) et l'amplitude est stable à mieux que 5 % !

Enfin, les figures 39-40 et 41 correspondent au cas du déclenchement électrique. Nous avons représenté un enregistrement figure 39, ainsi que les variations des largeurs à mi-hauteur et

d'amplitude en fonction du temps (15 mn) sur les figures 40 et 41. La largeur à mi-hauteur est de 31,6 ps ($\pm 2,5$ ps) et l'amplitude varie de ± 8 %.

Remarquons que la mesure de la largeur à mi-hauteur diffère suivant que la caméra est utilisée en monocoup ou en sinusoïdal (déclenchement optique / électrique). La largeur à mi-hauteur vaut 10,5 ps en monocoup. En sinusoïdal et en déclenchement électrique, le signal optique est peu corrélé au signal de balayage (jitter de position des impulsions), on peut donc s'attendre à observer des largeurs à mi-hauteurs plus importantes (environ 32 ps dans notre cas). Dans le cas du sinusoïdal en déclenchement optique, le signal observé étant partiellement corrélé au signal de balayage, on observe des largeurs à mi-hauteur inférieures aux précédentes (environ 16 ps). L'analyse plus détaillée de ces différences de mesure doit permettre de déterminer le jitter de position des impulsions ainsi que le jitter introduit par le circuit de balayage de la caméra [32].

Quoiqu'il en soit, la mesure monocoup reste la seule méthode qui permette de déterminer précisément la largeur à mi-hauteur des impulsions.

Dans la pratique, il est plus facile d'utiliser le mode sinusoïdal. Il permet entre autre le réglage et l'optimisation du laser en temps réel, en visualisant les signaux issus de la barrette de photodiodes sur un écran d'oscilloscope.

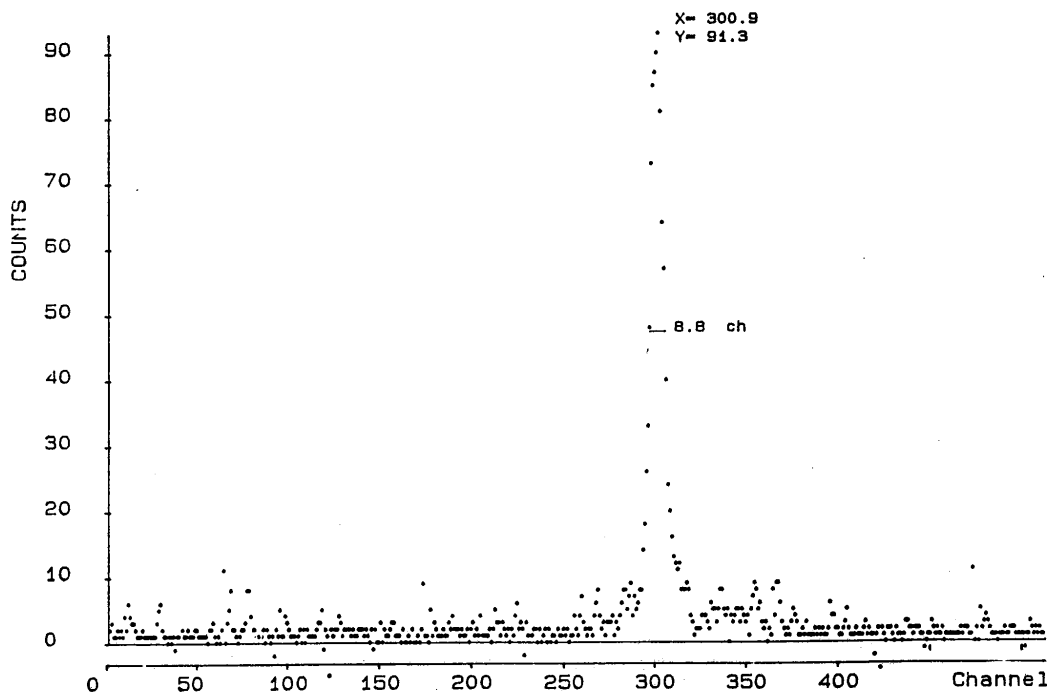


Figure 33 : Enregistrement monocoup d'une impulsion issue du laser à colorant. Sa largeur à mi-hauteur est de 8,8 canaux, soit 10,5 ps.

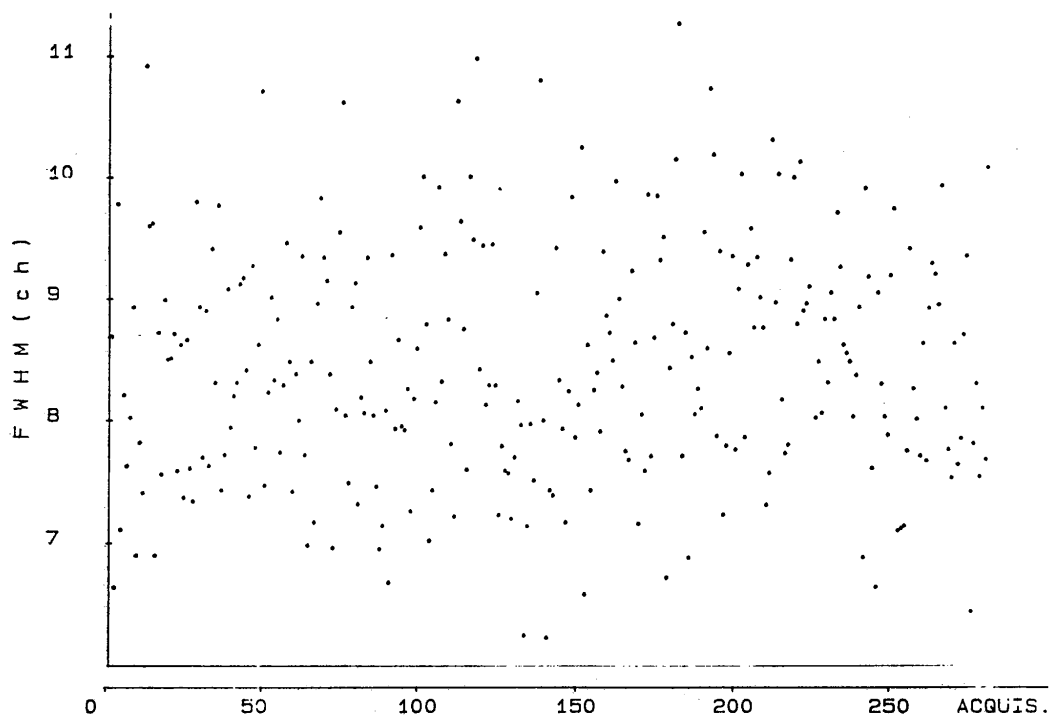


Figure 34 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode monocoup sur environ 30 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 10,5 ps à $\pm 12\%$.

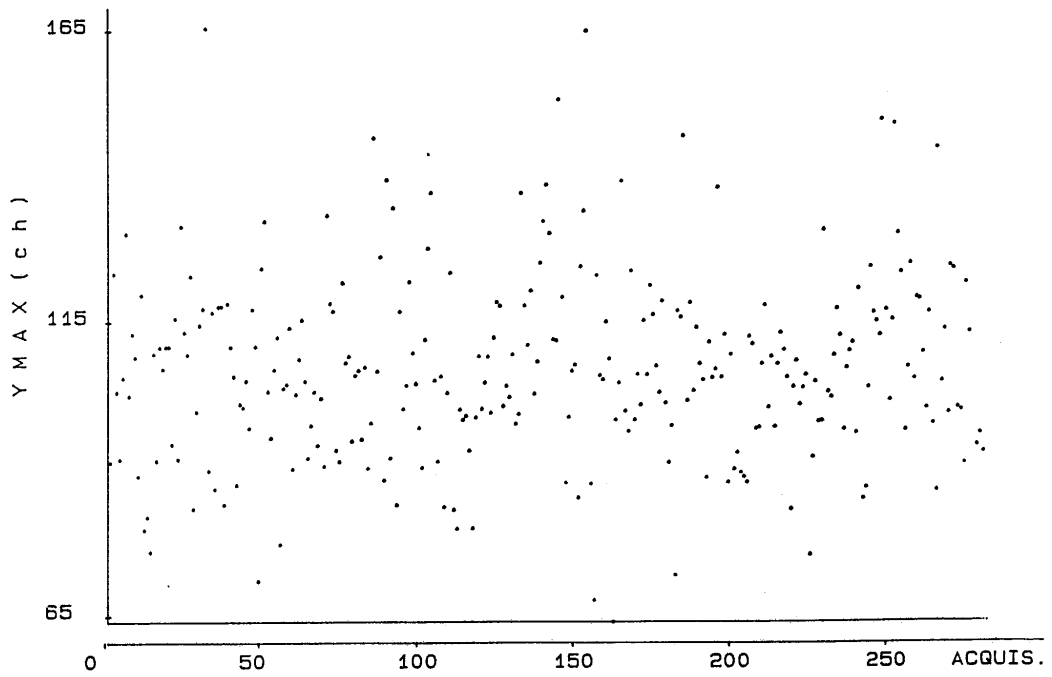


Figure 35 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode monocoup sur environ 30 mn. L'amplitude ne varie que de $\pm 15\%$ autour de la valeur moyenne.

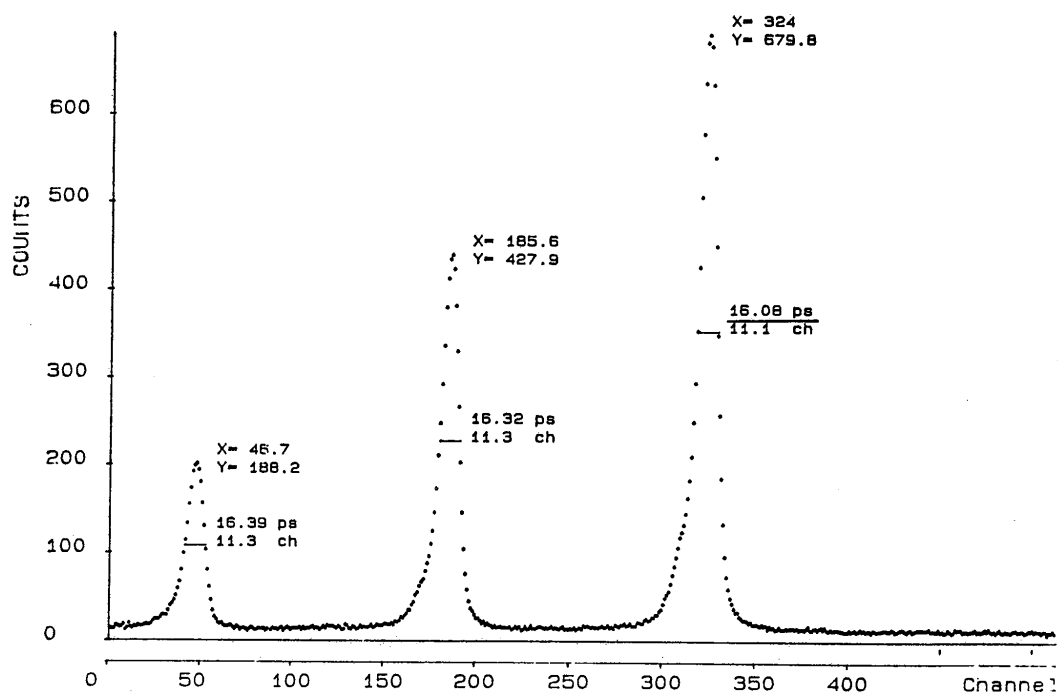


Figure 36 : Enregistrement des impulsions issue du laser à colorant, en mode sinusoïdal et déclenchement optique. La largeur à mi-hauteur des impulsions est voisine de 16 ps.

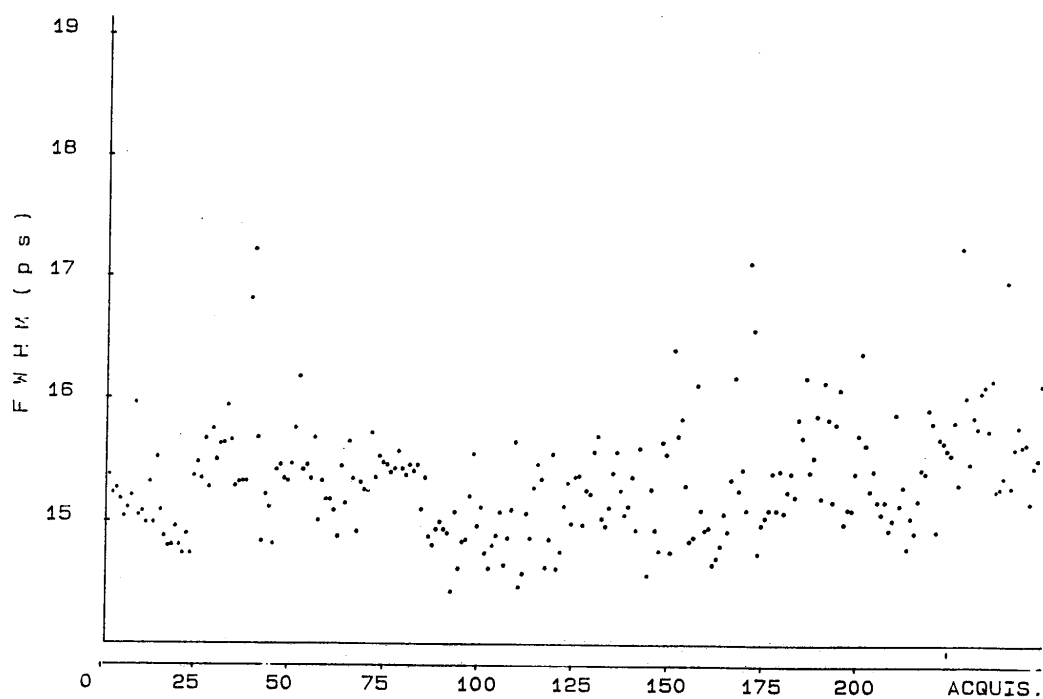


Figure 37 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement optique sur environ 50 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est de 15,3 ps à $\pm 0,5$ %.

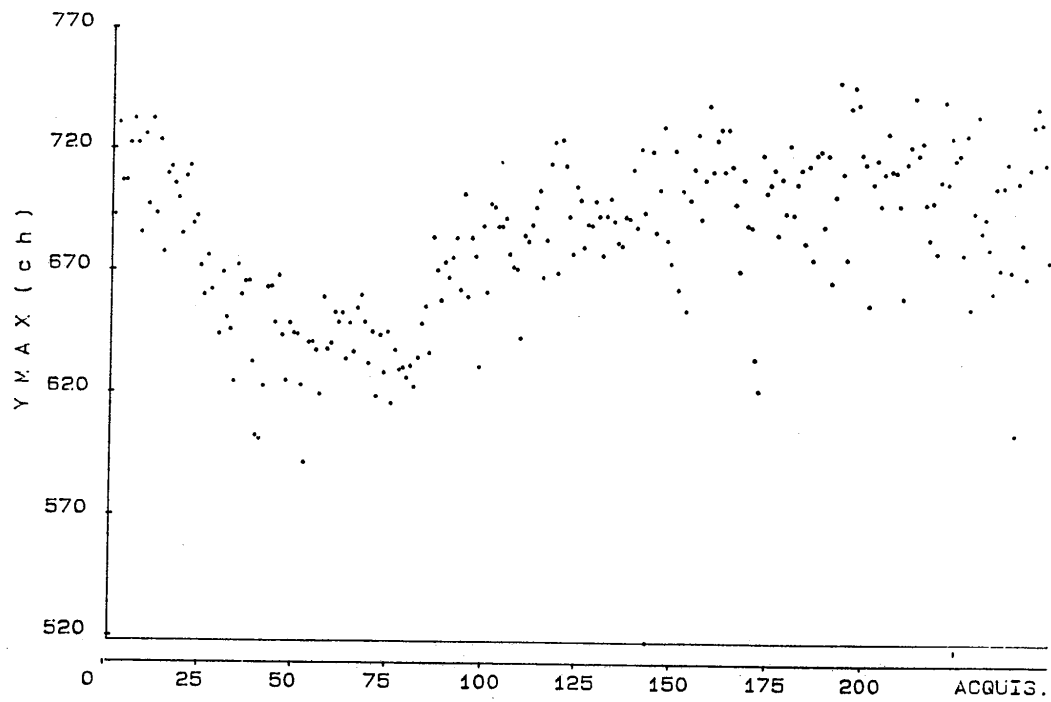


Figure 38 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement optique sur environ 50 mn. L'amplitude des impulsions est stable à mieux que $\pm 5\%$.

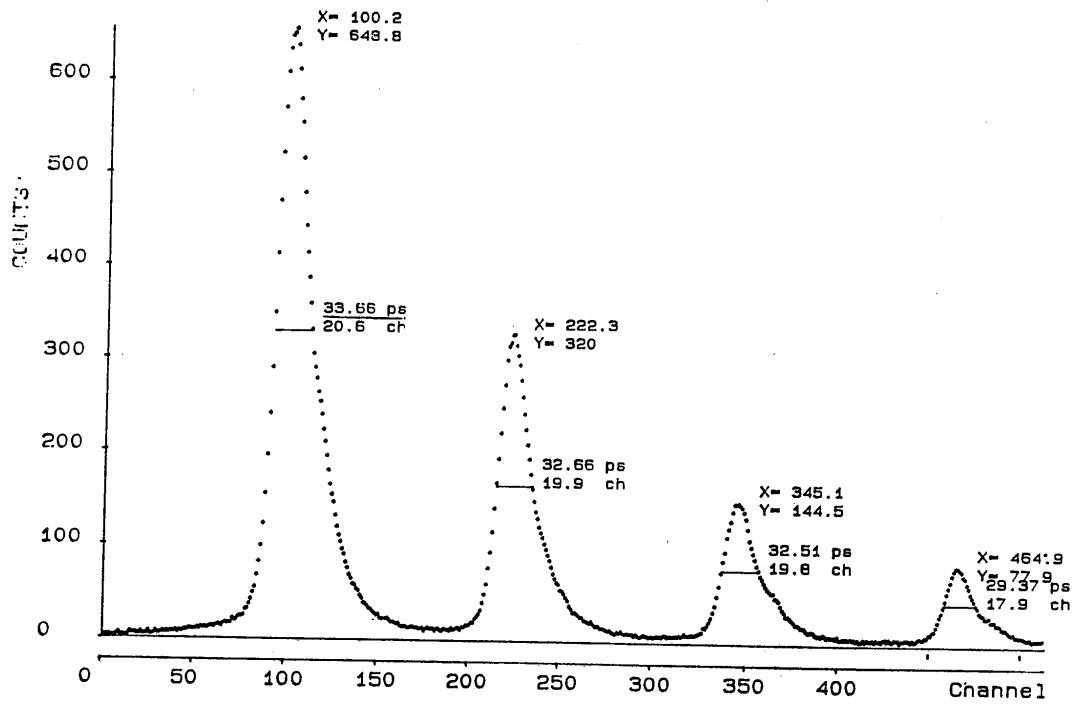


Figure 39 : Enregistrement des impulsions issue du laser à colorant., en mode sinusoïdal et déclenchement électrique. La largeur à mi-hauteur des impulsions est voisine de 34 ps.

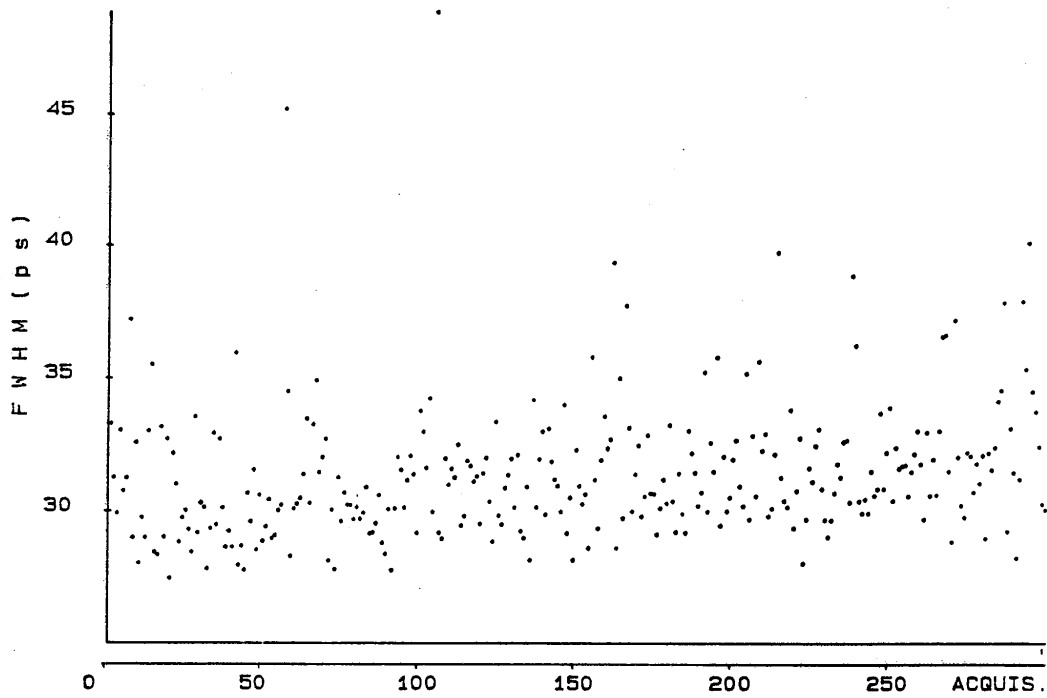


Figure 40 : Variations de la largeur à mi-hauteur des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement électrique sur environ 15 mn. La largeur à mi-hauteur des impulsions est d'environ 31,6 ps à $\pm 2,5$ ps.

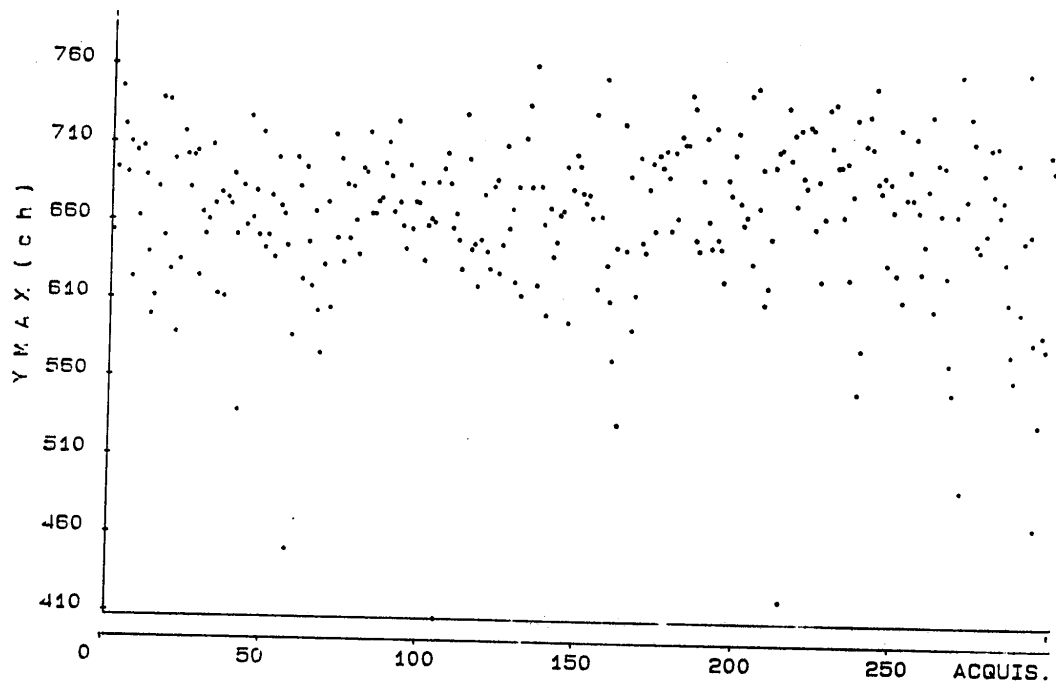


Figure 41 : Variations de l'amplitude des impulsions issues du laser à colorant, la mesure étant réalisée en mode sinusoïdal et déclenchement électrique sur environ 15 mn. L'amplitude des impulsions est stable à mieux que $\pm 8\%$.

I.4.6.3. Discussion

Nous discutons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus précédemment. On peut démontrer que [33] :

- en sinusoïdal et avec déclenchement optique :

$$(90) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{décl opt}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_e^2 + \Delta t_I^2$$

- en sinusoïdal et avec déclenchement électrique :

$$(91) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{décl élec}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_e^2 + \Delta t_{\text{interpulse}}^2 + \Delta t_I^2$$

- en monocoup :

$$(92) \quad \Delta t_{\text{exp}}^2 = \Delta t_{f,\text{mono}}^2 + \Delta t_i^2 + \Delta t_I^2$$

avec :

Δt_{exp} : valeur expérimentale de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,

Δt_i : valeur vraie de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion,

Δt_f : largeur à mi-hauteur de l'image de la fente d'entrée de la caméra. Les valeurs mesurées expérimentalement sont respectivement de :

$\Delta t_{f,\text{décl opt}} = 5,8$ ps en sinusoïdal et déclenchement optique,

$\Delta t_{f,\text{décl élec}} = 6,5$ ps en sinusoïdal et déclenchement électrique,

$\Delta t_{f,\text{mono}} = 4,8$ ps en monocoup,

Δt_I : résolution temporelle intrinsèque de la caméra, liée en particulier aux fluctuations du temps de transit des électrons entre la photocathode et la grille. Δt_I est évalué à environ 1 ps [33].

Δt_e : fluctuations électroniques du circuit de balayage de la caméra en mode synchroscan (c'est le même circuit qui est utilisé en déclenchement optique ou en déclenchement électrique).

$\Delta t_{\text{interpulse}}$: fluctuations inter-impulsions.

En utilisant (92), il vient : $\Delta t_i = 9,3$ ps.

En reportant cette valeur dans (90), il vient : $\Delta t_e = 11,6$ ps. Même si elles sont très faibles, les fluctuations électroniques ne peuvent plus être négligées si l'on mesure des impulsions courtes ($\Delta t_i < 10$ ps).

En reportant cette valeur dans (91), nous obtenons : $\Delta t_{\text{interpulse}} = 27,6$ ps. Cette valeur est voisine de celle mesurée dans [1] par une autre méthode.

I.5. CONCLUSION

Le but que nous nous étions fixés a été atteint : deux lasers Nd:YAG continus à modes couplés et doublés en fréquence ont été réalisés. L'un d'eux utilise une tête laser à deux lampes et délivre une puissance moyenne supérieure à 5 W tandis que le second est bâti autour d'une tête laser à une seule lampe et fournit une puissance moyenne d'environ 8 W. Dans les deux cas, les impulsions ont des largeurs à mi-hauteur inférieures à 80 ps à 532 nm et la stabilité du train est telle que ces deux sources peuvent être utilisées pour le pompage de lasers à colorant.

Ainsi, hormis pour la puissance de sortie qui est supérieure à 20 W dans le cas du laser Antares de Coherent (mais la puissance de pompage de ce laser est d'environ 8 kW contre seulement 3,8 kW dans notre cas), les autres caractéristiques (stabilité, durée des impulsions) sont tout à fait comparables à celles des systèmes commerciaux (Spectra-Physics, Coherent, Quantronix...) bien que les systèmes réalisés ici ne font appel à aucun asservissement et surtout ont été réalisés avec des budgets bien plus modestes que ceux des sociétés américaines.

Aujourd'hui, ces deux systèmes sont utilisés par l'équipe de Strasbourg. Le laser YAG à tête Micro-contrôle est utilisé par la société A.R.P (Applications de la Recherche en Photonique) pour tester la résolution temporelle et la linéarité du balayage des caméras à fente. Le second sert à pomper un laser à colorant lui même utilisé pour caractériser des caméras à fente. Des impulsions plus courtes auraient permis de connaître la réponse percussive des tubes des caméras à balayage de fente et donc leur résolution temporelle.

Pour certaines applications (spectroscopie résolue en temps...), il faut disposer d'impulsions plus courtes que les impulsions picosecondes produites jusqu'à présent.

Une des solutions consiste à comprimer les impulsions délivrées par les systèmes décrits précédemment. Pour différentes raisons, ceci n'a pas été fait à Strasbourg mais au CNET de Lannion. Ce travail est l'objet du deuxième chapitre.

Une autre solution consiste à produire directement des impulsions subpicosecondes à partir d'une cavité laser. Ce travail sera décrit dans le troisième chapitre.

**CHAPITRE II : ETUDE ET REALISATION D'UN
COMPRESSEUR D'IMPULSIONS**

Vertical line of text on the left margin.

Vertical line of text on the left margin.

II.1. INTRODUCTION

Le CNET de Lannion dispose depuis environ deux ans d'un système laser picoseconde. Ce système est constitué d'un laser Nd:YAG Antares à modes couplés et doublé en fréquence, pompant en synchronisme un laser à colorant Coherent 702. La cavité de ce laser est de type linéaire avec deux jets (Rh6G et absorbant saturable DODCI). La longueur d'onde est accordable à l'aide d'un filtre de Lyot intracavité.

Ce système délivre un train d'impulsions lumineuses de forte puissance moyenne ($\sim 400\text{mW}$), répétitives à 80 MHz, dont la largeur à mi-hauteur est voisine d'une picoseconde. La longueur d'onde est d'environ 600 nm.

Ces impulsions sont utilisées pour réaliser des expériences de luminescence résolues en temps sur des matériaux semi conducteurs à base de GaAs. Néanmoins, certaines expériences sont encore limitées par la largeur des impulsions excitatrices. D'où la nécessité d'étudier un moyen permettant d'obtenir des impulsions encore plus courtes, tout en conservant le système présenté ci-dessus.

La technique la plus utilisée pour raccourcir la largeur des impulsions lumineuses consiste à utiliser un dispositif dans lequel l'impulsion lumineuse traverse un matériau présentant de l'effet Kerr optique : le spectre de l'impulsion lumineuse est alors élargi par automodulation de phase. Cet effet non linéaire nécessite de très fortes intensités pouvant être obtenues par exemple en confinant l'impulsion lumineuse dans le coeur d'une fibre optique monomode.

Puis l'impulsion traverse un système de prismes ou de réseaux qui réalise une mise en phase de toutes les fréquences de son spectre. Comme celui-ci a été élargi, la largeur de l'impulsion est diminuée.

C'est en utilisant ce principe que nous souhaitons comprimer les impulsions délivrées par le laser à colorant jusqu'à des durées d'environ 100 femtosecondes.

Les compresseurs d'impulsions à fibre optique ont déjà donné lieu à de nombreux travaux théoriques [34 -37].

Dans une première partie, nous étudierons le modèle de Tomlinson et coll [34]. Ce modèle a l'avantage d'être assez simple à utiliser et il nous permettra de prédire l'ordre de grandeur des principaux paramètres de notre compresseur (longueur de la fibre, distance entre les prismes de compensation). Néanmoins, ce modèle laisse apparaître un certain nombre de limitations si l'on désire utiliser des impulsions subpicosecondes comme dans notre cas.

Les paramètres du compresseur peuvent être atteints de façon plus précise en utilisant des modèles plus élaborés. Nous avons en particulier utilisé un programme informatique développé à l'Institut d'Optique dans lequel la résolution de l'équation non linéaire de Schrödinger est rigoureuse. Nous présentons les principaux résultats de ces simulations dans la deuxième partie.

Enfin, les principaux résultats expérimentaux sont commentés dans la troisième partie.

II.2. COMPRESSION D'IMPULSIONS LUMINEUSES MODULEES EN FREQUENCE PAR AUTOMODULATION DE PHASE DANS DES FIBRES OPTIQUES

II.2.1. Rappels théoriques

Nous rappelons dans ce paragraphe les principaux résultats théoriques du modèle de Tomlinson et coll [34].

La propagation d'une impulsion lumineuse dans un matériau présentant de l'effet Kerr optique est gouvernée par l'équation non linéaire de Schrödinger (93). Nous supposons que le milieu est sans gain, ni perte, la propagation se faisant suivant l'axe z . Dans cette équation, le premier terme du membre de droite correspond à la dispersion de vitesse de groupe, le second traduit l'automodulation de phase :

$$(93) \quad i \frac{\partial V}{\partial (z/z_0)} = \frac{\pi}{4} \left\{ \frac{\partial^2 V}{\partial (t/t_0)^2} + 2 |V|^2 V \right\}$$

où V est l'amplitude complexe de l'onde associée à l'impulsion. A l'entrée de la fibre, nous supposons que V est donnée par :

$$(94) \quad V(z=0, t) = A \operatorname{sech} \left(\frac{t}{t_0} \right)$$

avec $t_0 = \frac{\tau_0}{1,76}$ où τ_0 est la largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion.

Le paramètre A vaut :

$$(95) \quad A = \sqrt{\frac{P}{P_1}}$$

avec P = puissance crête de l'impulsion à l'entrée de la fibre,
et

$$(96) \quad P_1 = \frac{n c \lambda A_{\text{eff}}}{16 \pi z_0 n_2} 10^{-7} \text{ (W)}$$

avec n = indice de réfraction du matériau utilisé (silice pour le coeur de la fibre),

c = vitesse de la lumière en centimètre par seconde,

λ = longueur d'onde dans le vide en nm,

A_{eff} = aire effective du coeur, voisine de l'aire réelle du coeur, en centimètre carré,

n_2 = indice non linéaire de la silice, = $1,1 \times 10^{-13}$ esu pour la silice,

et

$$(97) \quad z_0 = 0,322 \frac{\pi c^2 \tau_0^2}{|D(\lambda)| \lambda}$$

avec :

c = vitesse de la lumière en mètre par seconde,

λ = longueur d'onde dans le vide en mètre,

τ_0 = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion ($\tau_0 = 1,76 t_0$), en seconde,

et $D(\lambda)$ = dispersion de vitesse de groupe (sans dimension).

Remarquons que les paramètres z_0 et P_1 sont issus de la théorie des solitons optiques : z_0 est la période spatiale et P_1 la puissance crête du soliton fondamental dans la direction de propagation z . Pour notre application ($\lambda \sim 600$ nm), la dispersion de vitesse de groupe est positive et les impulsions ne sont pas des solitons. Dans notre contexte, z_0 est la longueur de fibre au bout de laquelle la dispersion de vitesse de groupe a multiplié par deux la largeur de l'impulsion, P_1 est la puissance crête nécessaire pour que l'automodulation de phase ait doublé la largeur spectrale d'une impulsion ayant parcouru une fibre optique de longueur z_0 .

La résolution numérique de l'équation (93) permet d'obtenir l'amplitude $V(z,t)$ de l'impulsion à la sortie de la fibre de longueur z , et ce pour différentes valeurs de l'amplitude A de l'impulsion à l'entrée de la fibre.

En particulier, les simulations théoriques mettent en évidence et permettent de mesurer précisément la modulation de fréquence (ou chirp) qui apparaît le long du profil de l'impulsion, et dont la cause résulte d'une action combinée de l'automodulation de phase et de la dispersion de vitesse de groupe.

Ce résultat peut être prévu plus simplement si l'on se rappelle que l'indice d'un matériau peut être fonction de l'intensité I de l'impulsion qui le traverse, à condition que I soit très grande (plusieurs dizaines de MW / cm^2). Ceci est le cas si une impulsion lumineuse très brève voyage dans une fibre optique monomode : le confinement du champ électrique sur une très faible surface ($\sim 10^{-7} \text{cm}^2$) et sur une longue distance permet d'obtenir des effets non linéaires importants. Ce phénomène s'appelle " automodulation de phase".

Ainsi :

$$(98) \quad n = n_0 + dn = n_0 + n_2 I(t)$$

avec

n_0 = indice du matériau et n_2 = indice non linéaire (pour la silice, $n_2 = 3,2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ ou bien $1,1 \times 10^{-13} \text{esu}$).

La variation de phase pour une longueur L de fibre vaut :

$$(99) \quad \Delta\phi(t) = k (dn L) = k n_2 L I(t).$$

La variation de fréquence instantanée est alors donnée par :

$$(100) \quad \begin{aligned} \Delta\omega(t) &= \Delta \left(-\frac{d\phi(t)}{dt} \right) \\ &= -\frac{d}{dt} (\Delta\phi(t)) \\ &= -k n_2 L \frac{dI}{dt}. \end{aligned}$$

Les fonctions $I(t)$ et $\Delta\omega(t)$ sont illustrées figure 42 dans le cas d'une impulsion gaussienne.

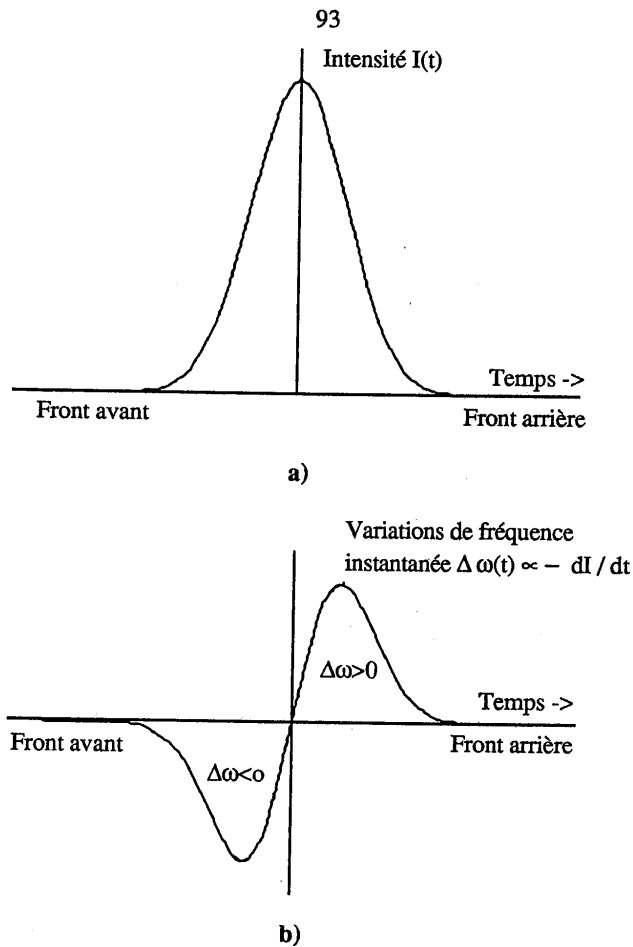


Figure 42 : Intensité $I(t)$ (a) et variation de fréquence instantanée $\Delta\omega(t)$ (b) par automodulation de phase.

Sur la figure 42 b, on voit que des fréquences plutôt rouges sont créées sur le front avant de l'impulsion, alors que des fréquences plutôt bleues sont créées sur le front arrière de l'impulsion.

Dans le cas de dispersion de vitesse de groupe positive (dispersion normale), les fréquences rouges (front avant) vont plus vite que les fréquences bleues (front arrière). Il en résulte un étalement de l'impulsion dont le profil temporel devient rectangulaire.

Ainsi, l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe se combinent et il en résulte une modulation de fréquence le long du profil de l'impulsion.

Après avoir quitté la fibre optique, l'impulsion traverse le compresseur qui peut être constitué soit de réseaux [38], soit de prismes [39]. Le compresseur n'est donc rien d'autre qu'une ligne à retard, le retard étant fonction de la fréquence.

Schématiquement, le compresseur réalise une mise en phase (plus ou moins totale) de toutes les fréquences du spectre des impulsions.

Il est plus simple de décrire le fonctionnement du compresseur en se plaçant dans le domaine fréquentiel.

A la sortie de la fibre optique, la transformée de Fourier de l'impulsion s'écrit :

$$(101) \quad V(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i\phi(z, \omega)}.$$

Après traversée du compresseur, on obtient :

$$(102) \quad V_c(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i(\phi(z, \omega) + \phi_c(\omega))}$$

où l'on a supposé que la fonction de transfert du compresseur est égale à :

$$(103) \quad T_c(\omega) = e^{i(\phi_c(\omega))}.$$

Tout d'abord, supposons que : $\phi_c(\omega) = -\phi(z, \omega)$. Il en résulte que toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont en phase au même instant : on obtient donc une impulsion dont l'intensité crête est la plus forte possible.

Tomlinson suppose aussi qu'il doit approximativement s'agir de l'impulsion la plus courte que l'on puisse obtenir après compression. Ce compresseur est qualifié d'**idéal**.

Dans un second temps, considérons une impulsion lumineuse modulée linéairement en fréquence. La transformée de Fourier de cette impulsion a sa phase qui varie en ω^2 . Ici, le compresseur idéal est celui pour lequel la fonction de phase ϕ_c est de type :

$$(104) \quad \phi_c(\omega) = \phi_0 - a\omega^2.$$

Ainsi, pour une impulsion modulée linéairement en fréquence, le compresseur idéal est le compresseur **quadratique** défini par (104).

Enfin, considérons une impulsion lumineuse dont la modulation de fréquence n'est pas rigoureusement linéaire (ce qui est toujours le cas expérimentalement). Alors le compresseur quadratique n'est plus le compresseur idéal mais il peut quand même être utilisé pour comprimer

l'impulsion. Dans ce cas, la méthode consiste à approcher la phase de la transformée de Fourier de l'impulsion en sortie de fibre par une parabole et à supposer que le coefficient "a" du compresseur est égal à l'opposé du coefficient de second ordre de la parabole précédente. Notons le a_2 .

Le calcul se poursuit en calculant l'intensité crête $|V(t=0, z)|^2$ de l'impulsion comprimée en faisant varier "a" autour de la valeur a_2 .

La valeur a_0 pour laquelle l'intensité de l'impulsion comprimée est la plus grande possible définit le **compresseur quadratique optimal**.

Par la suite, nous ne considérons plus que le compresseur quadratique optimal, car :

- Expérimentalement, nous utiliserons le dispositif de Fork et coll [39] avec quatre prismes, dont la fonction de phase est presque quadratique (nous verrons plus loin qu'en fait, ceci n'est pas tout à fait exact).

Il est aussi possible d'utiliser quatre réseaux [38] mais ces derniers ont des pertes plus importantes.

- Ensuite, le réglage du compresseur à prismes se fait en ajustant la distance entre les prismes (donc en optimisant le coefficient "a" au sens défini plus haut) pour avoir l'impulsion la plus intense possible après le compresseur.

Dans ce contexte, Tomlinson et coll ont étudié le taux de compression $\frac{\tau_0}{\tau}$ ainsi que le produit

$I_{\text{peak}} \times \frac{\tau}{\tau_0}$ en fonction de la longueur de fibre z et ce pour différentes valeurs de A (donc de la puissance crête de l'impulsion incidente sur la fibre).

Remarquons que τ , largeur à mi-hauteur en intensité de l'impulsion comprimée, peut être calculée en effectuant la transformée de Fourier inverse de la relation (102).

Le produit $I_{\text{peak}} \times \frac{\tau}{\tau_0}$ est lié à la qualité de l'impulsion comprimée. Tomlinson démontre que, si ce produit est maximal, on réalise un compromis entre une intensité crête élevée (proche du maximum) et une fonction d'autocorrélation propre (c'est-à-dire avec des ailes très réduites).

L'étude précédente conduit aux résultats suivants :

$$(105) \quad \frac{\tau_0}{\tau} \sim 0,63 \quad A$$

$$(106) \quad \frac{z_{\text{opt}}}{z_0} \sim \frac{1,6}{A}$$

$$(107) \quad \frac{a_0}{t_0^2} \sim \frac{\tau}{\tau_0} \sim \frac{1,6}{A}$$

avec, pour mémoire,

τ_0 = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion de départ,

τ = largeur temporelle à mi-hauteur en intensité de l'impulsion comprimée,

z_{opt} = longueur de fibre utile,

a_0 = coefficient du compresseur quadratique optimal,

$$t_0 = \frac{\tau_0}{1,76}$$

A (cf (80))

z_0 (cf(82)).

Les relations (105) à (107) doivent nous permettre de déterminer complètement notre compresseur d'impulsions.

Avant de les appliquer à notre cas, nous allons rappeler le principe de fonctionnement de notre compresseur à prismes et en expliciter le coefficient a_0 .

II.2.2. Compression à l'aide d'un système de prismes

Nous avons vu que, lorsque l'impulsion sort de la fibre optique, elle est modulée en fréquence, le front avant étant plutôt rouge, le front arrière plutôt bleu.

Treacy, en 1969 [38], a démontré qu'il est possible de compenser (au moins partiellement) cette modulation en utilisant des réseaux.

Plus tard, Fork et coll [39], ont remplacé les réseaux par des prismes. Les prismes sont en effet plus simple à réaliser et présentent moins de pertes. Le compresseur à prismes est représenté figure 43.

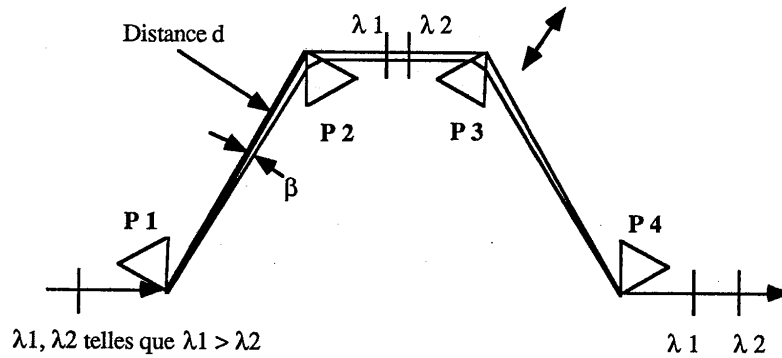


Figure 43 : Principe d'une ligne à retard à prismes.
d est la distance entre les arêtes des prismes P1 et P2 (ou P3 et P4), β est l'angle entre les rayons extrêmes.

Dans ce dispositif, les différentes longueurs d'onde sont plus ou moins déviées par le premier prisme. Les courtes longueurs d'onde (λ_2) sont plus déviées et parviennent donc plus près de l'arête du deuxième prisme que les grandes longueurs d'onde (λ_1). Ainsi, le trajet optique des courtes longueurs d'onde est plus petit que celui des grandes longueurs d'onde.

Les courtes longueurs d'onde iront donc plus vite que les grandes longueurs d'onde : on parle de dispersion de vitesse de groupe négative. (Dans le cas de la dispersion normale ou positive, le rouge va plus vite que le bleu).

Revenons à notre impulsion modulée en fréquence.

En traversant un tel dispositif, son front arrière (plutôt bleu) ira plus vite et va donc rattraper son front avant (plutôt rouge). A la sortie, l'impulsion aura été raccourcie. La quantité de dispersion de vitesse de groupe introduite par ce dispositif peut être ajustée finement en translatant un des prismes suivant sa bissectrice.

Avant de clore ce paragraphe, nous allons donner l'expression littérale du paramètre "a" pour une ligne à retard à prismes (cette expression est donnée dans [34] pour les compresseurs à réseaux).

D'après la relation (104), on obtient le paramètre "a" en calculant le coefficient du terme du deuxième ordre dans le développement de la fonction de phase suivant la fréquence ω , autour de la fréquence centrale ω_0 .

Ainsi [39 - 40] :

$$(108) \quad \phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left(\frac{\partial \phi}{\partial \omega}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2.$$

Il est facile de démontrer que [40] :

$$(109) \quad \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} = + \frac{\lambda_0^3}{2 \pi c^2} \left(\frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$$

avec $P(\lambda)$ qui représente le chemin optique du faisceau à travers la ligne à retard à prismes.

De même [39] :

$$(110) \quad \left(\frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} = 4 \left\{ \left[\left(\frac{d^2 n}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 \right] d \sin \beta - 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 d \cos \beta \right\}$$

avec d = distance entre les arêtes des prismes P1 et P2 (ou P3 et P4), et β = angle entre les rayons extrêmes déviés par le premier prisme (cf fig 43).

En accord avec [39], on a dans notre cas : $\beta \sim 0 \Rightarrow \cos(\beta) \sim 1$, et $d \sin \beta$ représente à peu près la distance entre le faisceau et l'arête dans le deuxième prisme. Nous supposons que $d \sin \beta \sim 2$ mm dans notre cas.

Ainsi, le paramètre "a" est donné par :

$$(111) \quad a = - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} = \frac{\lambda_0^3}{\pi c^2} \left\{ 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 d - \left[\left(\frac{d^2 n}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)_{\lambda_0}^2 \right] 2 \cdot 10^{-3} \right\}$$

Avant de terminer ce paragraphe, remarquons que, comme la constante de dispersion de vitesse de groupe D est proportionnelle à la dérivée seconde du chemin optique par rapport à la longueur d'onde :

$$(112) \quad D \propto \left(\frac{d^2 P}{d \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$$

alors d'après (110), D peut être négative si d est assez grand.

Comme nous l'avons dit précédemment, une ligne à retard à prismes peut donc introduire de la dispersion de vitesse de groupe négative, opposée à celle créée dans la fibre optique.

II.2.3. Calcul des paramètres de notre compresseur à fibre et prismes

Dans ce paragraphe, nous appliquons les relations (105) - (107) et (111) à notre cas.

Nous rappelons que le laser à colorant délivre un train d'impulsions de puissance moyenne égale à environ 400 mW, de largeur à mi-hauteur d'environ une picoseconde, répétitives à 80 MHz, dont la longueur d'onde est voisine de 600 nm.

La fibre optique est monomode à 600 nm, avec un coeur en silice dont le diamètre vaut $3,2 \mu\text{m}$. Nous supposons qu'environ 65 % de la puissance du laser est couplée dans la fibre. Alors, il vient :

- la longueur z_{opt} de fibre doit être voisine de 50 centimètres,
- la largeur temporelle théorique à mi-hauteur en intensité τ de l'impulsion comprimée est d'environ 60 femtosecondes,
- la distance d entre les prismes P1 et P2 (ou P3 et P4) est d'environ 12 mètres avec des prismes en silice ($n \sim 1,45$) et d'environ 107 centimètres pour des prismes en SF 10 ($n \sim 1,7$).

II.2.4. Intérêt et limitations du modèle développé précédemment

Le principal intérêt du modèle précédent est sa simplicité. Etant données les caractéristiques de l'impulsion à l'entrée de la fibre optique, seulement quatre équations ((105) - (107) et (111)) suffisent à déterminer la longueur de fibre nécessaire, la durée de l'impulsion comprimée ainsi que la disposition de la ligne à retard à prismes.

En fait, ce modèle permet d'obtenir de bons résultats si l'on désire comprimer des impulsions picosecondes.

Dans le cas des impulsions dont la durée est inférieure à une picoseconde, les simplifications du modèle (tant au niveau de l'équation non linéaire de Schrödinger pour la fibre que de la dispersion pour la ligne à retard à prismes) ne peuvent plus être appliquées [36].

Ainsi, dans notre cas, nous travaillons avec des impulsions d'une picoseconde environ. Nous sommes donc à la limite de validité du modèle de Tomlinson et coll.

Par la suite, nous examinerons succinctement l'influence des termes d'ordre trois sur le modèle précédent.

Cas de la fibre optique :

L'équipe du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique a développé un programme informatique [41] qui permet de simuler l'évolution d'une impulsion ultrabrève dans un guide d'onde monomode, en pouvant y inclure les termes de dispersion d'ordres supérieurs (notamment l'ordre trois qui n'est pas pris en compte dans l'équation (93)).

Etant données les caractéristiques de l'impulsion à l'entrée de la fibre optique (longueur d'onde, largeur à mi-hauteur en intensité, puissance crête), le programme permet de calculer et de tracer le profil temporel et le spectre de l'impulsion en fonction de la longueur du guide monomode traversé.

Quant à l'impulsion comprimée, son profil temporel est déterminé d'une manière plus simple que dans le cas du compresseur quadratique optimal : on approche la phase de l'impulsion en sortie de la fibre par une parabole.

Le coefficient "a" du compresseur est égal à l'opposé du coefficient du second ordre de la parabole précédente (coefficient a_2 d'après les notations utilisées plus haut).

Puis l'impulsion comprimée est obtenue en calculant la transformée de Fourier inverse de la relation (102).

Dans notre cas, les résultats de la simulation sont présentés sur les figures 44 à 46.

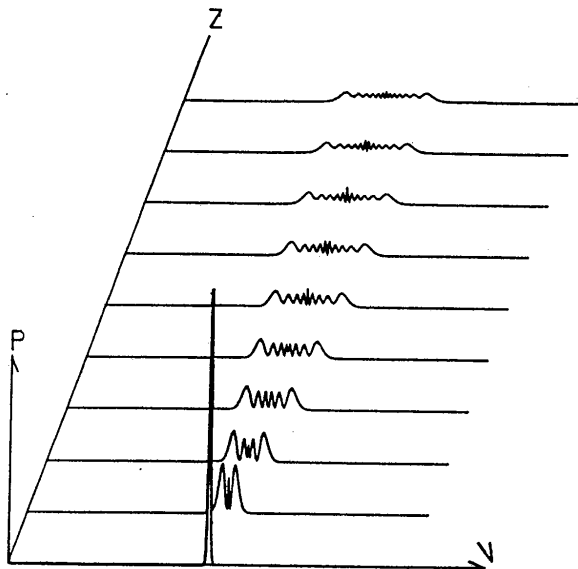


Figure 44 : Evolution théorique du spectre d'une impulsion en fonction de la longueur de la fibre traversée (ici le spectre est tracé tous les 5 cm de 0 à 45 cm).

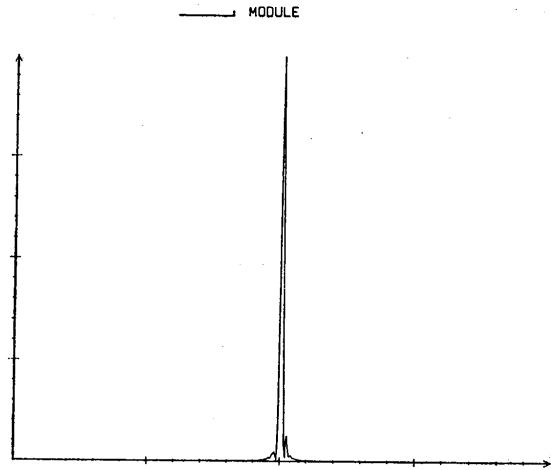


Figure 45 : Profil temporel d'une impulsion comprimée après avoir parcouru une fibre optique de 30 cm de long. $\Delta t_{1/2} \sim 64$ fs. (Echelle : 0,5 ps / division).

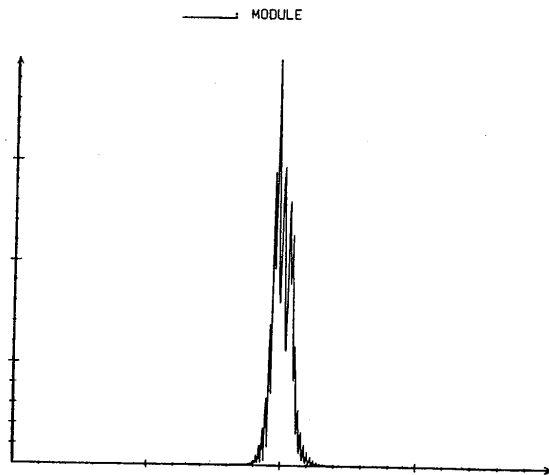


Figure 46 : Profil temporel d'une impulsion comprimée après avoir parcouru une fibre optique de 50 cm de long. $\Delta t_{1/2} \sim 225$ fs. (Echelle : 0,5 ps / division).

Sur la figure 44, il est clair que le spectre de l'impulsion ne s'élargit presque plus pour des longueurs de fibre supérieures à 20 cm.

Sur la figure 45, nous constatons que la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion comprimée peut être aussi courte que 64 fs après n'avoir parcouru que 30 cm de fibre alors que d'après la figure 46, cette largeur est de 225 fs après 50 cm de fibre. De plus dans ce cas, le profil temporel de l'impulsion comprimée est très irrégulier. Nous pensons que cela est dû à une modulation non linéaire de la phase des impulsions qui ne peut pas être compensée par notre ligne à retard à prismes.

Ceci nous conduit à évoquer les limitations imposées par la ligne à retard à prismes.

Cas de la ligne à retard à prismes :

Revenons un instant à la relation (102)

$$(102) \quad V_c(z, \omega) = A(z, \omega) e^{i(\phi(z, \omega) + \phi_c(\omega))}$$

Jusqu'à présent, nous avons toujours considéré que la modulation de fréquence de l'impulsion en sortie de fibre était à peu près linéaire et pouvait donc être compensée avec un compresseur quadratique pour lequel la fonction de phase $\phi_c(\omega)$ est parabolique.

Ceci n'est plus vrai si l'on travaille avec des impulsions ultrabrèves (< 1 ps). Dans ce cas, la dispersion d'ordre trois de la ligne à retard à prismes est négative et assez importante

$$\left(\left(\frac{\partial^3 \phi_c}{\partial \omega^3} \right)_{\lambda_0} \ll 0 \right) [41].$$

Bien que la dispersion d'ordre trois de la fibre soit positive $\left(\left(\frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \right)_{\lambda_0} > 0 \right)$, les termes

d'ordre trois ne sont plus compensés. Ceci conduit à une impulsion qui ne peut pas être comprimée complètement.

Une solution consiste à utiliser un compresseur de quatre prismes et de quatre réseaux.

Comme la dispersion d'ordre trois d'une ligne à retard à prismes est de signe opposé à celle d'une ligne à retard à réseaux, les termes d'ordre trois de la phase pourront se compenser et des impulsions plus courtes seront obtenues.

C'est en utilisant cette technique qu'une équipe des laboratoires Bell a produit en 1987 les impulsions les plus courtes jamais réalisées (6 fs. [42]).

II.3. DISPOSITIF ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le dispositif est schématisé figure 47.

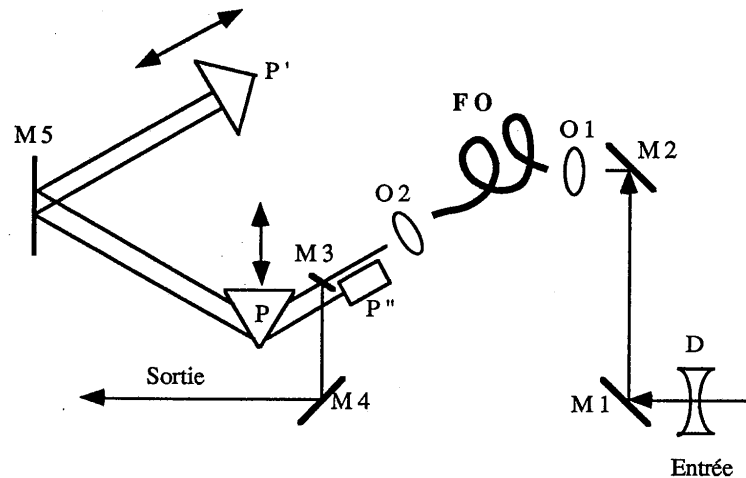


Figure 47 : Schéma du compresseur à fibre et à prismes (dans le plan horizontal) :

D = lentille divergente ($f = -30$ cm) à environ 50 cm de O_1 , M_1 à M_5 = miroirs plans large bande (600 - 900 nm), O_1 , O_2 = objectifs de microscope $\times 20$, FO = fibre optique, P = prisme en SF 10, P' et P'' = prismes à réflexion totale décalant le faisceau respectivement horizontalement et verticalement.

Tous les miroirs (M_1 à M_5) sont traités large bande (600-900 nm), totalement réfléchissants à 45° d'incidence pour M_1 à M_4 , à incidence normale pour M_5 . Nous utilisons M_5 avec une incidence voisine de 15° pour des raisons d'encombrement.

Toutes les optiques (D , O_1 , O_2 , P' et P'') sont traitées anti-reflet.

D est une lentille divergente qui agrandit le diamètre du faisceau afin de couvrir toute la pupille de l'objectif O_1 ($\times 20$).

Le diamètre du spot au foyer de O_1 est donc diminué et le couplage du faisceau laser dans la fibre est amélioré.

Après la fibre, le faisceau est recollimaté par l'objectif O_2 ($\times 20$).

Les prismes P' et P'' sont à réflexion totale et ne participent pas à la compression de l'impulsion. Ils permettent de simplifier la ligne à retard à prismes en n'utilisant qu'un seul prisme de compression P .

En effet, le faisceau émergent de la fibre traverse P une première fois. Puis il est décalé horizontalement par P' et traverse P une deuxième fois.

Il est ensuite décalé verticalement par P'' et traverse P une troisième fois.

Enfin, il est à nouveau décalé horizontalement par P' , traverse P une quatrième et dernière fois avant d'être éjecté par M_3 .

M_5 est un miroir de renvoi intermédiaire qui permet de diminuer l'encombrement du système.

La distance d est ici égale à deux fois la distance entre P et P' . Elle peut être ajustée grossièrement en translatant P' et finement en déplaçant P sur une platine de translation Micro-controlle suivant la bissectrice de l'angle au sommet. Le prisme P est en SF 10 ($n \sim 1,7$), taillé à Brewster (pour minimiser les pertes) au minimum de déviation.

La puissance moyenne du laser est d'environ 400 mW. Nous avons couplé au mieux 65 % de cette puissance dans la fibre.

Le laser est polarisé linéairement. Après la fibre optique, la polarisation est conservée. Celle-ci est ajustée finement en tournant le support de sortie de la fibre jusqu'à ce que les pertes par réflexion (sur P surtout) soient minimisées.

Au départ, la longueur de la fibre a été ajustée à environ 50 cm et la distance d à environ 1 m conformément aux prévisions du modèle de Tomlinson.

Nous avons représenté figure 48 l'enregistrement du spectre de l'impulsion à la sortie de la fibre optique.

Celui-ci a été mesuré en utilisant un spectrographe Jobin et Yvon H 25 équipé d'un réseau de 1200 traits par millimètre.

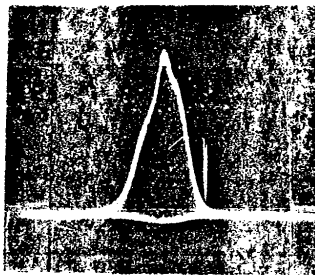


Figure 48 : Spectre de l'impulsion à la sortie de la fibre de 50 cm, $\Delta\lambda_{1/2} \sim 5,7$ nm.

Compte tenu de la largeur du spectre ($\Delta\lambda \sim 5,7$ nm à 600 nm), si nous parvenons à compenser la modulation de fréquence de l'impulsion, nous devrions donc pouvoir obtenir une impulsion dont la

durée est proche de celle imposée par la transformée de Fourier. Dans notre cas, cette limite est voisine de 60 fs si nous supposons un profil en sech^2 .

Cette limite est bien en accord avec celle prévue par le modèle de Tomlinson.

En fait, lorsque la longueur de la fibre est d'environ 50 cm, l'impulsion comprimée obtenue présente un piédestal très important, (figure 49).

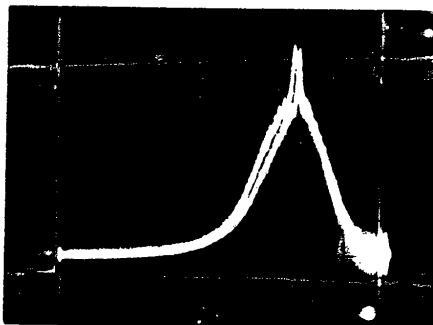


Figure 49 : Impulsions comprimées lorsque la longueur de la fibre est d'environ 50 cm. Noter le piédestal très important ($\Delta t_{1/2}$: qq ps).

A ce stade, nous pensons que la compression n'est pas complète. En effet, si la fibre est trop longue, la modulation de fréquence n'est plus linéaire et ne peut donc pas être compensée par les prismes.

Nous avons donc ôté régulièrement 5 cm de fibre et pour chaque nouvelle longueur de fibre, nous avons ajusté la distance d pour avoir en sortie l'impulsion la plus courte possible. Cette impulsion est contrôlée en temps réel sur un autocorrélateur.

Plus la longueur de fibre diminuait, plus l'impulsion en sortie était courte.

Pour une longueur de fibre de 35 cm, et une distance d égale à 124 cm, nous avons produit une impulsion dont la largeur à mi-hauteur en intensité est d'environ 130 fs (figures 50 - 51) si l'on suppose un profil temporel en sech^2 pour l'intensité.

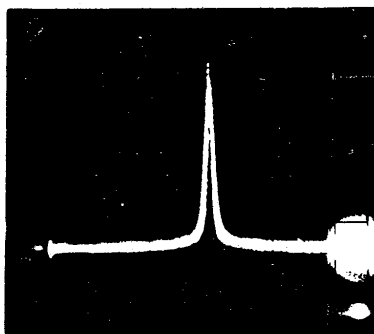


Figure 50 : Autocorrélation des impulsions comprimées.

L'examen de la photographie de la figure 50 permet de vérifier que le profil de l'impulsion comprimée est très propre, le piédestal est faible.

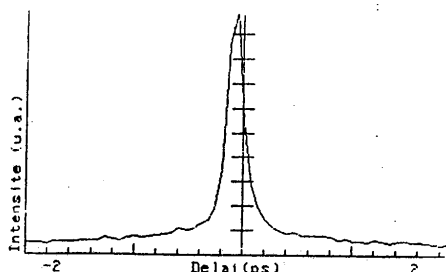


Figure 51 : Autocorrélation des impulsions comprimées. Δt 112 ~ 130 fs (Echelle : 0,2 ps / division).

L'impulsion la plus courte produite avait une durée d'environ 100 fs.

Il n'a malheureusement pas été possible de couper d'avantage la fibre compte tenu de la disposition des divers éléments sur le support. Pour cela, il aurait fallu reprendre toute la mécanique du dispositif.

D'autre part, l'équipe de B. Deveaud à Lannion avait préparé une série d'expériences de luminescence résolue en temps sur des échantillons de multipuits quantiques à base de GaAs, dans lesquelles des impulsions de moins de 200 fs apportaient une résolution temporelle suffisante.

Nous n'avons donc pas cherché à raccourcir d'avantage les impulsions obtenues.

Nous pensons néanmoins que, conformément aux prévisions théoriques illustrées figures 44 à 46, ce dispositif doit pouvoir comprimer des impulsions à moins de 100 femtosecondes, à condition de pouvoir raccourcir d'avantage la fibre optique.

Pour terminer, mentionnons que la puissance moyenne du faisceau à la sortie du compresseur est d'environ 130 mW (pour environ 400 mW à l'entrée de la fibre et environ 260mW à la sortie de la fibre).

La transmission du faisceau à travers la ligne à retard à prismes n'est donc que d'environ 50%, alors qu'elle devrait être supérieure à 90 %.

Nous pensons que cet écart pourrait être dû à l'absence de traitement anti-reflet sur les prismes P' et P''. En effet, si tel est le cas, les 6 passages à travers les prismes P' et P'' impliquent à eux seuls des pertes par réflexion d'environ 30 % ($6 \times 4\%$). D'autre part, des pertes supplémentaires sont introduites par le prisme P car le faisceau est partiellement dépolarisé à la sortie de la fibre.

II.4. CONCLUSION

Nous avons donc conçu et réalisé un compresseur d'impulsions.

Ce dispositif est constitué d'une fibre optique monomode et d'une ligne à retard à prismes.

Lorsqu'une impulsion lumineuse traverse la fibre optique, elle est modulée en fréquence par effet Kerr optique ou automodulation de phase. Le système de prismes réalise une mise en phase de toutes les fréquences du spectre de l'impulsion.

Nous avons utilisé ce dispositif pour comprimer les impulsions délivrées par un laser à colorant Coherent qui ont une largeur à mi-hauteur en intensité d'environ une picoseconde.

Pour des impulsions aussi brèves, le modèle théorique développé par Tomlinson et coll est en limite de validité. Néanmoins, il nous permet d'avoir rapidement un ordre de grandeur des principaux paramètres de notre compresseur. Nous avons aussi utilisé un second modèle théorique incluant les termes d'ordre supérieur, souvent négligés. Les prévisions théoriques obtenues sont plus près des résultats expérimentaux.

Nous avons pu comprimer les impulsions jusqu'à des durées d'environ 130 fs mais nous pensons qu'au prix de petites modifications, des impulsions dont la durée est inférieure à 100 fs pourraient être obtenues.

Ces impulsions sont utilisées quotidiennement [43] pour caractériser des semi-conducteurs à base de GaAs.

**CHAPITRE III : ETUDE ET REALISATION D'UN
LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE PRODUISANT
DES IMPULSIONS FEMTOSECONDES**

III.1. INTRODUCTION

Pour obtenir des impulsions très courtes (picosecondes et femtosecondes), il est donc possible de procéder comme nous l'avons vu dans les chapitres I et II ou bien de tenter de produire directement ces impulsions. De telles sources mettant en œuvre des colorants ont déjà été développées. L'enjeu est ici de mettre au point un laser à impulsions femtosecondes utilisant un milieu amplificateur solide.

Le travail que nous allons présenter porte sur la conception et la réalisation d'oscillateurs à saphir dopé au titane, dans le but de produire directement des impulsions lumineuses ultrabrèves.

Le cristal de saphir dopé au titane (Ti : Al₂O₃), en tant que milieu amplificateur d'une cavité laser, est un candidat potentiel depuis les années 60. Une vingtaine d'années d'effort auront été nécessaires avant que l'on sache produire des cristaux de très bonne qualité. En 1982, Peter Moulton annonce la réalisation du premier laser à saphir dopé au titane, en mode pulsé [44].

La principale caractéristique de ce cristal concerne la largeur de sa courbe de gain qui est gigantesque. Elle couvre environ le domaine compris entre 660 et 1200 nm.

L'apparition de ce cristal sonne le glas pour la plupart des colorants infrarouges qui sont chimiquement très instables et qui doivent donc être renouvelés très souvent.

De plus, le saphir dopé au titane apparaît comme un concurrent sérieux d'un autre laser solide : le laser à alexandrite, lui aussi accordable entre environ 720 et 800 nm.

Egalement à son avantage, il faut signaler que le laser à saphir dopé au titane utilise les mêmes lasers de pompe que les lasers à colorants.

Suivant le mode de pompage, on peut distinguer trois types de fonctionnement.

Pompage continu :

Tout d'abord, le laser de pompe peut être un laser à argon continu. Dans ce cas, le laser à saphir dopé au titane est une source continue, accordable dans le proche infrarouge.

Parmi les réalisations les plus récentes, Spectra-Physics commercialise un laser à saphir dopé au titane continu. Lorsqu'il est pompé par un laser à argon de 20 W, ce laser délivre jusqu'à 5W accordable entre 700 et 900 nm.

Ici, le record appartient à une équipe de Livermore qui a pompé un cristal de saphir dopé au titane avec deux lasers à argon de 27 W chacun et produit jusqu'à 17 W de radiation infrarouge [45].

Plusieurs équipes [46,47] ont réalisé des lasers à saphir dopé au titane monomodes. L'absence de jet dans la cavité permet d'obtenir une stabilité de fréquence remarquable. Citons par exemple

l'équipe de T. Hänsch [48] qui a développé un laser à saphir dopé au titane, dont la largeur de raie est de 1 kHz à 972,5 nm.

Les lasers à saphir dopé au titane à modes couplés de façon active ou passive sont aussi pompés en continu, nous y reviendrons très en détail un peu plus loin.

Pompage par laser impulsif :

Ensuite, le laser de pompe peut être un laser Nd:YAG déclenché, doublé en fréquence [49], voire un laser à vapeur de cuivre [50].

Le laser à saphir dopé au titane émet dans ce cas un train d'impulsions nanosecondes, assez énergétiques (quelques mJ par impulsion), répétitives à quelques kHz dans le cas du laser à vapeur de cuivre.

Pompage par flash :

Enfin, le laser à saphir dopé au titane peut être pompé par flash.

Ici, deux difficultés principales doivent être surmontées.

Tout d'abord, comme la durée de vie de l'état excité dans le saphir dopé au titane est assez brève ($\sim 3 \mu\text{s}$), la durée du flash doit être elle aussi comparable.

Or actuellement, il est très difficile de fabriquer des alimentations électriques haute-tension, ainsi que des flashes délivrant des éclairs aussi brefs que quelques microsecondes.

De plus, lorsqu'on excite des flashes avec des impulsions de tensions microsecondes, leur spectre se décale vers les UV, en dehors de la bande d'absorption du saphir dopé au titane. Les radiations UV peuvent aussi créer dans le barreau des centres d'absorption (Ti^{4+} , centres colorés).

Pour remédier à cela, une solution consiste à placer un colorant organique entre le cristal et les flashes. Ce colorant convertit une partie des UV en radiation qui peut être absorbée par le cristal de saphir dopé au titane.

L'autre difficulté tient au fait que dans cette application, il est crucial de pouvoir disposer de cristaux de saphir dopé au titane de grande taille (jusqu'à 8 mm de diamètre et 20 cm de long) et très purs.

Le prix de ces cristaux est si élevé que pour le moment, le pompage par flash est peu répandu [51].

Les applications du laser à saphir dopé au titane sont très nombreuses. Nous nous bornerons à en citer quelques unes :

- La spectroscopie à haute résolution.

- L'étude des semi conducteurs. En effet, les bandes d'absorption des semi conducteurs tels que : GaAs, InP peuvent être atteintes par le laser à saphir dopé au titane.

- L'étude des fibres actives. En effet, le laser à saphir dopé au titane peut être utilisé pour pomper à 980 nm des amplificateurs à fibres optiques dopées à l'erbium.

- Les lidars. Ici encore, le laser à saphir dopé au titane peut atteindre les bandes d'absorption de l'eau (727, 940 nm) et de l'oxygène (760 nm).

- Lorsque le laser à saphir dopé au titane est doublé en fréquence, on dispose d'une source accordable entre environ 350 et 500 nm.

Dans un futur aussi proche, le laser à saphir dopé au titane pourrait bien remplacer les lasers à colorant qui couvrent ce domaine de longueurs d'onde.

L'équipe du groupe d'optique non linéaire de l'Institut d'Optique travaille depuis longtemps sur la génération d'impulsions lumineuses ultrabrèves.

Compte tenu des caractéristiques remarquables de ce nouveau matériau (la largeur de la courbe de gain est telle que ce matériau peut engendrer (ou amplifier) des impulsions aussi courtes que 5 femtosecondes environ), il nous a paru évident qu'il fallait essayer de construire un laser à saphir dopé au titane à impulsions très brèves (pico et femtosecondes).

Ce chapitre a pour but de présenter les travaux qui nous ont conduit à réaliser un laser à saphir dopé au titane produisant des impulsions aussi courtes que 65 femtosecondes.

Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons les propriétés physiques du cristal. Un tableau résumera les principales différences entre le Nd:YAG (chapitre I) et le saphir dopé au titane.

Dans le troisième paragraphe, nous passerons en revue les nouvelles méthodes, apparues très récemment, pour produire des impulsions courtes.

Dans le quatrième paragraphe, nous décrirons le premier oscillateur que nous avons réalisé : il s'agit d'un laser à saphir dopé au titane à modes couplés, de façon active. Celui-ci produit des impulsions picosecondes. Cet oscillateur a ensuite été modifié, le couplage de modes se faisant de façon passive, dans le but de produire des impulsions femtosecondes. Ce nouvel oscillateur est présenté dans le cinquième paragraphe.

III.2. PRESENTATION DU CRISTAL DE SAPHIR DOPE AU TITANE

Le premier laser à saphir dopé au titane a fonctionné en 1982 [44]. Mais le premier système commercial n'est apparu qu'en 1989 (modèle Spectra Physics 3900). Son lancement fut un réel succès qui a relancé l'intérêt des chercheurs pour les lasers solides accordables dont le saphir dopé au titane apparaît comme le chef de file.

Dans ce paragraphe, nous rappelons les principales caractéristiques physiques et spectroscopiques de ce "nouveau" cristal [52 - 58].

Ce matériau laser est constitué d'une matrice d'alumine (Al_2O_3) appelée aussi saphir. Le saphir possède des propriétés remarquables. C'est un matériau réfractaire, très dur et pour ainsi dire inusable. Sa conductivité thermique est excellente, il est chimiquement stable, et il est possible de faire croître de grands cristaux de bonne qualité (nous reviendrons sur les méthodes de croissance à la fin de ce paragraphe).

Dans cette matrice, un faible pourcentage d'ions Al^{3+} est remplacé par des ions Ti^{3+} .

Nous avons représenté sur la figure suivante la maille de ce cristal.

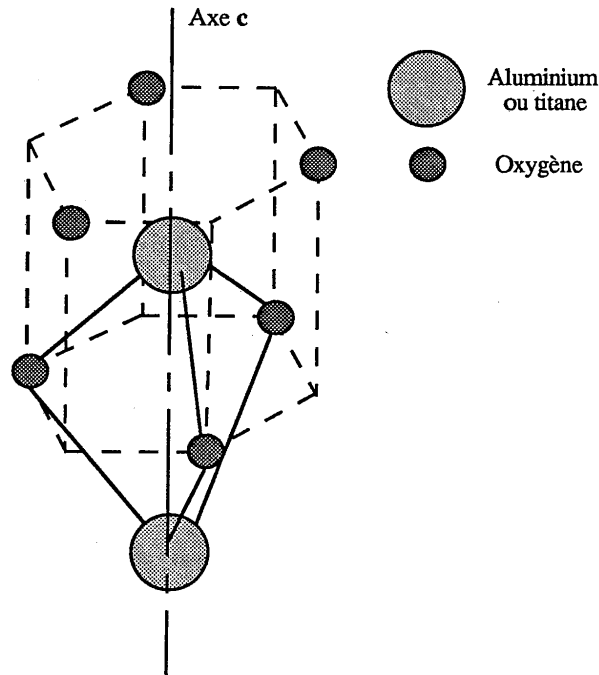


Figure 52 : Structure cristallographique du saphir dopé au titane : schéma de la maille.

Ce cristal fait partie du système rhomboédrique : il possède un axe de symétrie d'ordre 3 appelé c . Il est biréfringent uniaxe, le rayon ordinaire étant polarisé perpendiculairement à l'axe c (σ), le rayon extraordinaire étant polarisé parallèlement à l'axe c (π).

La structure électronique de l'ion Ti^{3+} est celle de l'argon plus un électron célibataire $3d$. Si l'ion est supposé isolé, ses niveaux d'énergie sont cinq fois dégénérés.

Dans la matrice de saphir, l'ion Ti^{3+} remplace certains ions Al^{3+} dans des sites à symétrie trigonale.

Le potentiel cristallin peut être considéré comme une somme de termes à symétrie cubique et de termes à symétrie trigonale. Les termes à symétrie cubique sont les plus importants. Ils lèvent la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'ion Ti^{3+} et l'on obtient deux niveaux d'énergie eux mêmes dégénérés : le niveau fondamental (2T_2) dégénéré trois fois et le niveau supérieur (2E) dégénéré deux fois. Les termes à symétrie trigonale lèvent la dégénérescence du niveau fondamental et l'on obtient deux niveaux. Celui de plus basse énergie est lui même dégénéré deux fois. Sa dégénérescence est levée par les interactions spin-orbite. Enfin, l'effet Jahn-Teller lève la dégénérescence du niveau excité 2E .

Le schéma des niveaux d'énergie de l'ion Ti^{3+} est donné figure 53.

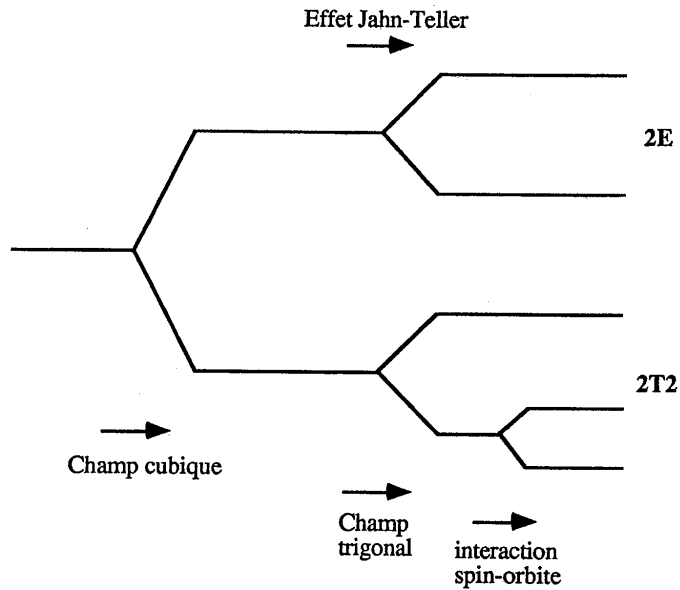


Figure 53 : Niveaux d'énergie de l'ion Ti^{3+} dans Al_2O_3 .

L'interaction très forte qui existe entre l'ion Ti^{3+} et le réseau entraîne aussi un fort élargissement des bandes d'absorption et d'émission.

Avant de représenter les spectres d'absorption et d'émission, nous devons rappeler que le saphir dopé au titane est un cristal biréfringent uniaxe. Les spectres sont donc différents selon que la polarisation de la lumière est parallèle (π) ou perpendiculaire (σ) à l'axe c du cristal (figure 54 à 56).

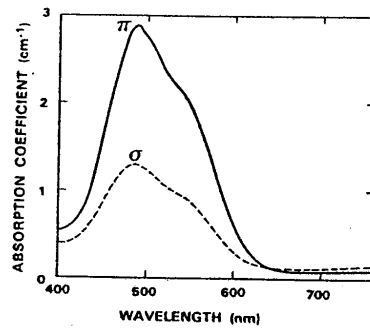


Figure 54 : Allure du spectre d'absorption de la transition ${}^2T_2 \rightarrow {}^2E$ dans $Ti:Al_2O_3$ (d'après [52]).

La double bosse sur le spectre d'absorption est due à la levée de dégénérescence du niveau excité 2E par effet Jahn-Teller.

Le maximum de l'absorption est voisin de 490 nm. Les lasers susceptibles de pomper ce cristal sont donc nombreux : argon multiraies (488-514 nm), YAG doublé (532 nm), laser à vapeur de cuivre (510-578 nm).

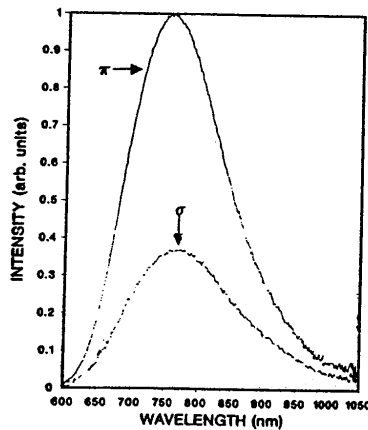


Figure 55 : Allure du spectre d'émission de la transition ${}^2E \rightarrow {}^2T_2$ dans $Ti:Al_2O_3$ (d'après [52]).

Le spectre d'émission (figure 55) est très large (de 700 à plus de 1000 nm). Signalons que l'équipe de G. Mourou à l'université d'Ann Arbor (Michigan) a fait fonctionner un laser à saphir dopé au titane à modes couplés de façon active à 1064 nm (longueur d'onde du YAG) [59].

Mentionnons aussi que les cristaux de saphir dopé au titane présentent des pertes non négligeables aux longueurs d'onde d'émission du laser. Ces pertes sont dues à la présence d'une faible mais néanmoins très large bande d'absorption (figure 56).

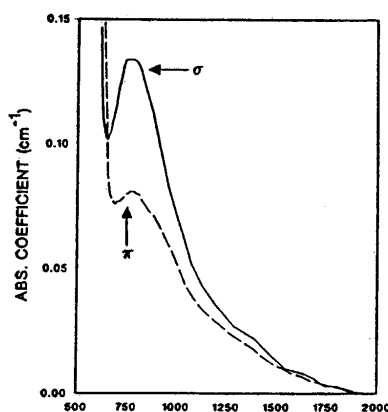


Figure 56 : Allure de la bande d'absorption résiduelle dans l'infrarouge. Noter la différence d'échelle en ordonnée avec la figure 54 (d'après [52]).

L'origine de cette absorption n'est pas certaine. Elle a fait l'objet de nombreux travaux [55]. La cause la plus probable pourrait être la présence de paires $Ti^{3+} - Ti^{4+}$. D'autres causes peuvent aussi être envisagées. Par exemple, la présence d'ions Ti^{3+} en position interstitielle ou dans des sites de défauts, la valeur de la concentration en Ti^{3+} ou les méthodes de croissance des cristaux, pourraient également contribuer à augmenter l'absorption résiduelle infrarouge.

On a coutume de quantifier la qualité d'un cristal de saphir dopé au titane à l'aide d'un paramètre appelé figure de mérite (FOM pour "Figure Of Merit" en anglais) :

$$(113) \quad FOM = \frac{\alpha_{490}}{\alpha_{800}}$$

où α_{490} et α_{800} sont les absorptions du cristal à 490 et 800 nm.

Actuellement, la FOM dépend beaucoup de la méthode utilisée pour faire croître le cristal. Il est très difficile d'obtenir sa valeur auprès des fabricants de cristaux qui ne sont pas toujours équipés d'appareils assez sensibles pour mesurer des absorptions résiduelles α_{800} très faibles ($< 0,1 \text{ cm}^{-1}$).

Certains fabricants de laser (Spectra Physics entre autres) disposant de l'appareillage nécessaire annoncent disposer de cristaux Union Carbide dont la FOM est supérieure à 200.

La nature fait bien les choses. En examinant les figures 54-55 et 56, nous constatons que, si nous travaillons en polarisation π ($P // c$), l'absorption du laser de pompe est meilleure, l'émission laser est plus forte et l'absorption résiduelle est plus faible que pour la polarisation σ .

Un autre paramètre important est la durée de vie de l'état excité qui vaut environ $3 \mu\text{s}$. Cette durée est trop courte si l'on désire réaliser un laser déclenché (Q switch). Il est en effet difficile de réaliser une inversion de population importante sur un temps aussi court. Par contre, cette durée est trop longue si l'on veut réaliser un laser à saphir dopé au titane pompé en synchronisme par un laser à impulsions courtes.

Mentionnons enfin l'absence d'absorption de l'état excité dans le cas du laser à saphir dopé au titane. En effet, l'existence de niveaux d'énergie au dessus du niveau excité 2E supposerait que l'on puisse exciter l'électron au delà du niveau $3d$. Les énergies mises en jeu dans ce processus sont bien supérieures à celles fournies par les lasers de pompe ou par le laser lui-même.

Pour terminer ce paragraphe, nous rappelons très brièvement les principes des deux méthodes les plus utilisées pour synthétiser des cristaux de saphir dopé au titane.

Dans la méthode dite de Czochralski, un creuset en iridium chauffé par excitation radiofréquence contient un mélange liquide d'alumine Al_2O_3 et d'oxyde de titane Ti_2O_3 . La croissance est initialisée à la surface du liquide sur un porte germe. Elle se poursuit très lentement hors de la "soupe" au fur et à mesure que le porte germe s'élève au dessus du creuset. Cette méthode est très lente et très coûteuse à mettre en oeuvre.

Dans la méthode de Verneuil, des poudres d'oxyde de titane et d'alumine sont entraînées à travers une flamme de chalumeau par un courant d'oxygène, avant de se déposer sur un porte germe. Cette méthode est plus simple et plus facile à mettre en oeuvre que la méthode précédente. De plus, les cristaux obtenus par la méthode de Verneuil semblent mieux résister aux très fortes densités de puissance dans le cas du pompage par un laser Nd:YAG déclenché et doublé en fréquence [60].

Figure 57, un tableau résume les principales caractéristiques du Nd:YAG et du saphir dopé au titane.

Nom usuel	Néodyme-YAG	Titane-saphir
Formule chimique	$\text{Nd}^{3+} : \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	$\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$
Point de fusion ($^{\circ}\text{C}$)	1970	2045
Densité (g / cm^3)	4,56	3,99
Longueur d'onde laser (nm)	1064 (raie la plus forte)	690 -> 1100
Largeur de raie (\AA)	4,5	1220
Section d'émission stimulée (cm^2)	$6,5 \cdot 10^{-19}$	$4,1 \cdot 10^{-19}$ (π) $2 \cdot 10^{-19}$ (σ)
Durée de vie de l'état excité (μs)	230	3
Indice	$\sim 1,82$	$\sim 1,76$ (biréfringent)
Pertes par absorption (cm^{-1})	$\sim 0,002$ (à 1064 nm)	$< 0,1$ (π) $< 0,15$ (σ) (à 795 nm)
Coefficient d'expansion thermique (K^{-1})	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Conductivité thermique ($\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	0,13	0,33-0,35
dn/dT	$7,3 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$
Energie de saturation (J / cm^2)	0,6	1,2

Figure 57 : Tableau récapitulatif des propriétés physiques du Nd:YAG et du saphir dopé au titane.

III.3. RESUME DES DIFFERENTES TECHNIQUES APPARUES RECEMMENT POUR COUPLER LES MODES EN PHASE

Jusqu'à très récemment, il n'existait que deux façons de coupler les modes d'un laser en phase pour produire des impulsions courtes :

- la première est le couplage de modes actif. Pour y parvenir, il faut moduler : soit les pertes (avec un acousto-optique - cf chapitre I), soit le gain (en pompant en synchronisme le laser avec un autre laser à modes couplés - cf chapitre I) à une fréquence égale à l'inverse du temps d'aller-retour dans la cavité.

Dans le cas du pompage synchrone, signalons l'existence du laser à solitons de Mollenauer et Stolen [61] dans lequel une fibre optique, couplée extérieurement à la cavité et utilisée en régime de dispersion de vitesse de groupe négative, joue le rôle de compresseur.

- La seconde méthode est le couplage de modes passif. Ici, il faut introduire dans la cavité un absorbant saturable qui est transparent pour des impulsions lumineuses de forte intensité. Seuls les modes couplés en phase ont une intensité suffisante pour saturer l'absorbant et ainsi le traverser.

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les techniques apparues ces deux dernières années pour produire des impulsions lumineuses ultrabrèves.

III.3.1. Le couplage de modes "magique"

Le couplage de modes magique (l'expression "magic mode locking" est maintenant utilisée par de nombreuses équipes, notamment aux États Unis) a été découvert par l'équipe de Sibbett [62] et annoncé à la conférence de CLEO en mai 1990.

La simplicité de mise en oeuvre de cette technique est réellement déroutante. Sibbett n'utilise que la cavité commercialisée par Spectra Physics (figure 58).

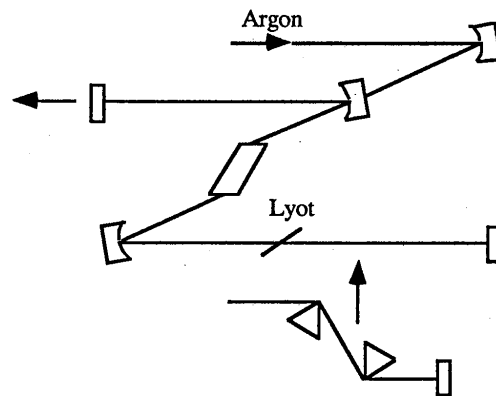


Figure 58 : Le couplage de modes magique.

L'auteur rapporte que lorsqu'un des miroirs de la cavité est légèrement déréglé dans le plan horizontal, le profil spatial du faisceau devient un peu multimode et le laser émet spontanément un train d'impulsions très courtes (~ 3 ps). En utilisant une ligne à retard à prismes intracavité (cf chapitre II), l'auteur obtient des impulsions de 90 fs, presque limitées par la transformée de Fourier de leur spectre dont la largeur est d'environ 10 nm à 870 nm.

A l'heure actuelle, ce phénomène n'a reçu aucune explication. Néanmoins, compte tenu de l'intensité crête des impulsions dans le milieu amplificateur (plusieurs GW / cm^2), il est possible que

l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe (cf chapitre II) des impulsions dans le barreau jouent un rôle crucial.

Par ailleurs, cette expérience a été reproduite avec succès par l'équipe de G. Mourou à l'université d'Ann Arbor (Michigan) et par l'équipe du Laboratoire d'Optique Appliquée de l'ENSTA-Palaiseau qui toutes deux disposent d'un laser Spectra-Physics.

Malgré tous nos efforts, nous n'avons hélas pas pu reproduire l'expérience à l'Institut d'Optique. Nous essayerons d'en comprendre les raisons un peu plus loin.

III.3.2. Le couplage de modes en utilisant des cavités couplées

Deux cas sont à considérer selon que la cavité couplée contienne (III.3.2.1, III.3.2.2, III.3.2.3) ou non (III.3.2.4) un élément non linéaire.

III.3.2.1. Cavité couplée non linéaire de type APM (Additive Pulse Mode-locking)

Le schéma de principe de cette technique est donnée figure 59.

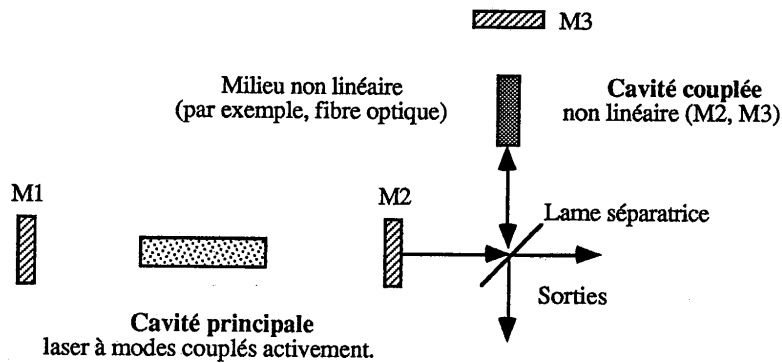


Figure 59 : Principe d'une cavité couplée non linéaire.

La cavité principale est celle d'un laser à modes couplés de façon active (en utilisant un modulateur acousto-optique).

La cavité couplée contient un élément non linéaire (une fibre optique par exemple). Dans ce dispositif, l'impulsion de la cavité principale doit se recombinaison interférométriquement avec

l'impulsion de la cavité couplée, sur le miroir M_2 . Un asservissement doit donc permettre d'égaliser plus ou moins les deux longueurs de cavité. Ici, l'automodulation de phase qui a lieu dans la fibre optique crée sur l'impulsion de la cavité couplée une modulation de fréquence (cf chapitre II). Revenons sur la figure 42 du chapitre II : nous constatons que la fréquence instantanée est constante au centre de l'impulsion ($\Delta\omega = 0$) alors qu'elle est décalée sur les fronts montant et descendant.

Lorsque les deux impulsions se rencontrent sur le miroir M_2 , elles interfèrent. Comme, au centre des impulsions, les fréquences instantanées sont similaires, l'interférence est constructive. Au contraire, sur les fronts montants et descendants, les fréquences instantanées sont différentes pour les deux impulsions et l'interférence peut être destructive suivant la longueur de la cavité couplée. D'où le nom de la méthode (APM) pour Additive Pulse Modelocking.

Goodberlet et coll [63] ont appliqué cette technique au laser à saphir dopé au titane et ont produit des impulsions de 1,6 ps. Dans des conditions similaires, French et coll [64] ont produit des impulsions de moins de 800 fs.

III.3.2.2. Couplage de modes auto-amorcé à l'aide d'une cavité couplée non linéaire de type APM

Dans la configuration précédente, la cavité principale doit avoir ses modes couplés activement (soit par modulation du gain, soit par modulation des pertes).

Récemment, Goodberlet et coll ont construit un laser à saphir dopé au titane, à cavité couplée non linéaire, pour lequel la cavité principale ne contient aucun mécanisme susceptible de coupler activement (et même passivement) les modes en phase [65]. Dans ce cas, ils ont démontré que le couplage de modes est auto-amorcé. Ce procédé très simple leur permet de produire des impulsions dont la durée est inférieure à 3 ps.

Cet effet serait dû à la cavité couplée non linéaire qui se comporte comme un miroir dont le coefficient de réflexion est fonction de l'intensité. Ainsi le mécanisme de couplage des modes serait similaire à celui qui utilise des absorbants saturables rapides. Mais ici, le processus dépend peu de la fréquence (alors qu'un absorbant saturable a une bande d'absorption assez étroite).

Enfin, comme le processus responsable de l'auto-couplage des modes est très rapide (d'après [63]), cette méthode devrait permettre de produire des impulsions femtosecondes.

Signalons pour terminer que cette méthode a pu être étendue au laser Nd:YAG [66-67], ainsi qu'au laser Nd:YLF [68].

III.3.2.3. Couplage de modes passif et résonant (RPM pour Resonant Passive Modelocking en anglais)

Cette méthode a été introduite par l'équipe de W. Knox [69]. Nous l'avons schématisée figure 60.

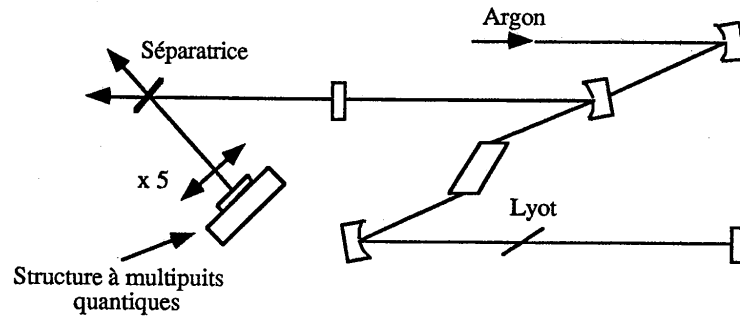


Figure 60 : Couplage des modes par effet passif et résonant.

Ici, la cavité couplée contient un élément non linéaire semi-conducteur constitué d'une structure à multipuits quantiques (GaAs / GaAlAs). La longueur d'onde du laser est très voisine de la bande d'absorption du semi-conducteur qui est donc excité près de la résonance.

Le couplage des modes est auto-amorcé et l'on obtient des impulsions dont la durée est voisine de 2,3 ps.

En modifiant la longueur de la cavité couplée de plus ou moins 2 mm par rapport à celle de la cavité principale, Knox obtient toujours des impulsions picosecondes et démontre donc que les impulsions sont produites par un processus différent de celui des cavités couplées de type APM. Les fortes non-linéarités du semi-conducteur seraient à la base du processus RPM.

III.3.2.4. Couplage de modes à l'aide d'une cavité couplée linéaire

Cette méthode originale, due à French et coll [70], est schématisée figure 61.

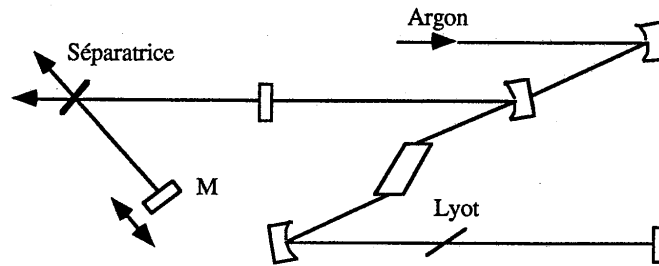


Figure 61 : Couplage de modes à l'aide d'une cavité couplée linéaire.

Ici, la cavité couplée est vide. Elle est fermée par le miroir M qui est monté sur un pot vibrant à une fréquence voisine de 25 Hz. Lorsque le miroir M est en mouvement, le couplage de modes est amorcé. Les impulsions les plus courtes ont une durée voisine de 38 ps. Le mécanisme mis en jeu est pour l'instant inconnu.

III.4. ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE A MODES COUPLES ACTIVEMENT

III.4.1. Introduction

Dans le paragraphe précédent, nous avons passé en revue un certain nombre de méthodes, assez originales, permettant de produire des impulsions très brèves. Certaines de ces méthodes nécessitent la poursuite des travaux expérimentaux dans le but d'expliquer totalement les processus physiques encore mal compris conduisant à la production d'impulsions brèves.

Nous avons échoué dans notre tentative de reproduire le "magic mode-locking" (cf. III.3.1.). Nous y reviendrons dans le cinquième paragraphe.

D'autre part, ne disposant pas du matériel nécessaire (fibre optique, semi-conducteur à multipuits quantiques, cales piézo-électriques), nous n'avons pas tenté de construire une cavité couplée, qui est réputée très difficile à mettre en œuvre et dont la stabilité est toute relative.

Dans un premier temps, nous avons donc conçu et réalisé un laser à saphir dopé au titane, à modes couplés, à l'aide d'un cristal acousto-optique prêté par la société B.M.I. Les résultats obtenus sont présentés dans ce paragraphe et comparés avec ceux obtenus pour le laser Nd:YAG dans le chapitre I.

Puis, cette cavité a été transformée en remplaçant le cristal acousto-optique par un jet d'absorbant saturable, et en rajoutant une ligne à retard à prismes intracavité, dans le but de produire des impulsions subpicosecondes. Les résultats seront présentés dans le cinquième paragraphe.

III.4.2. Conception de la cavité

Nous avons vu que le cristal de saphir dopé au titane a une large bande d'absorption centrée à environ 430 nm. Ce cristal peut donc être pompé en utilisant des lasers de pompe classiques (Argon, YAG doublé).

Désirant produire un train d'impulsions lumineuses répétitives, nous avons donc choisi de pomper longitudinalement notre cristal avec un laser à argon continu.

La puissance délivrée par les lasers à argon est limitée (20 W pour les plus puissants, 5 W dans notre cas). Donc il est nécessaire de focaliser le faisceau de pompe sur une longueur suffisante du milieu amplificateur si l'on désire obtenir un gain en continu assez élevé.

Dans le cas du pompage longitudinal, le mode de la cavité doit recouvrir au mieux celui du laser de pompe. Donc le mode de la cavité doit être lui aussi focalisé.

La cavité qui peut être utilisée est représentée figure 62.

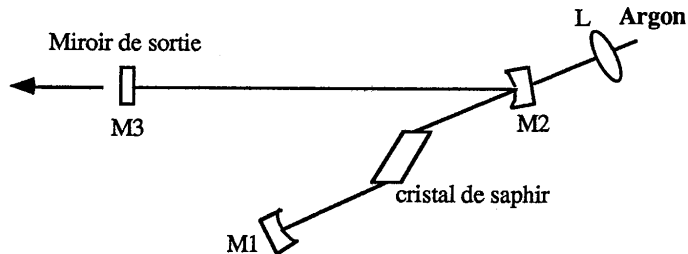


Figure 62 : Cavité classique à trois miroirs.

Ici M1 et M2 sont deux miroirs concaves à faible rayon de courbure (10 à 15 cm). Le faisceau du laser à argon est focalisé par la lentille L sur le cristal qui est placé près du point focal de la cavité, entre M1 et M2.

Le bras M2M3 permet de collimater le faisceau qui est ainsi peu divergent après le miroir de sortie M3.

L'astigmatisme introduit par le miroir concave M2 utilisé sous incidence oblique peut être compensé si le barreau de saphir dopé au titane est utilisé à incidence de Brewster. Nous reviendrons sur ce point dans le sous paragraphe suivant. De plus, si le barreau est taillé à Brewster, il n'a pas besoin d'être traité anti-reflet. Un éventuel traitement pourrait être en effet détruit par la très forte densité de puissance du faisceau au niveau des faces du cristal.

Pourtant, pratiquement cette cavité est difficile à aligner. En effet, le cristal n'absorbe pas toute la lumière du laser de pompe. Même si le miroir M1 est traité pour être utilisé dans l'infrarouge, une partie (même faible) de la lumière de pompe transmise par le cristal est réfléchi par le miroir M1 et renvoyée à travers le miroir de sortie M3, rendant ainsi problématique la visualisation des taches de fluorescence nécessaires pour aligner la cavité.

La solution consiste à rajouter un bras M1M4 comme indiqué sur la figure 63.

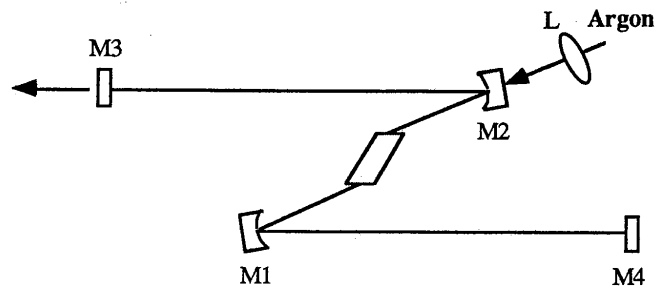


Figure 63 : Cavité à quatre miroirs, dite cavité en Z.

Dans ce cas, la quantité de radiation de pompe renvoyée par le bras M1 M4 est beaucoup plus faible que celle renvoyée par le miroir M1 de la figure 62 et ne gêne plus l'alignement. Le laser à saphir dopé au titane commercialisé par Spectra Physics a une cavité en Z.

A cette cavité en Z, nous avons préféré une cavité en forme de γ qui peut être transformée plus facilement en anneau, simplement en pivotant les miroirs M3 et M4 (figure 64).

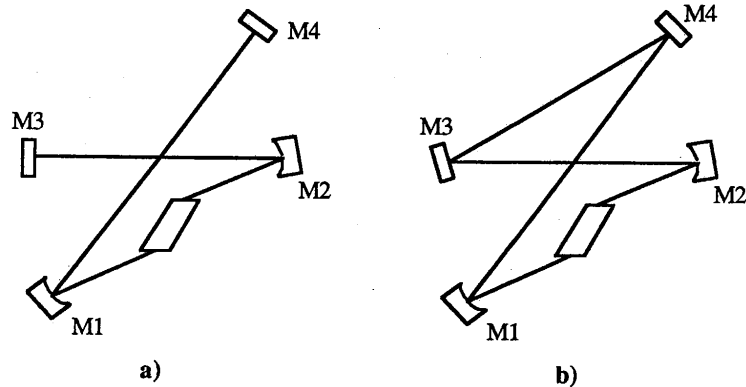


Figure 64: Cavité à quatre miroirs, dite cavité en γ , en configuration linéaire (a) ou en anneau (b).

III.4.3. Compensation de l'astigmatisme

Nous avons donc retenu une cavité linéaire en forme de γ . Dans cette cavité, l'astigmatisme introduit par les miroirs M1 et M2, utilisés sous incidence oblique, peut être compensé par l'astigmatisme introduit par le cristal de saphir taillé à incidence de Brewster [71-73].

Plus précisément, considérons pour commencer la cavité en γ vide (figure 65).

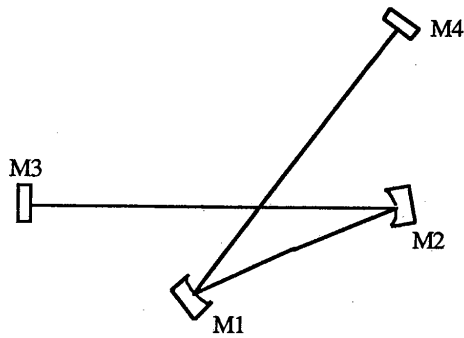


Figure 65 : Cavité à quatre miroirs, en γ , vide.

Supposons que les miroirs concaves M1 et M2 ont même rayon de courbure R. Ces miroirs étant utilisés sous incidence oblique (angle d'incidence θ), ils focalisent les rayons issus des plans tangentiel (ou plan d'incidence, ici plan de la feuille) et sagittal (plan perpendiculaire au plan

tangentiel) en deux points différents. Autrement dit, la distance focale des miroirs M1 et M2 est différente dans les plans tangentiel et sagittal.

On peut démontrer que :

$$\text{- pour le plan tangentiel, la distance focale vaut : } f_T = \frac{R}{2} \cos\theta \quad (114),$$

$$\text{- pour le plan sagittal, la distance focale vaut : } f_S = \frac{R}{2 \cos\theta} \quad (115).$$

Pour étudier la stabilité de la cavité, on est donc amené à considérer deux cavités équivalentes : l'une pour le plan tangentiel, l'autre pour le plan sagittal. Dans le cas général, les domaines de stabilité de ces deux cavités sont différents et ne se recouvrent pas nécessairement. La cavité totale a donc un domaine de stabilité effectif réduit, voire nul.

Avant de montrer qu'il est possible de compenser l'astigmatisme dans une telle cavité, nous rappelons qu'une lame à faces parallèles utilisée à incidence de Brewster introduit elle aussi de l'astigmatisme.

En effet, dans chacun des deux plans tangentiel et sagittal, la lame à faces parallèles peut être remplacée par une distance équivalente d'air. On peut démontrer [71] que cette distance équivalente d'air vaut :

$$(116) \quad d_T = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^4} \text{ pour le plan tangentiel,}$$

$$(117) \quad d_S = t \frac{\sqrt{n^2 + 1}}{n^2} \text{ pour le plan sagittal,}$$

t étant l'épaisseur de la lame (cf. figure 66).

Ainsi, une lame à faces parallèles utilisée à incidence de Brewster différencie les chemins optiques parcourus par les rayons dans les plans tangentiel et sagittal. Ceci est une conséquence directe du changement de taille du faisceau après réfraction dans le cristal (figure 66).

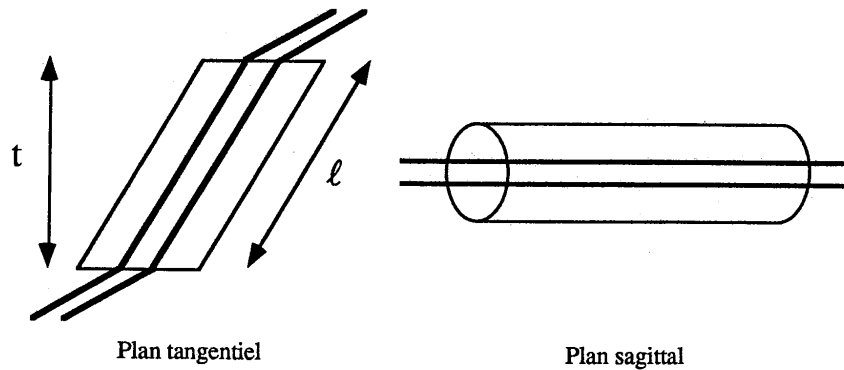


Figure 66 : Réfraction d'un faisceau dans une lame à faces parallèles. Le faisceau change de taille dans le plan tangentiel, et garde un diamètre constant dans le plan sagittal.

Là encore, nous sommes donc amenés à considérer deux cavités équivalentes pour les plans tangentiel et sagittal. Dans le cas général, ces cavités ont des domaines de stabilité différents et la stabilité globale de la cavité est réduite, voire nulle.

Kogelnik et coll [71] ont démontré qu'il est possible de compenser l'astigmatisme apporté par les miroirs "obliques" M1 et M2 (figure 65) en disposant dans la cavité une lame à faces parallèles utilisée à incidence de Brewster.

Dans notre cas, c'est le milieu amplificateur qui constitue une lame, en saphir dopé au titane à faces parallèles, et utilisée à incidence de Brewster. Son épaisseur t (figure 66) et son indice n sont donc fixés. La compensation de l'astigmatisme se fera alors en ajustant l'angle d'incidence θ . Déterminons la valeur de cet angle.

La cavité contenant le milieu amplificateur est représentée figure 67.

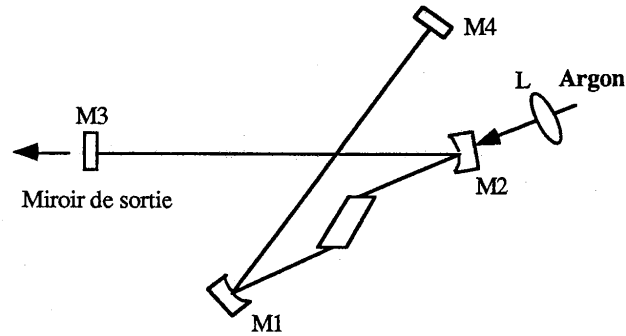


Figure 67 : Cavité à quatre miroirs, en γ , contenant le milieu amplificateur taillé à Brewster.

D'après ce qui a été dit précédemment, le chemin optique est différent dans les plans tangentiel et sagittal.

- Dans le plan tangentiel, le chemin optique entre les miroirs M1 et M2 vaut :

$$(118) \quad d_{1T} = d_{\text{air}} + d_T = f_T + f_T + \delta_T$$

avec :

d_{air} = chemin optique dans l'air ,

d_T = longueur effective de la lame dans le plan tangentiel (cf. (116)) ,

f_T = focale des miroirs M1 (ou M2) dans le plan tangentiel ,

δ_T est un paramètre d'ajustement.

- Dans le plan sagittal, il vient de même :

$$(119) \quad d_{1S} = d_{\text{air}} + d_S = f_S + f_S + \delta_S$$

où les paramètres sont relatifs au plan sagittal. D'où la différence $\delta_S - \delta_T$:

$$(120) \quad \delta_S - \delta_T = (d_S - d_T) - 2(f_S - f_T).$$

D'après [71], lorsque l'astigmatisme est compensé, les paramètres d'ajustement et les caractéristiques du faisceau sont à peu près les mêmes dans les plans tangentiel et sagittal.

Ainsi :

$$(121) \quad \delta_S - \delta_T = 0 \Rightarrow d_S - d_T = 2(f_S - f_T)$$

d'où :

$$(122) \quad t \frac{(n^2 - 1) \sqrt{n^2 + 1}}{n^4} = R \sin\theta \operatorname{tg}\theta$$

avec :

t = épaisseur du cristal amplificateur et n = son indice ($n \sim 1,76$),
 R = rayon de courbure ($R = 150$ mm) et θ = angle d'incidence des miroirs M1 et M2 (figure 67).

Il est facile de démontrer que l'épaisseur t et la longueur ℓ du milieu amplificateur (figure 66) sont liées par la relation suivante :

$$(123) \quad t = \ell \cos \left[\operatorname{arctg} \frac{1}{n} \right].$$

Finalement, il vient : $\theta \sim 13,2^\circ$.

Pour terminer, intéressons nous au profil du faisceau dans la cavité dont l'astigmatisme est compensé.

A l'extérieur du milieu amplificateur, le profil spatial du faisceau est celui du mode fondamental TEM₀₀. Par contre, à l'intérieur du milieu amplificateur, le faisceau est fortement déformé, en fait elliptique, avec deux points de focalisation distincts dans les deux plans sagittal et tangentiel.

Nous avons insisté précédemment sur l'importance de bien superposer les faisceaux de la cavité et du laser de pompe à l'intérieur du milieu amplificateur. Il s'en suit que le faisceau de pompe doit donc être lui aussi astigmatique. On peut y parvenir en inclinant la lentille de focalisation L (figure 67) d'un certain angle (même astigmatisme que dans le cas des miroirs M1 et M2 à incidence oblique).

L'inclinaison optimale de la lentille L sera déterminée expérimentalement en optimisant la puissance de sortie du laser.

III.4.4. Structure finale de la cavité

La cavité complète est représentée figure 68.

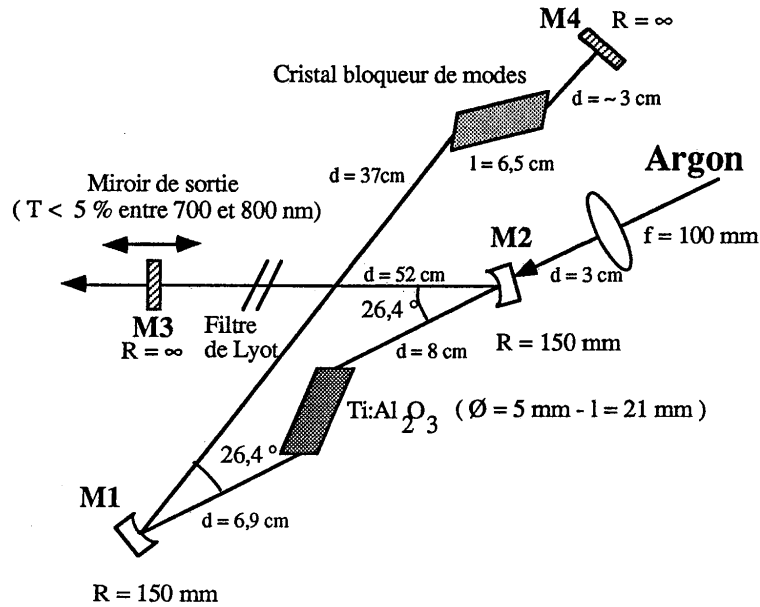


Figure 68 : Laser à saphir dopé au titane, à modes couplés par un acousto-optique (Le dessin n'est pas à l'échelle).

L'ensemble du laser est monté sur un support à nid d'abeille NRC de $600 \times 1200 \times 50 \text{ mm}^3$.

Les miroirs M1 et M2 ont des rayons de courbure de 150 mm. Les miroirs M3 et M4 sont plans.

Tous les miroirs ont un traitement diélectrique large bande entre 700 et 800 nm. A ce stade de l'étude, nous ne disposons que d'un miroir de sortie dont la transmission décroît de façon monotone entre 700 et 800 nm et est inférieure à 5 % au dessus de 700 nm. Il est évident qu'un tel miroir n'est pas optimisé pour notre application. Un miroir de sortie Spectra-Physics sera commandé et sera utilisé avec la cavité à couplage de modes passif. Le cristal de saphir dopé au titane provient de Union Carbide (synthèse par méthode de Czochralski). Sa longueur est de 21 mm et son diamètre d'environ 5 mm. Il est taillé à Brewster, son axe c étant dans le plan d'incidence (plan π d'après III.2.).

Le cristal est monté sur un support en cuivre refroidi à l'eau du robinet. Ce support est lui même monté sur un support de prisme Micro-contrôle type PO afin d'ajuster finement la position du cristal.

Les deux miroirs M1 et M2 sont montés sur des platines de translation Micro-contrôle qui permettent de régler leur focalisation.

Le cristal bloqueur de modes est utilisé en suivant les consignes données dans le chapitre I. Il s'agit d'un cristal Intra-Action utilisé à incidence de Brewster. Il est piloté par un oscillateur à quartz suivi d'un amplificateur pouvant délivrer jusqu'à 5 W à 62,5 MHz. Un support mécanique particulièrement soigné permet d'ajuster l'angle de Bragg du cristal autour d'un axe horizontal, ainsi que la distance entre le modulateur et le miroir arrière M4. Nous avons constaté expérimentalement que le refroidissement du cristal acousto-optique n'était pas nécessaire.

Le temps d'aller-retour de l'impulsion dans la cavité devant être synchronisé avec le modulateur, le miroir de sortie est monté sur une platine de translation à butée différentielle permettant d'ajuster la longueur de la cavité.

Un filtre de Lyot à deux lames permet de faire varier la longueur d'onde du laser.

L'alignement primaire du laser se fait en utilisant un faisceau de laser à HeNe. Le laser de pompe (argon Innova 90 de chez Coherent) délivre au plus 6W toutes raies (488-514 nm).

Il est focalisé sur le cristal avec une lentille plan-convexe de focale $f = 100$ mm disposée environ 3 cm derrière le miroir M2. Compte tenu des pertes introduites par la lentille de focalisation et le miroir M2, la puissance de pompe réellement incidente sur le cristal vaut 4,2 W. Nous avons pris soin de placer la polarisation du laser de pompe parallèle à l'axe c du cristal (dans le plan π d'après III.2.). Le cristal absorbe environ 93 % de la puissance de pompe.

Avant de clore ce paragraphe, nous nous sommes intéressés à l'allure du faisceau dans la cavité. Nous avons pour cela utilisé le programme "Cavité", développé initialement pour l'étude des lasers Nd:YAG à modes couplés, et dont nous avons parlé au chapitre I.

Nous rappelons que ce programme permet d'étudier les variations du rayon à $\frac{1}{e^2}$ en intensité du mode fondamental TEM₀₀ le long de l'axe de la cavité qui peut être linéaire ou en anneau. L'astigmatisme est pris en compte dans les calculs.

La puissance de pompe étant faible, nous avons supposé que la lentille thermique du cristal de saphir dopé au titane est négligeable [74]. L'allure du faisceau dans les deux plans est représentée figure 69.

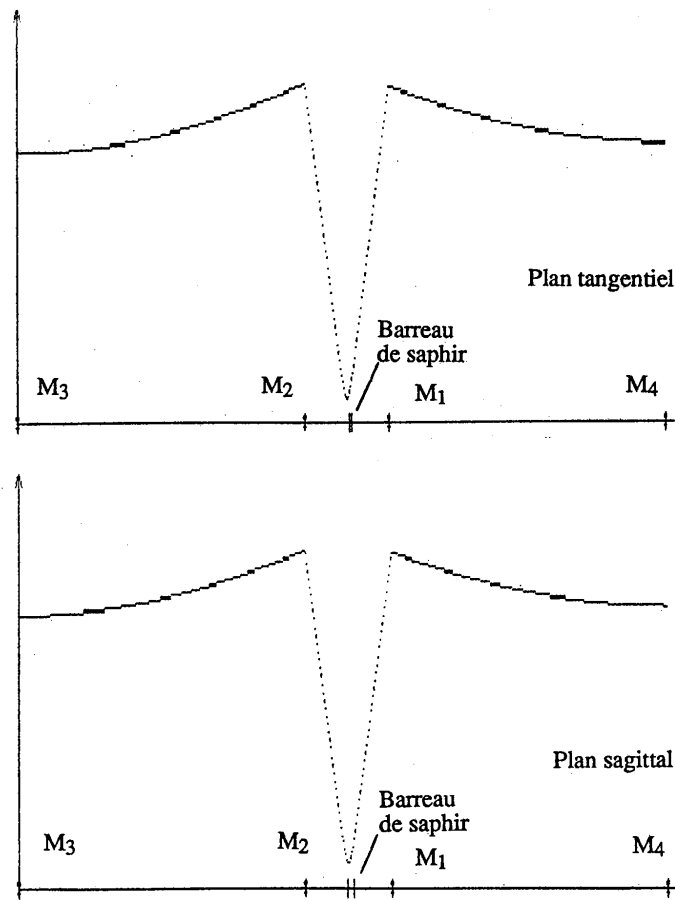


Figure 69 : Allure du faisceau dans la cavité, pour les plans tangentiel et sagittal.

Dans le plan tangentiel (resp. sagittal), le diamètre du waist du faisceau (le waist est l'endroit du faisceau où son diamètre est minimal) est d'environ $74 \mu\text{m}$ (resp. $77 \mu\text{m}$). Dans le plan tangentiel (resp. sagittal), le diamètre du faisceau sur le miroir avant M3 est d'environ $0,83 \text{ mm}$ (resp. $0,85 \text{ mm}$) et d'environ $0,86 \text{ mm}$ (resp. $0,88 \text{ mm}$) pour le miroir M4. Le faisceau est donc presque circulaire et l'astigmatisme est bien compensé. Au niveau du cristal, et dans le plan tangentiel (resp. sagittal), le diamètre du faisceau sur la face située à côté de M1 (cf. figure 68) est d'environ $133 \mu\text{m}$ (resp. $154 \mu\text{m}$) et d'environ $94 \mu\text{m}$ (resp. $80 \mu\text{m}$) pour la face située à côté de M2.

Nous constatons que l'astigmatisme du faisceau est plus important au niveau du barreau.

A ce stade, le diamètre du point focal du faisceau de pompe dans le barreau est un paramètre très important. Ce diamètre est donné par la relation suivante :

$$(124) \quad D = \frac{4 f_{eq} \lambda}{\pi d}$$

avec :

- f_{eq} = distance focale de la lentille de focalisation équivalente du faisceau de pompe ,
- λ est la longueur d'onde du faisceau pompe (nous prenons ici la moyenne arithmétique des longueurs d'onde principales de l'argon (488 / 514 nm), soit 501 nm),
- d est le diamètre du faisceau pompe sur la lentille de focalisation. Il a été mesuré avec un analyseur de profil fabriqué à l'Institut d'Optique. Sa valeur est d'environ 1,6 mm.

Quant à la valeur de f_{eq} , son calcul doit tenir compte de l'effet du miroir M_2 . Ce dernier agit sur le faisceau pompe comme une lentille divergente. Nous supposons pour simplifier qu'il s'agit d'une lentille mince (alors que l'épaisseur du miroir est d'environ 1 cm) et qu'elle est utilisée sous incidence normale (alors que l'incidence du miroir est d'environ 13°).

La distance focale f_2 de la lentille divergente peut être approchée par la relation (125) :

$$(125) \quad \frac{1}{f_2} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Ici, $n \sim 1,45$ (Silice), R_1 est infini et R_2 vaut 150 mm comme dit précédemment. Il vient : $f_2 \sim -300$ mm.

Nous avons dit plus haut que la lentille convergente de focalisation ($f = 100$ mm) est placé à environ 3 cm de M_2 , c'est à dire à environ 3,5 cm du centre de M_2 .

La distance focale équivalente f_{eq} vaut alors :

$$(126) \quad f_{eq} = \frac{f f_2}{f + f_2 - d}$$

avec $f = 100$ mm, $f_2 \sim -300$ mm et $d \sim 3,5$ cm.

Il vient $f_{eq} \sim 128$ mm, d'où $D \sim 50$ μ m.

Nous constatons que le faisceau de pompe a un diamètre de waist ($50 \mu\text{m}$) plus petit que celui de la cavité ($\sim 75 \mu\text{m}$). Ceci est important car dans ces conditions, le faisceau de pompe ne peut exciter que le mode fondamental et non pas les modes d'ordre supérieur [75].

Pour clore ce paragraphe, terminons sur les performances du système réalisé. Notre laser délivre des impulsions lumineuses dont la puissance moyenne est supérieure à 45 mW , de largeur à mi-hauteur en intensité aussi courte que 10 ps , répétitives à 125 MHz , et dont la longueur d'onde est accordable entre 720 et 800 nm . Nous avons caractérisé cette source et les résultats sont donnés dans le paragraphe suivant.

III.4.5. Caractérisation de l'oscillateur

III.4.5.1. Etude du seuil de la cavité

Rappelons que la puissance de l'argon effectivement incidente sur le cristal est voisine de $4,2 \text{ W}$ au maximum. D'autre part, la transmission du miroir de sortie est inférieure à 5% entre 700 et 800 nm .

Dans ces conditions, nous avons mesuré le seuil de la cavité qui est voisin de $2,5 \text{ W}$. A ce propos, signalons que P. Moulton a étudié théoriquement les lasers pompés longitudinalement [76, 52]. En particulier, il donne une expression théorique de la puissance de l'argon, au seuil, en fonction des différents paramètres du laser :

$$(127) \quad P_{\text{Th}} = \frac{\pi E_p (\omega_L^2 + \omega_p^2) (L + T)}{4 \sigma \tau (1 - e^{-\alpha l})}$$

avec :

P_{Th} = puissance de pompe au seuil,

E_p = énergie d'un photon de pompe, $\sim 4 \times 10^{-19} \text{ J}$ à 501 nm ,

ω_L = rayon du waist de la cavité (en μm), ici $\sim 40 \mu\text{m}$,

ω_p = rayon du waist du faisceau de pompe (en μm), ici $\sim 25 \mu\text{m}$,

$L + T$ représente les pertes totales, T est la transmission du miroir de sortie (perte utile), L représente les autres pertes (par absorption, diffusion, diffraction etc), ici nous supposons $L+T \sim 5\%$

σ = section efficace de gain, $\sim 3,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ [52],

τ = durée de vie de l'état excité, $\sim 3 \mu\text{s}$,

$1 - e^{-\alpha l}$ représente la fraction de radiation de pompe absorbée par le cristal, $\sim 93 \%$.

Si l'on admet que le modèle précédent est valide, on obtient $P_{Th} \sim 330$ mW alors que nous avons mesuré 2,5 W, ce qui correspondrait à des pertes totales L + T d'environ 38 % !

Plusieurs raisons pourraient permettre d'expliquer cette valeur trop élevée des pertes.

- Tout d'abord, il se pourrait que les faisceaux de la cavité et du laser de pompe ne soient pas très bien superposés. Ce réglage est d'autant plus difficile qu'il faut superposer les deux faisceaux sur toute la longueur du cristal (21 mm).

- Ensuite, nous avons considéré que les pertes totales sont voisines de 5 %, ce qui est peut-être en dessous de la réalité. En effet, nous avons vu que le miroir de sortie n'est pas adapté à notre application. Sa transmission T est plutôt voisine de 5 %. De plus, notre cristal de saphir pourrait bien contribuer à élever fortement les pertes inutiles L. Nous avons déjà dit que notre cristal provient de chez Union Carbide qui est aussi fournisseur de Spectra Physics. Il est raisonnable de penser que le fabricant de lasers américain sélectionne les meilleurs cristaux pour ses besoins commerciaux.

Ainsi notre cristal pourrait bien présenter une absorption résiduelle infrarouge assez importante. Mais nous ne pouvons pas l'évaluer car nous ne connaissons pas la figure de mérite du cristal (FOM). Par ailleurs, en observant le cristal, parcouru par un faisceau laser (HeNe ou Argon), on peut voir à l'intérieur du cristal plusieurs points de diffusion.

Malheureusement, à l'époque où a été fait ce travail, nous n'avions pas la possibilité de changer les miroirs et le cristal.

III.4.5.2. Etude des performances de l'oscillateur

Nous avons d'abord optimisé la cavité en continu, puis nous avons branché le cristal bloqueur de modes.

En faisant varier la longueur d'onde λ du laser entre 720 et 800 nm, nous avons mesuré :

- la puissance moyenne du laser à modes couplés ($\overline{P_{ML}}$),
- la largeur temporelle à mi-hauteur en intensité la plus courte qui puisse être obtenue, ceci en optimisant le réglage du cristal acousto-optique (Δt),
- la largeur à mi hauteur en intensité du spectre du laser ($\Delta\lambda$).

Les grandeurs mesurées sont rapportées dans le tableau ci-dessous.

Nous avons rajouté à la dernière ligne du tableau les valeurs du produit $\Delta t \cdot \Delta\nu$. Nous rappelons que ce produit est minimal pour une impulsion non modulée en fréquence (impulsion "Fourier-transform"). Si l'impulsion a un profil en intensité en sech^2 , la valeur minimale du produit vaut 0,315.

λ (nm)	719,9	740,8	750,7	761,8	781,1	799,5
P_{ML} (mW)	40	60	75	75	50	50
Δt (ps)	11,6	10,3	12,9	23,2	25,8	25,8
$\Delta\lambda$ (nm)	0,6	0,8	0,7	0,6	0,6	0,7
$\Delta t \cdot \Delta\nu$	4	4,5	4,8	7,2	7,6	8,5

Figure 70 : Résultats de la caractérisation du laser en fonction de la longueur d'onde.

Le domaine d'accordabilité est limité par les miroirs entre 720 et 800 nm.

En modes couplés, la puissance moyenne maximale est d'environ 75 mW entre 750 et 760 nm. En continu, elle est d'environ 130 mW. La différence provient du modulateur acousto-optique qui est activé et qui introduit des pertes dans la cavité.

Ce laser produit des impulsions aussi courtes que 10 ps. Au dessus de 760 nm, la durée des impulsions est supérieure à 20 ps. Nous pensons que ceci est peut-être dû à un mauvais réglage du cristal acousto-optique. En effet, le laser est accordé en tournant le filtre de Lyot, ce qui a pour effet de déplacer légèrement le faisceau. Il faut donc reprendre à chaque fois le réglage du modulateur qui est très pointu si l'on désire obtenir des impulsions dont la durée est voisine de 10 ps.

La largeur du spectre ne dépend pas de la longueur d'onde. Elle est voisine de 0,6 nm. L'allure du spectre à 750 nm est donnée figure 71.

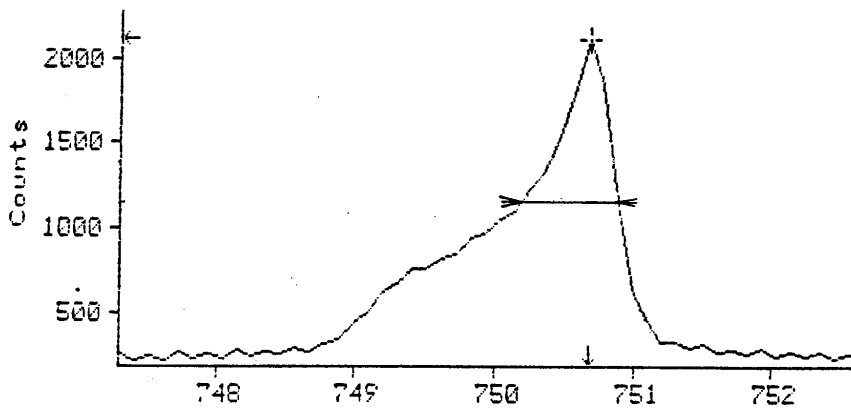


Figure 71 : Spectre du laser à modes couplés activement à 750 nm.

Le spectre est rigoureusement identique en continu et en modes couplés.

Quant au produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$, il est toujours supérieur à 4, donc très supérieur à 0,315. Nos impulsions sont donc modulées en fréquence, ce qui pourrait être dû à des effets non linéaires importants, localisés dans le barreau de saphir.

En effet, la transmission du miroir de sortie étant voisine de 3 % (elle est inférieure à 5 % entre 700 et 800 nm) et la puissance moyenne en sortie d'environ 75 mW, la puissance moyenne intracavité vaut donc environ 2,5 W. Nos impulsions de 10 ps sont répétitives à 125 MHz, ce qui correspond à une puissance crête de 2 kW. Le diamètre du spot dans le barreau est d'environ 100 μm . L'intensité crête vaut donc finalement 25 MW / cm^2 . Cette valeur élevée peut expliquer la modulation de fréquence observée.

Nous avons essayé de compenser cette modulation de fréquence en rajoutant une ligne à retard à prismes (décrite au chapitre II) dans la cavité. L'essai n'a pas été concluant. Il se pourrait que la loi de variation de la phase ne soit pas quadratique. Dans ce cas, le compresseur à prismes est inopérant. De plus, la place dont nous disposons sur le support du laser (600 x 1200 mm^2) ne nous a pas permis d'agrandir suffisamment la ligne à retard à prismes (paramètre d. cf chapitre II). Il aurait fallu disposer de prismes d'indice plus élevés (1,8 au lieu de 1,7) pour compacter le compresseur, ce qui sera fait pour le laser à couplage de modes passif (paragraphe 5).

III.4.5.3. Etude de la durée des impulsions en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur et en fonction de la longueur de la cavité

Pour effectuer ces mesures, nous avons fixé arbitrairement la longueur d'onde du laser à environ 730 nm.

Dans un premier temps, nous avons mesuré la puissance moyenne ($\overline{P_{ML}}$ (mW)) et la durée des impulsions (Δt (ps)) en fonction de la puissance électrique P_m injectée dans le cristal bloqueur de modes, sans bouger celui-ci.

Les résultats sont donnés dans le tableau de la figure 72.

Puissance électrique P_m (W)	0,6	1,5	2,4	3,1	3,7	4,4
$\overline{P_{ML}}$ (mW)	130	110	80	50	45	45
Δt (ps)	25,5	17	12,8	11,4	9,9	11,4

Figure 72 : Résultats de la caractérisation en fonction de la puissance électrique injectée dans la modulateur.

Sur la figure 73, nous avons représenté l'évolution de la durée des impulsions en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur.

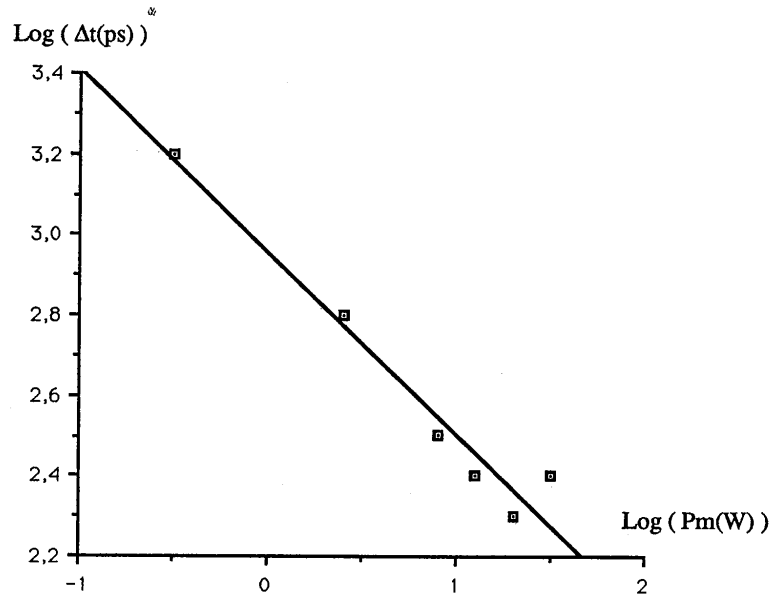


Figure 73 : Variations de la durée des impulsions en fonction de la puissance électrique injectée dans le modulateur.

La figure précédente nous permet de déduire la relation liant la durée des impulsions (Δt en ps) à la puissance électrique (P_m en W) injectée dans le modulateur :

$$(128) \quad \Delta t \propto P_m^{-\frac{1}{2,2}}$$

Dans le chapitre I, nous avons étudié la théorie de Siegman et Kuizenga concernant le couplage de modes actif. Cette théorie lie les quantités Δt et P_m par la relation :

$$\Delta t \propto P_m^{-\frac{1}{4}} \text{ d'après (38).}$$

La théorie prévoit donc des durées d'impulsions plus grandes que celles mesurées expérimentalement. Ce résultat est confirmé par J. Squier et coll [59] qui analysent les causes possibles du désaccord.

- Tout d'abord, la théorie suppose que la courbe de gain est gaussienne. Or dans le cas du saphir dopé au titane, la courbe de gain est très large et nous n'en utilisons qu'une toute petite partie, grâce au filtre de Lyot. La courbe de gain effective n'est donc peut-être plus gaussienne.

- Ensuite, la théorie ne prend pas en compte les effets non linéaires qui, comme nous l'avons vu précédemment, ne sont pas négligeables.

- Enfin, J. Squier et coll introduisent un nouveau concept de couplage de modes (polarization interferometric mode-locking) qui peut jouer un rôle dans la génération des impulsions de la cavité.

Dans ce processus, il est supposé que le cristal n'a pas été très bien taillé et que son axe c n'est pas tout à fait dans le plan d'incidence. Dans ces conditions, la polarisation du faisceau n'est plus parallèle à une des lignes neutres (l'axe c) du cristal qui se comporte comme une lame biréfringente. La polarisation du faisceau peut alors être décomposée en deux polarisations, l'une sur l'axe c (polarisation π), l'autre sur un axe perpendiculaire (polarisation σ). Chacune de ces polarisations est donc associée à une "sous-cavité" (la sous-cavité π et la sous-cavité σ). Ces deux sous-cavités ont mêmes longueurs et sont donc couplées (cf. III.3), l'interface commune pouvant être par exemple une des faces du barreau. Ce mécanisme de cavités couplées pourrait favoriser l'obtention d'impulsions plus courtes que celles prévues par la théorie.

L'impulsion la plus courte produite par la laser a une durée de 9,9 ps. Sa fonction d'autocorrélation est représentée figure 74.

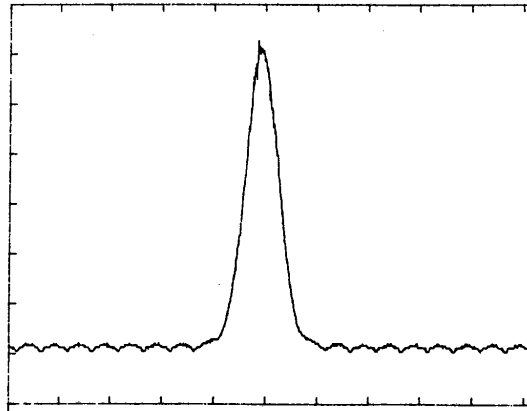


Figure 74 : Fonction d'autocorrélation des impulsions les plus courtes produites en couplage de modes actif, $\Delta t_{1/2} = 9,9 \text{ ps}$ (sech^2) (Echelle sur la figure : 22 ps / carreau).

Rappelons que suivant le réglage mécanique du modulateur et en faisant varier la puissance électrique injectée, il est possible d'obtenir des impulsions dont la durée peut aller de 10 ps à plusieurs dizaines de picosecondes. Nous avons constaté expérimentalement que, si la durée des impulsions est grande, le train d'impulsions a une stabilité excellente. Au contraire, plus les impulsions sont courtes, moins le train est stable. Lorsque la durée des impulsions est voisine de 10 ps, on constate des interruptions très brèves du train, répétitives à plusieurs dizaines de kilohertz. B. Couillaud, de chez Coherent, a aussi observé ce phénomène qui pourrait être dû à un déphasage apparaissant progressivement (en quelques μs) entre le train d'impulsions et le modulateur. Lorsque le déphasage est trop important, le laser s'arrête et repart sur un train en phase avec le modulateur. Et ainsi de suite. Ce déphasage pourrait être créé par une variation de la longueur de la cavité.

Il semble en effet, que la longueur de la cavité soit un paramètre très critique. Nous avons représenté figure 75 trois enregistrements d'autocorrélations. Sur la figure 75a, le réglage est optimal: la durée de l'impulsion est de 12,8 ps et le train est stable.

Sur la figure 75b, nous avons allongé la longueur de la cavité de 10 μm . La durée de l'impulsion est conservée mais le train est instable. Sur la figure 75c, la cavité a été raccourcie de 10 μm . La durée de l'impulsion a diminué légèrement et le train est instable. Ainsi, le réglage de la longueur de la cavité doit être réalisé à mieux que $\pm 10 \mu\text{m}$.

Ceci clôt le paragraphe sur le couplage de modes actif. Une telle source présente de nombreuses qualités : accordabilité, possibilité de produire de l'UV par doublage de fréquence...(dans [59], Squier et coll produisent des impulsions de 1,7 ps à 1,06 μm). Par contre, dans le contexte de notre objectif initial, pour produire des impulsions encore plus courtes, il faut utiliser le couplage de modes passif. C'est ce que nous allons développer dans le paragraphe suivant.

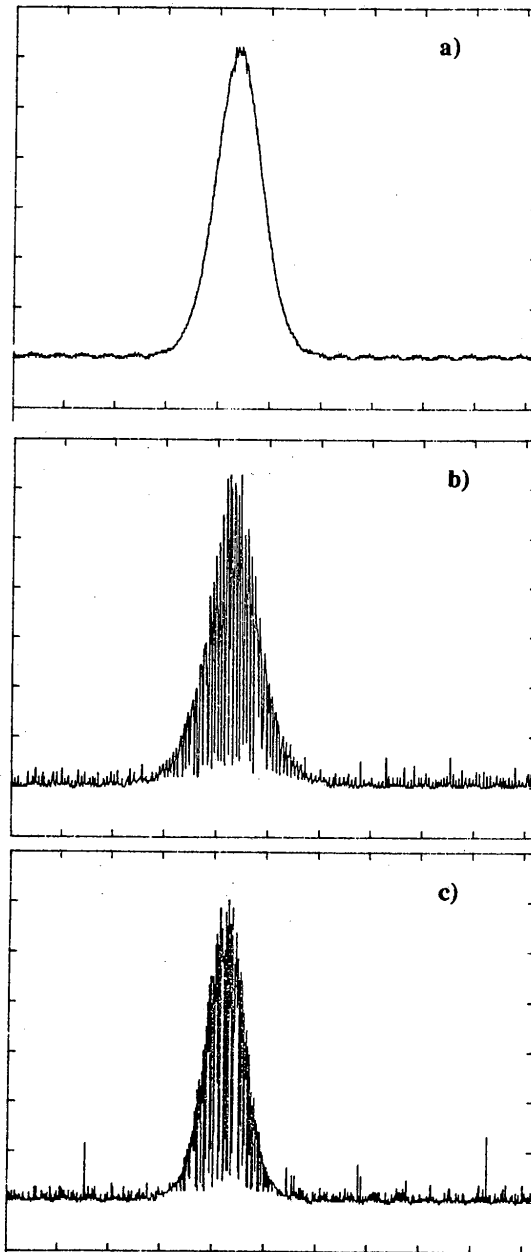


Figure 75 : Influence de la longueur de la cavité sur les impulsions produites en couplage de modes actif. *a* : à la longueur optimale, $\Delta t_{1/2} = 12,8$ ps et le train est stable. *b* : la cavité est allongée de $10 \mu\text{m}$, $\Delta t_{1/2}$ est conservée. *c* : la cavité est raccourcie de $10 \mu\text{m}$, $\Delta t_{1/2}$ a diminuée légèrement. Dans les deux derniers cas, le train est instable (Echelle sur la figure : 22 ps / carreau).

III.5. LASER A SAPHIR DOPE AU TITANE A COUPLAGE DE MODES PASSIF

Dans ce dernier paragraphe, nous allons décrire les transformations de notre oscillateur à modes couplés activement en source laser femtoseconde.

III.5.1. Transformations de la cavité

Au départ, nous partons de la cavité décrite au paragraphe 4 et représentée figure 68. Tout ce qui a été dit quant à la conception de la cavité (III.4.2.) et à la compensation de l'astigmatisme (III.4.3.) reste valable.

Nous avons choisi de coupler les modes passivement en utilisant un jet d'absorbant saturable (HITCI (cf. [41])). Il nous faut pour cela insérer entre les miroirs M_1 et M_4 une seconde sous-cavité, en forme de Z. Elle est constituée de deux miroirs concaves de rayons de courbure $R = 50$ mm en position quasi confocale. Le jet d'absorbant saturable est placé au foyer commun des deux miroirs et à l'incidence de Brewster. En ce qui concerne l'astigmatisme de cette sous cavité, la relation (122) nous montre que, comme l'épaisseur t du jet est très faible (environ $100 \mu\text{m}$), l'angle d'incidence θ sur les miroirs de la sous-cavité doit être presque nul. Compte tenu de l'encombrement des supports des miroirs, nous avons fait en sorte que cet angle soit le plus faible possible. Les montures des miroirs sont posées sur des platines de translations Micro-contrôle afin de pouvoir ajuster finement les focalisations des miroirs. Le jet lui même est monté sur trois translations qui permettent des ajustements fins, sur trois directions perpendiculaires, par rapport au faisceau. Entre la sous cavité et le miroir M_4 , nous avons aussi inséré une ligne à retard à prismes, plus précisément une demi-ligne (c'est à dire deux prismes). Sur un aller retour, tout ce passe comme si le faisceau avait traversé quatre prismes. Cette méthode permet de diminuer l'encombrement de la ligne.

Afin de réduire encore l'encombrement du compresseur, nous avons utilisé des prismes d'indice élevé (FeD E05-25, $n \sim 1,8$) mais taillés pour être à Brewster et au minimum de déviation à environ 600 nm au lieu de 800 nm. Ceci entraînera une petite baisse de la puissance de sortie du laser.

La cavité complète est représentée figure 76.

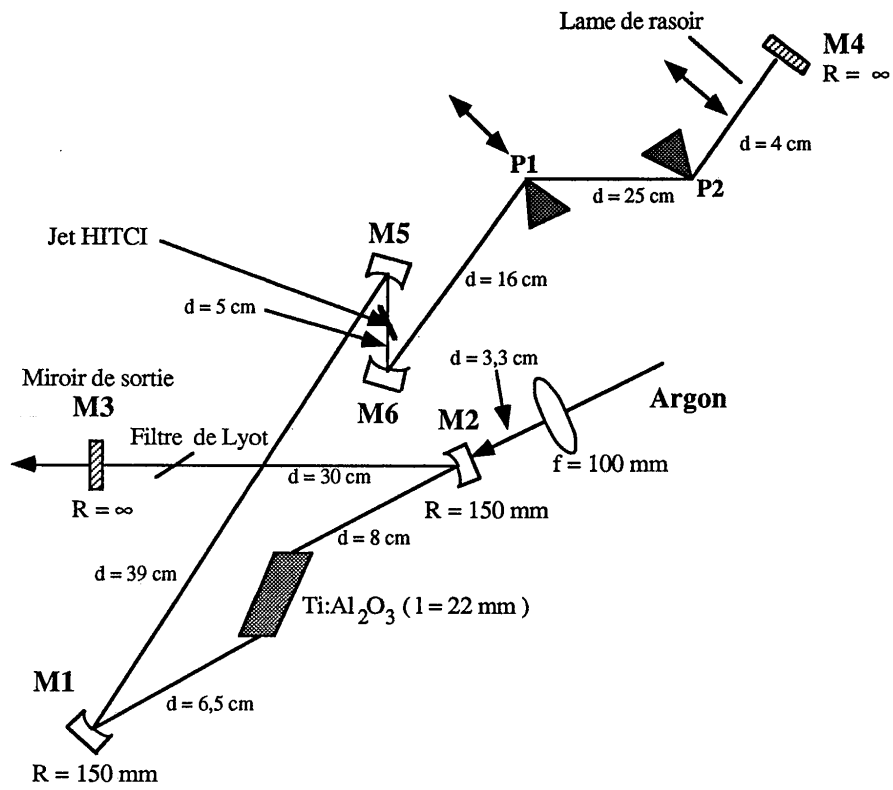


Figure 76 : Laser à saphir dopé au titane, à modes couplés passivement, avec contrôle de la dispersion intracavité (Le dessin n'est pas à l'échelle).

Mentionnons aussi que pour cette nouvelle cavité, nous disposons d'un nouveau jeu de miroirs, R_{\max} entre 750 et 900 nm. Leur revêtement multidiélectrique est de type "mono-empilement" [41] afin de limiter le plus possible leur dispersion. Le miroir de sortie provient de chez Spectra Physics. Il a une transmission d'environ 3 % entre 750 et 900 nm.

Le laser de pompe a lui même été changé. Nous disposons maintenant d'un laser à argon Spectra Physics 171 délivrant plus de 15 W multiraies et TEM₀₀.

Enfin, désirant produire des impulsions femtosecondes dont le spectre est assez large (~ 10 nm), nous avons remplacé le filtre de Lyot précédent (2 lames) par un modèle moins sélectif (à une seule lame).

Pour terminer, nous avons calculé et tracé (figure 77) l'allure du faisceau dans la cavité.

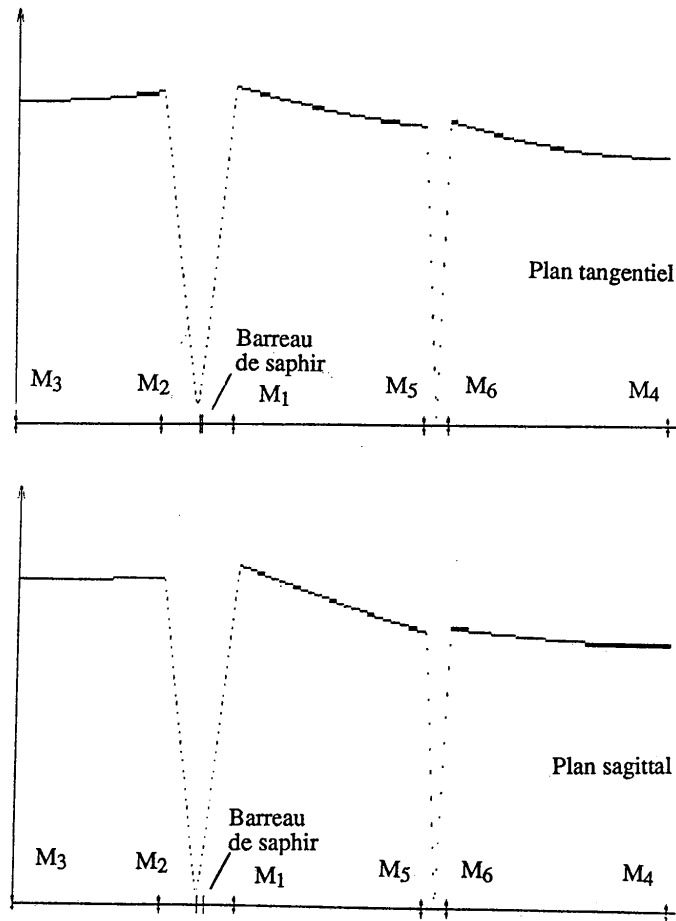


Figure 77 : Allure du faisceau dans la cavité, pour les plans sagittal et tangential.

Dans le plan tangentiel (resp. sagittal), le diamètre du waist situé près du barreau de saphir est d'environ 68 μm (resp. 55 μm). Le diamètre du faisceau sur le miroir avant M3 est d'environ 1,1 mm (resp. 1,4 mm) et d'environ 0,9 mm (resp. 1,2 mm) sur le miroir arrière M4. Ici encore, l'astigmatisme est à peu près bien corrigé.

Dans le milieu amplificateur, le diamètre du faisceau sur la face située à côté de M1 est d'environ 166 μm (resp. 294 μm) et d'environ 107 μm (resp. 68 μm) pour l'autre face.

Ici encore, le diamètre du waist du faisceau de pompe est d'environ 50 μm , donc dans le barreau, le diamètre du faisceau de pompe est plus petit que celui de la cavité, ce qui est important si on ne veut exciter que le mode fondamental TEM₀₀.

Enfin le diamètre du faisceau au foyer de la sous cavité de l'absorbant saturable est d'environ 25 μm (resp. 21 μm).

III.5.2. Caractérisation de la cavité en régime picoseconde

La cavité présentée devrait produire des impulsions femtosecondes. En effet, Ishida et coll [77] ont produit des impulsions de 190 fs avec une cavité similaire.

Or, malgré tous nos efforts (optimisation de la concentration d'absorbant saturable et de la ligne à retard à prismes), nous n'avons jamais produit d'impulsions plus courtes que 3 ps. Ces impulsions ont un spectre tout à fait similaire à celui obtenu (figure 71) en couplage de modes actif. Mais ici, le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ est voisin de 1 (précédemment il était supérieur à 4) donc les impulsions sont presque "Fourier-transform".

C'est en étudiant l'accordabilité en longueur d'onde que nous avons cru pouvoir expliquer pourquoi nous n'avons pas d'impulsions subpicosecondes. En effet, en tournant le filtre de Lyot pour changer la longueur d'onde, nous avons remarqué que le laser n'était pas accordable continûment : le spectre du laser se déplace en faisant des sauts d'environ 4 nm. Autrement dit, il existe des zones du spectre larges d'environ 4 nm et qui ne peuvent pas être atteintes par le laser.

Cet effet pourrait être dû à l'existence d'un étalon de Fabry-Pérot intracavité d'épaisseur voisine de 82 μm , ce qui n'est pas le cas ici. En fait, nous pensons que cet effet provient du cristal de saphir. Nous avons déjà dit précédemment que si l'axe c du cristal n'est pas exactement dans le plan d'incidence, le cristal se comporte comme une lame biréfringente, plus précisément comme un filtre de Lyot (cf. III.4.5.3.). Or, la fonction de transfert en fréquence d'un filtre de Lyot est sinusoidale,

de période $\Delta \nu = \frac{c}{e \Delta n}$ où e est l'épaisseur du filtre et Δn sa biréfringence.

Pour le barreau de saphir, nous avons mesuré $\Delta \lambda \sim 4 \text{ nm}$ à $\sim 800 \text{ nm}$ donc $\Delta \nu \sim 1,9 \text{ THz}$. De plus, $e \sim 21 \text{ mm}$, d'où $\Delta n \sim 7,5 \times 10^{-3}$. Cette valeur est tout à fait en accord avec des mesures effectuées auparavant à l'Institut d'Optique [78].

Ainsi donc, notre cristal de saphir dopé au titane se comporte comme un filtre de Lyot qui empêche l'élargissement du spectre.

Nous avons donc remplacé notre cristal (Union Carbide) par un cristal fabriqué par la société Suisse Djevahirdjian (méthode de croissance Verneuil). Sa longueur (22 mm) étant très voisine de celle du cristal précédent (21 mm), nous n'avons pas eu à modifier la cavité. Seules les focalisations des miroirs M1 et M2 (figure 76) ont dû être ajustées. Ce nouveau cristal absorbe environ 70 % de la puissance de pompe.

Dans ces conditions, l'effet de Lyot "parasite" a disparu, c'est à dire que la longueur d'onde peut être accordée continûment.

Le spectre s'est d'ailleurs élargi un peu à 1,5 nm (contre environ 0,7 nm avec l'ancien cristal) mais la durée de l'impulsion reste limitée à environ 11 ps (pour un profil en intensité en sech^2) (figure 78).

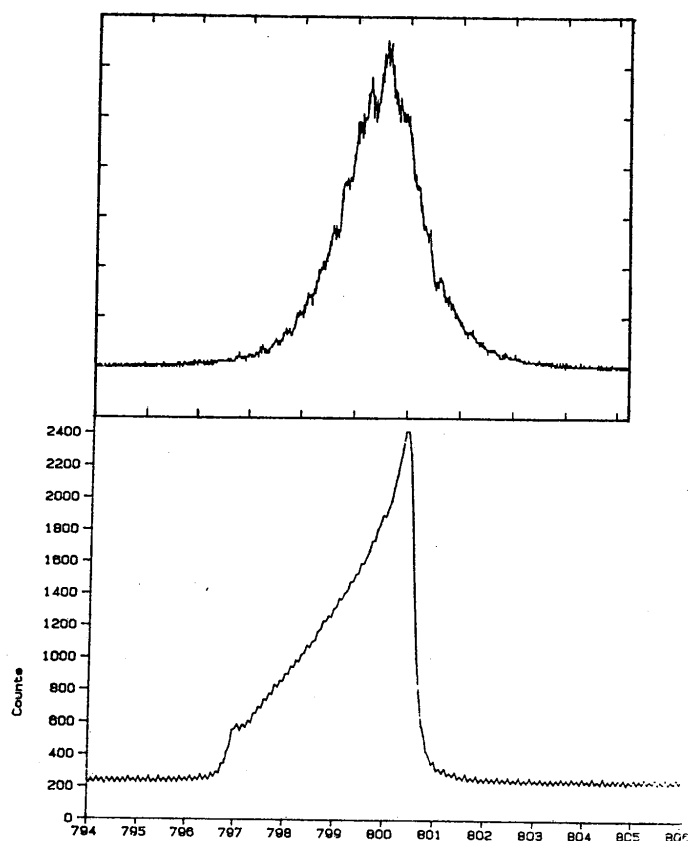


Figure 78 : Autocorrélation et spectre des impulsions les plus courtes produites par le laser à saphir dopé au titane à modes couplés passivement, avec contrôle de la dispersion intracavité, lorsque le filtre de Lyot est dans la cavité. $\Delta t_{1/2} = 11$ ps (sech^2). (Echelle sur la figure : 11 ps / carreau pour l'autocorrélation).

Même si la durée des impulsions est plus large que celle attendue, il est intéressant de comparer les performances de cette cavité avec celles de la cavité à modes couplés activement.

Tout d'abord, nous avons constaté que le seuil de la cavité est très élevé. Au seuil, la puissance du laser de pompe juste avant le cristal est d'environ 6,7 W lorsque le jet d'absorbant est en service et d'environ 5,5 W si le jet est coupé. Cette valeur élevée peut avoir plusieurs causes :

- Avant tout le cristal (puisque là encore nous ne connaissons pas sa figure de mérite).
- Ensuite, le jet d'absorbant saturable. Nous travaillons à environ 800 nm, c'est à dire dans sa bande d'absorption.
- Enfin, les prismes du compresseur ont un indice élevé ($\sim 1,8$). L'expérience montre que les verres d'indice élevé ont des pertes par diffusion plus importantes que la silice [79]. Nous avons dit d'autre part que ces prismes ne sont pas adaptés à 800 nm, mais plutôt à 600 nm.

Puis nous avons pu vérifier que le laser est continûment accordable entre 790 et 840 nm environ. Dans cette plage de longueur d'onde, le laser délivre des impulsions dont les plus courtes ont une durée d'environ 10 ps, répétitives à environ 100 MHz.

Pour ces impulsions, le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ est supérieur à 7, donc les impulsions sont fortement modulées. Il est néanmoins impossible de comprimer ces impulsions quel que soit le réglage de la ligne à retard à prismes.

Par contre, la stabilité du train d'impulsions est assez bonne. On se rappelle que, en couplage de modes actif et pour des impulsions d'environ 10 ps, le train présentait des interruptions. En passif, le train est tout à fait continu. On observe juste une petite modulation du train à une fréquence de quelques centaines de hertz.

Ensuite, nous avons fixé la longueur d'onde à environ 800 nm et nous avons fait varier la puissance du laser à argon (\bar{P}_{arg} (W)) entre 8 et 13 W. Nous avons alors mesuré la puissance moyenne infrarouge délivrée par le laser (\bar{P}_{IR} (mW)), la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions (Δt (ps)) et la largeur à mi-hauteur en intensité du spectre ($\Delta \nu$ (nm)). Les résultats sont rassemblés dans la figure 79.

$\overline{P}_{\text{arg}}$ (W)	\overline{P}_{IR} (mW)	Δt (ps)	$\Delta\lambda$ (nm)
8	120	12,8	1,5
9	180	11	1,5
10	230	11,4	1,5
11	360	12,8	1,5
12	400	14,2	1,5
13	400	14,2	1,5

Figure 79 : Caractérisation du laser à saphir dopé au titane, à couplage de modes passif, à 800 nm.

Lorsque la puissance de l'argon croît de 8 à 13 W, la puissance délivrée par le laser infrarouge croît linéairement de 120 à 400 mW et la pente de cette droite, qui représente l'efficacité, est d'environ 6 %.

La durée des impulsions est minimale (~ 11 ps - cf figure 78) pour une puissance de pompe de 9 W. Quand la puissance de pompe augmente, les impulsions s'élargissent alors que le spectre est invariant.

Ainsi donc, pour l'instant, la durée des impulsions est limitée à une dizaine de picosecondes. Ces impulsions sont fortement modulées en fréquence ($\Delta t \cdot \Delta\nu > 7$). Compte tenu du spectre mesuré, si ces impulsions étaient "Fourier transform" (c'est à dire non modulées en fréquence), leur durée serait d'environ 450 fs.

Nous avons gardé la remarque la plus importante pour la fin de ce paragraphe. Toutes les caractéristiques du laser que nous venons de passer en revue ne dépendent que très peu de la concentration en absorbant saturable. En effet, la circulation de colorant que nous utilisons provient d'un autre laser. Avant de l'utiliser, nous l'avons rincée deux fois à l'éthylène glycol. Les traces d'absorbant qui ont échappées au nettoyage ont suffi à réaliser le couplage de modes. Puis nous avons vérifié qu'en rajoutant de l'absorbant saturable, la durée de l'impulsion n'est presque pas modifiée. Par contre, la puissance du laser diminue car on augmente les pertes intracavité. Nous avons aussi vérifié que sans le jet d'absorbant saturable, le couplage de modes n'a pas lieu (contrairement à l'expérience décrite au paragraphe III.3.1.).

Donc, la présence de l'absorbant est nécessaire, mais sa concentration est si faible qu'on peut penser qu'il n'est pas l'unique responsable du couplage des modes dans la cavité.

III.5.2. Caractérisation de la cavité en régime femtoseconde

Les mécanismes de génération des impulsions dans les lasers à saphir dopé au titane sont loin d'être bien compris.

Nous nous sommes demandés s'il n'y avait pas dans la cavité un élément qui empêchait le spectre des impulsions de s'élargir suffisamment. C'est pourquoi, nous avons tenté d'enlever le filtre de Lyot qui nous servait à accorder le laser.

Après quelques réglages nécessaires, le spectre s'est élargi considérablement, jusqu'à 15 nm suivant les réglages. Après avoir optimisé le compresseur à prismes, nous avons enfin obtenu des impulsions dont la durée est d'environ 65 fs pour les plus courtes.

Le filtre de Lyot est un modèle Coherent à trois lames dont nous n'avons conservé que la plus fine. La largeur spectrale de sa courbe de transmission est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la lame. Il se pourrait que cette lame ne soit pas assez fine pour permettre au spectre du laser de s'élargir suffisamment.

Jusqu'à présent, toutes les équipes qui ont réalisé des lasers à saphir dopé au titane femtosecondes et accordables ont utilisé des modèles Spectra-Physics dans lesquels le filtre de Lyot semble posséder une lame plus mince que la nôtre.

En attendant d'acheter un tel filtre, nous avons alors caractérisé cette source. Le seuil est d'environ 5 W. Avec une puissance de pompe de 7,5 W sur le cristal, la puissance moyenne infrarouge est d'environ 250 mW à 805 nm. Pour les raisons expliquées auparavant, la concentration en absorbant saturable n'est pas connue précisément mais elle est très faible ($\sim 10^{-5}$ Mol / l). Le compresseur intracavité utilise deux prismes à indice élevé (FeD E05-25, $n \sim 1,8$) séparés de 25 cm.

De part le principe du compresseur, si un faisceau polychromatique est incident sur le prisme P_1 (cf. figure 76), ses différentes longueurs d'onde sont dispersées par les prismes P_1 et P_2 et sont spatialement séparées entre le prisme P_2 et le miroir arrière M_4 . Si l'on introduit une fente après le prisme P_2 (cf. figure 76), il est possible de couper certaines longueurs d'onde et d'en favoriser d'autres. Nous utilisons ce moyen [80] pour accorder en longueur d'onde notre laser sur environ 20 nm, entre 790 et 810 nm.

Les impulsions les plus courtes obtenues ont une largeur à mi-hauteur en intensité d'environ 65 fs, pour un profil d'intensité en sech^2 , et sont répétitives à environ 100 MHz ce qui correspond à une puissance crête voisine de 38 kW. La largeur à mi-hauteur du spectre est proche de 10 nm. A 805 nm, le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ est donc voisin de 0,3 contre 0,315 pour une impulsion non modulée. Nos impulsions sont donc presque "Fourier transform" (figure 80).

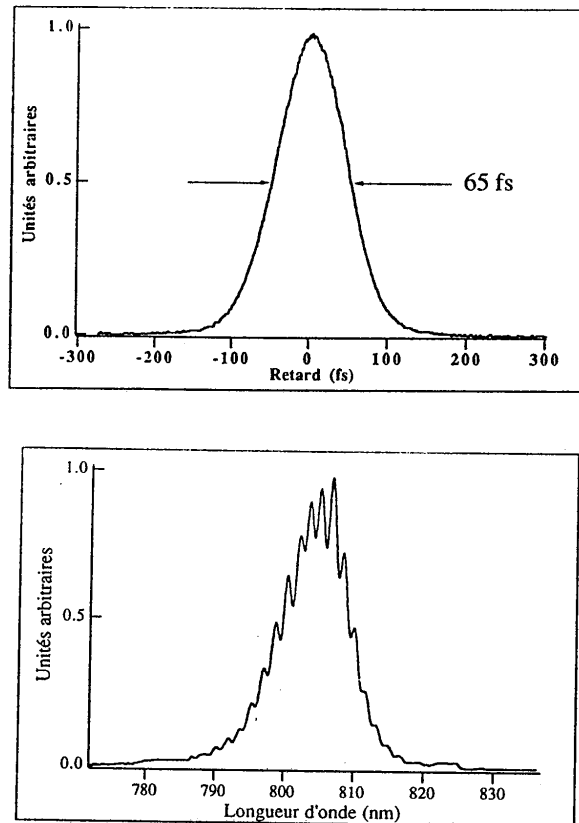


Figure 80 : Autocorrélation et spectre des impulsions délivrées par le laser à saphir dopé au titane femtoseconde.

L'autocorrélation montre que les impulsions n'ont pas de pied, ce qui signifie que la modulation de fréquence de l'impulsion est très bien compensée. Pour nous, ceci est important car très prochainement, ces impulsions seront amplifiées. L'enveloppe du spectre présente une ondulation périodique qui pourrait être due à un effet résiduel de filtre de Lyot dans le cristal. Ces impulsions sont, à notre connaissance, les plus courtes directement produites par un laser à saphir dopé au titane à modes couplés passivement [81].

La stabilité du train d'impulsions est très bonne, comme en témoigne la photographie de la figure 81.

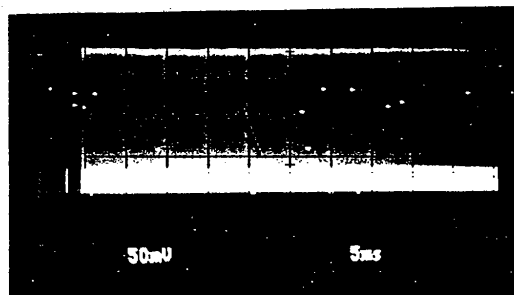


Figure 81 : Allure du train d'impulsions femtosecondes.

Le fonctionnement du laser est reproductible. Tous les jours, après avoir laissé chauffer le laser à argon une petite heure, il suffit d'ajuster très légèrement un des miroirs de fond de cavité (M3 ou M4 - figure 76) pour retrouver des impulsions femtosecondes dont la durée est inférieure à 80 fs.

III.6. CONCLUSION

Nous avons donc réussi à produire des impulsions femtosecondes, bien que les processus associés à la génération de telles impulsions ne soient pas totalement compris.

Nous avons mis en évidence l'importance d'avoir l'axe c du cristal dans le plan d'incidence, parallèlement à la polarisation du laser. Cet ajustement pourrait d'ailleurs être fait en utilisant un support mécanique qui permette de tourner le cristal autour de la normale à une de ses faces, (une telle monture est intégrée dans les lasers monomodes Coherent type 899).

Nous avons aussi mis en évidence l'influence du filtre de Lyot intracavité qui, dans notre cas, gêne l'élargissement du spectre.

Enfin, il nous semble que l'absorbant saturable n'est pas le seul responsable du couplage des modes dans notre cavité. La compréhension des mécanismes de production des impulsions nécessite certainement la prise en compte des effets non linéaires très importants localisés dans le cristal de saphir. En reprenant le calcul du paragraphe III.4.5.2. dans le cas de notre laser femtoseconde, nous pouvons estimer l'intensité crête dans le barreau à environ $2 \text{ GW} / \text{cm}^2$.

L'automodulation de phase (chapitre II) et la dispersion de vitesse de groupe présentes dans le cristal de saphir doivent donc jouer un rôle très important dans la génération des impulsions femtosecondes, en particulier dans le cas du "magic mode-locking"

CONCLUSION

Ce mémoire rassemble les travaux associés à la conception et à la réalisation de sources lasers à impulsions très courtes.

Dans un premier temps, nous avons conçu et réalisé deux lasers Nd:YAG à modes couplés et doublés en fréquence. Le niveau de performances atteint, notamment en ce qui concerne la stabilité du train d'impulsions, est au moins aussi bon que celui des modèles commerciaux alors que nos lasers ne font appel à aucun asservissement.

Un des systèmes a été utilisé pour pomper un laser à colorant. L'ensemble a été caractérisé en utilisant des caméras à balayage de fente en mode monocoup et en mode sinusoïdal. En mode monocoup, le laser YAG délivre des impulsions de 60 ps à 532 nm, avec une stabilité meilleure que $\pm 5\%$. Dans les mêmes conditions, le laser à colorant délivre des impulsions de 10 ps avec une stabilité meilleure que $\pm 15\%$. Dans ce cas, le laser YAG est une source de pompage moins coûteuse que les lasers à argon à modes couplés. Ces deux systèmes sont aujourd'hui utilisés par la société A.R.P. pour tester la résolution temporelle et la linéarité des circuits de balayage de ses caméras à fentes.

Nous avons ensuite étudié et réalisé un compresseur d'impulsions, destiné à raccourcir la durée des impulsions de 1 ps délivrées par un laser à colorant à deux jets (Rh6G et DODCI). Pour cela, on élargit le spectre des impulsions dans une fibre optique par automodulation de phase. Une ligne à retard à prismes permet de remettre en phase toutes les fréquences du spectre. Les résultats expérimentaux sont du même ordre de grandeur que ceux prévus théoriquement. Nous avons obtenu des impulsions dont la durée est d'environ 130 fs. Ces impulsions sont utilisées au CNET à Lannion pour caractériser des matériaux semi-conducteurs à base de GaAs.

Enfin, nous nous sommes intéressés à la production d'impulsions courtes picosecondes et femtosecondes à l'aide d'un oscillateur à saphir dopé au titane.

Nous avons d'abord réalisé un laser à saphir dopé au titane, à couplage de modes actif. Ce dernier produit des impulsions aussi courtes que 10 ps, accordables entre 720 et 800 nm. Le domaine d'accord n'est en fait limité que par la bande passante des miroirs de la cavité.

Nous avons ensuite remplacé le modulateur acousto-optique par un jet d'absorbant saturable (HITCI) et nous avons rajouté une ligne à retard à prismes intracavité. Ce système produit finalement des impulsions aussi courtes que 65 fs, entre 790 et 810 nm.

Nos travaux ont mis en évidence l'importance cruciale de la qualité du cristal de saphir dopé au titane. Il doit de plus être taillé avec son axe "c" dans le plan d'incidence, parallèle à la polarisation du faisceau. Sinon, il se comporte comme un filtre biréfringent de Lyot et le spectre du laser ne peut plus s'élargir.

Enfin, il semble que l'absorbant saturable n'est pas le seul responsable du couplage des modes dans la cavité, car sa concentration est trop faible. L'intensité crête du faisceau dans le barreau ($\sim 2 \text{ GW} / \text{cm}^2$) est très forte. Ainsi, l'automodulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe dans le barreau de saphir pourraient jouer un rôle dans le mécanisme de génération des impulsions. D'autre

part, si l'axe c n'est pas tout à fait parallèle à la polarisation, la cavité principale peut-être décomposée en deux sous-cavités couplées (σ et π , cf. [59]). Ainsi, un mécanisme similaire à celui mis en jeu dans les cavités couplées de type APM (III.3.) pourrait lui aussi intervenir dans la production des impulsions femtosecondes.

Il apparait donc nécessaire de poursuivre les travaux afin de comprendre totalement les mécanismes des productions des impulsions femtosecondes dans les lasers à saphir dopé au titane, même si les résultats obtenus sont très encourageants.

Parallèlement, le laser à saphir dopé au titane est idéal pour étudier les matériaux semi conducteurs à base d'arséniure de gallium (GaAs). En effet, ces matériaux absorbent à des longueurs d'ondes voisines de 850 nm pouvant être facilement atteintes par le laser à saphir. Il sera donc en particulier nécessaire d'amplifier les impulsions femtosecondes pour réaliser des expériences de spectroscopie non linéaire.

Ces matériaux semi conducteurs pourraient être en particulier utilisés à la place du jet d'absorbant saturable pour coupler les modes de la cavité en phase. Quelques tentatives ont eu lieu à l'Institut d'Optique. Les travaux se poursuivent. Ils déboucheront peut-être sur la mise au point d'un laser femtoseconde tout solide...

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [1] Kluge
"Synchronously pumped dye lasers for ultrashort light pulse generation"
Thèse de Doctorat en Sciences, Université d'Essen, (RFA), (1984).
- [2] L. Hargrove , R. Fork , M. Pollack
"Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation"
Appl. Phys. Lett., 5, (1965).
- [3] A.E. Siegman, D.J. Kuizenga
"Simple analytic expressions for AM and FM mode-locked pulses in homogeneous lasers"
Appl. Phys. Lett., 14, 181, (1969).
- [4] D.J. Kuizenga, A.E. Siegman
"FM and AM mode-locking of the homogeneous laser - Part I : Theory"
IEEE Journal of Quantum electronics, Vol. QE-6, 694, (1970).
- [5] D.J. Kuizenga, A.E. Siegman
"FM and AM mode-locking of the homogeneous laser - Part II : Experimental results in a Nd:YAG laser with internal FM modulation".
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-6, 709, (1970).
- [6] D.J. Kuizenga, D.W. Phillion, T. Lund, A.E. Siegman
"Simultaneous mode-locking and Q-switching in the cw Nd:YAG laser"
Opt. Comm., 9, 221, (1973).
- [7] P. Aechtner, A. Laubereau
"Collective modes-An analytical model for active mode-locking in the transient case".
Applied Physics B, 40, 133-139, (1986).
- [8] M.F. Becker, D.J. Kuizenga, A.E. Siegman
"Harmonic mode-locking of the Nd:YAG laser"
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-8, 687, (1972).
- [9] U. Keller, J.A. Valdmanis, M.C. Nuss, A.M. Johnson
"53 ps pulses at 1.32 μm from a harmonic mode-locked Nd:YAG Laser"
IEEE Journal of Quantum Electronics, 24, 427, (1988).
- [10] W. Koechner
"Absorbed pump power, thermal profile and stresses in a cw pumped Nd:YAG crystal"
Applied Optics, 9, 1429, (1970).
- [11] W. Koechner
"Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod"
Applied Optics, 9, 2549, (1970).
- [12] W. Koechner
"Solid state laser engineering"
Springer Verlag- New York-Heidelberg-Berlin , (1976).
- [13] W. Koechner, D.K. Rice
"Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers"
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-6, 557, (1970).
- [14] D.C. Burnham
"Simple measurement of thermal lensing effects in laser rods"
Applied Optics, 9, 1727, (1970).

- [15] T. Kallard
"Exploring laser light"
Reprinted by American Association of Physics Teachers (AAPT).
- [16] Messieurs Pierre et Chanel
Université de Grenoble
Communication privée.
- [17] J. Steffen, J.P. Lörtscher, G. Herziger
"Fundamental mode radiation with solid-state lasers"
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-8, 239, (1972).
- [18] J.P. Lörtscher, J. Steffen, G. Herziger
"Dynamic stable resonators : a design procedure"
Optical and Quantum Electronics, 505-514, (1975).
- [19] V. Magni
"Resonators for solid state lasers with large volume fundamental mode and high alignment stability"
Applied Optics, 25, 107, (1986).
- [20] S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni
"The role of the rod position in single-mode solid state laser resonators : optimization of a cw mode-locked Nd:YAG laser"
Optics Communications, 57, 339, (1986).
- [21] S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni
"Misalignment sensitivity of solid-state laser resonators with thermal lensing"
Optics Communications, 59, 43, (1986).
- [22] S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni
"14 W cw mode-locked Nd:YAG laser"
Optics Letters, 11, 785, (1986).
- [23] H. Kogelnik
"Imaging of optical modes-Resonators with internal lenses"
The Bell system technical Journal, p. 455, (1965).
- [24] B. Geoffroy, A. Haessler, F. Heisel, T. Lépine, J.A. Miché
"Caractérisation d'un laser Nd:YAG continu à modes couplés"
Journal de Physique, supplément au n° 12, Tome 48, (1987).
- [25] Notice d'utilisation du modulateur Intra-action "ML series acousto-optic mode lockers"
Intra-action Corp - 3719 Warren avenue - Bellwood - Illinois 60104.
- [26] Ultrashort light pulses
Ed : S.L. Shapiro
Springer Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (1977).
- [27] D.J. Bradley, G.H.C. New
"Ultrashort pulse measurements"
Proceedings of the IEEE, 62, 313, (1974).
- [28] Thèse de François Salin
"Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde. Rôle des phénomènes solitons dans les lasers femtosecondes à dispersion contrôlée".
Thèse de Doctorat en Sciences, Institut d'Optique, (1987).

- [29] F. Salin, P. Georges, G. Roger, A. Brun
"Single shot measurement of a 52 fs pulse"
Applied Optics, 26, 4528 , (1987).
- [30] B. Couillaud, V. Fossati-Bellani
"Mode-locked lasers and ultrashort pulses : Part II"
Lasers and Applications, 79, January 1985.
- [31] R.K. Jain
"Synchronously mode-locked continuous wave dye lasers : recent advances and applications"
SPIE, Vol. 322, Picosecond lasers and applications, 2, (1982).
- [32] B. Cunin, B. Geoffroy, F. Heisel, T. Lépine, J.A. Miehé
"Spectral density analysis of noisy repetitive pulses. Models for continuously operating mode-locked lasers"
Applied Physics B48, 41-49, (1989).
- [33] P. Geist, F. Heisel, A. Martz, J.A. Miehé
"Caméra à balayage de fente et métrologie picoseconde des impulsions de lasers fonctionnant à des taux de répétition élevés"
Revue de physique appliquée, 19, 619-629, (1984).

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [34] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, C.V. Shank
"Compression of optical pulses chirped by self phase modulation in fibers"
J. Opt. Soc. Am. B., vol 1, n° 2, 139, (1984).
- [35] R.H. Stolen, C.V. Shank
"Procedure for calculating optical pulse compression from fiber-grating combinations"
Ultrafast Phenomena IV, proceedings of the fourth international conference, ed :
D.H.Auston, K.B.Eisenthal, Springer Verlag, 46, (1984).
- [36] W.J. Tomlinson, W.H. Knox
"Limits of fiber-grating optical compression"
Journal of the Optical Society of America, vol 4, n°9, 1404, (1987).
- [37] A.S.L. Gomes, A.S. Gouveia-Neto, J.R. Taylor
"Optical fiber-grating pulse compressors"
Optical and Quantum Electronics, 20, 95-112, (1988).
- [38] E.B. Treacy
"Optical pulse compression with diffraction gratings"
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-5, 454-458, (1969).
- [39] R.L. Fork, O.E. Martinez, J.P. Gordon
"Negative dispersion using pairs of prisms"
Optics Letters, vol 9, n°5, 150, (1984).
- [40] O.E. Martinez, J.P. Gordon, R.L. Fork
"Negative group velocity dispersion using refraction"
J. Opt. Soc. Am. B., vol 1, n°10, 1003, (1984).
- [41] P. Georges
"Etude et réalisation d'un laser à colorant femtoseconde fonctionnant à différentes longueurs
d'onde. Compression et amplification d'impulsions ultrabèves"
Thèse de Doctorat en Sciences, Institut d'Optique, (1989).
- [42] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, C.V. Shank
"Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation"
Optics Letters, vol 12, n°7, 483, (1987).
- [43] B. Deveaud, F. Clérot
CNET Lannion
Communication personnelle.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [44] P. Moulton
"Ti-doped sapphire : a tunable solid state laser"
Opt. News, 8, 9, (1982).
- [45] I.L. Bass, D.G. Braun, R.E. Bonanno, K. Delos-Santos, G.V. Erbert, R.P. Hachel, C.A. Haynam, J. Paisner
"Ti : Sapphire laser performance above 15 W CW with line narrowing"
QELS 89, Post deadline paper 20, (1989).
- [46] P.A. Schulz
"Single Frequency Ti:Al₂O₃ ring laser"
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, n° 6, 1039, (1988).
- [47] C.S. Adams, A.I. Ferguson
"Saturated spectroscopy and two photon absorption spectroscopy in rubidium using an actively stabilised Ti:Al₂O₃ ring laser"
Optics Communications, 75, 419, (1990).
- [48] W. Vassen, C. Zimmerman, R. Kallenbach, T.W. Hänsch
"A frequency stabilized titanium sapphire laser for high resolution spectroscopy"
Opt. Communications, 75, 435, (1990).
- [49] R. Rao, G. Vaillancourt, H.S. Kwok, C.P. Khattak
"All solid state kilohertz repetition rate tunable Ti:sapphire laser"
CLEO 89, papier WF2, (1989) .
- [50] S.G. Bartoshevich, V.V. Zuev, S. Yu Mirza, P.N. Nazarenko, Yu P. Polunin, G.A. Skripko, V.B. Sukhanov
"Wide-band conversion of copper laser radiation in an Al₂O₃ : Ti³⁺ crystal"
Soviet Journal of Quantum Electronics, 19, 138, (1989).
- [51] A.J.W. Brown, C.H. Fisher, K.W. Kangas, C.H. Muller III, D.D. Lowenthal
"High energy, short pulse, flash-lamp pumped Ti : Al₂O₃ laser"
CLEO 90, papier CWF 13, (1990).
- [52] P.F. Moulton
"Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃".
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, n° 1, 125, (1986).
- [53] P. Albers, E. Stark, G. Huber
"Continuous-wave laser operation and quatum efficiency of titanium-doped sapphire"
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 3, n° 1, 134, (1986).
- [54] A. Sanchez, A.J. Strauss, R.L. Aggarwal, R.E. Fahey
"Crystal growth, spectroscopy, and laser characteristics of Ti:Al₂O₃".
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, n° 6, 1003, (1988).
- [55] R.L. Aggarwal, A. Sanchez, M.M. Stuppi, R.E. Fahey, A.J. Strauss, W.R. Rapoport, C.P. Kattak
"Residual infrared absorption in as-grown and annealed crystals of Ti:Al₂O₃".
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, n° 6, 1003, (1988).

- [56] R. Moncorgé, G. Boulon, D. Vivien, A.M. Lejus, R. Collongues, V. Djévahirdjian, K. Djévahirdjian, R. Cagnard
"Optical properties and tunable laser action of Verneuil-grown single crystals of $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ "
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 24, n° 6, 1049, (1988).
- [57] B. Gu, M. Birnbaum, B. Leong, M. Bass
"Material characteristics of titanium : sapphire"
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 6, n° 12, 2338, (1989).
- [58] F. Estable, F. Salin, M. Allain, P. Georges, A. Brun
"Direct measurement of saturation fluence in $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ "
Optics Communications, Vol. 72, n° 3, 4, 235, (1989).
- [59] J. Squier, F. Salin, C. Rouyer, S. Coe, G. Mourou
"A subpicosecond actively mode-locked Ti:Sapphire laser and amplifier system"
CLEO 90, Postdeadline paper, papier CPDP 9-1.
- [60] F. Estable
Société BMI
Communication personnelle.
- [61] L.F. Mollenauer and R.H. Stolen
"The soliton laser"
Opt. Lett., 9, n° 1, 13, (1984).
- [62] D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett
"Sub-100 fs pulse generation from a self mode-locked titanium sapphire laser"
CLEO 1990, postdeadline paper n° CPDP 10-1, (1990).
- [63] J. Goodberlet, J. Wang, J.G. Fujimoto, P.A. Schulz, S. Henion
"Mode-locked $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ laser with a nonlinear coupled external cavity"
CLEO 89, papier FQ4, (1989).
- [64] P.M.W. French, J.A.R. Williams, J.R. Taylor
"Femtosecond pulse generation from a titanium doped sapphire laser using non linear external cavity feedback"
Optics letters, vol 14, n° 13, 686, (1989).
- [65] J. Goodberlet, J. Wang, J.C. Fujimoto
"Self starting additive pulse mode-locking characterization with a $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3$ laser"
CLEO 90, papier CFN1, (1990).
- [66] J.M. Huxley, L.Y. Liu, E.P. Ippen, H.A. Hauss
"Self starting additive pulse mode-locking of 1.06 and 1.32 μm Nd:YAG lasers"
CLEO 90, papier CFN 3, (1990).
- [67] J. Goodberlet, J. Jacobson, J.G. Fujimoto
"Self starting additive pulse mode-locking of a diode pumped Nd:YAG laser"
CLEO 90, papier CFN 5, (1990).
- [68] J. Goodberlet, J. Jacobson, J.G. Fujimoto
"Diode pumped, self starting additive pulse mode-locked Nd:YAG and Nd:YLF lasers"
Proceedings of "Advanced solid state lasers", postdeadline papers, papier TuB6PD, (1990).
- [69] U. Keller, W.H. Knox, H. Roskos
"Coupled cavity resonant passive mode-locked (RPM) Ti : Sapphire laser"
Ultrafast phenomena 90, postdeadline papers, papier PD9, (1990).

- [70] P.M.W. French, S.M.J. Kelly, J.R. Taylor
"Mode-locking of a continuous-wave titanium-doped sapphire laser using a linear external cavity"
Optics Letters, Vol. 15, n° 7, 378, (1990).
- [71] H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank
"Astigmatically compensated cavities for cw dye lasers"
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 8, 3, 373, (1972).
- [72] K.K. Li, A. Dienes, J.R. Whinnery
"Stability and astigmatic compensation analysis of five-mirror cavity for mode-locked dye lasers"
Applied Optics, Vol. 20, n° 3, 407, (1981).
- [73] B. Couillaud, A. Ducasse
"Les lasers à colorants continus. Leur application à la spectroscopie d'absorption saturée"
Thèse d'Etat, Université de Bordeaux I, (1978).
- [74] P.A. Schulz
"Single frequency Ti:Al₂O₃ ring laser"
IEEE Journal of quantum electronics, Vol. 24, n° 6, 1039, (1988).
- [75] A.J. Alfrey
"Modeling of longitudinally pumped cw Ti:Sapphire laser oscillators"
IEEE Journal of Quantum electronics, Vol. 25, n° 4, 760, (1989).
- [76] P.F. Moulton
"An investigation of the Co:MgF₂ laser system"
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-21, n° 10, 1582, (1985).
- [77] Y. Ishida, N. Sarukura, N. Nakano
"Soliton like pulse shaping in cw passively mode-locked Ti:Al₂O₃ laser"
Ultrafast phenomena 90, postdeadline papers, papier PD8, (1990).
- [78] M. Jouanneau, C. Chapus
"Etude de l'indice de réfraction dans des matériaux"
Rapport de mini-projet, Institut d'Optique, (1989).
- [79] P. Georges
Institut d'Optique
Communication personnelle
- [80] M.D. Dawson, T.F. Boggess, D.W. Garvey, A.L. Smirl
"Generation of 55 fs pulses and variable spectral windowing in a linear cavity synchronously pumped cw dye laser"
Ultrafast phenomena V, proceedings of the fifth OSA topical meeting, Editeurs : G.R. Fleming et A.E. Siegman, Springer-Verlag, p. 5, (1986).
- [81] P. Georges, T. Lépine, G. Roger, A. Brun
"Generation of sub-100 fs pulses directly from a passively mode-locked titanium sapphire laser"
"Advanced Solid State Laser", papier MC 3, South Carolina, 18-20 mars 1991.

Nom : LEPINE

Prénom : Thierry

SUJET : Etude et réalisation de lasers solides à modes couplés (YAG dopé Néodyme et Saphir dopé Titane) - Compression d'impulsions.

RESUME

Ce mémoire présente différentes techniques permettant de produire des impulsions lumineuses très brèves.

Dans un premier temps, nous avons conçu et réalisé un laser Nd:YAG continu à modes couplés activement et doublé en fréquence. Ce laser délivre des impulsions dont la largeur à mi-hauteur en intensité est voisine de 60 picosecondes à 532 nanomètres, répétitives à 82 MHz. La puissance moyenne des impulsions est suffisante pour permettre le pompage d'un laser à colorant en mode synchrone. Ce dernier délivre des impulsions lumineuses dont la durée est voisine de 10 picosecondes et répétitives à 82 MHz. L'ensemble du système a été caractérisé en utilisant des caméras à balayage de fente en mode sinusoïdal ou en mode monocoup.

Nous avons ensuite étudié la possibilité de produire des impulsions femtosecondes (10^{-15} s) en comprimant les impulsions délivrées par un laser à colorant à deux jets (milieu amplificateur (Rh6G), absorbant saturable (DODCI)). Avant compression, ces impulsions ont une largeur à mi-hauteur en intensité voisine de une picoseconde et sont répétitives à environ 80 MHz. Nous avons pu comprimer ces impulsions jusqu'à des durées voisines de 130 femtosecondes. Les résultats expérimentaux sont très proches des prévisions théoriques.

Enfin, nous avons produit directement des impulsions lumineuses femtosecondes à partir d'une cavité laser dont le milieu amplificateur est un cristal de saphir dopé au titane ($Ti:Al_2O_3$). Dans un premier temps, le couplage des modes est réalisé à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Dans cette configuration, le laser produit des impulsions dont la durée est aussi courte que 10 picosecondes, répétitives à 125 MHz et dont le domaine d'accord en longueur d'onde est limité par les miroirs entre 720 et 800 nanomètres. Dans un second temps, le couplage des modes est réalisé en utilisant un absorbant saturable (HITCI) et la dispersion intracavité est ajustée à l'aide d'une ligne à retard à prismes. Cet ensemble conduit à la production d'impulsions dont la largeur à mi-hauteur en intensité est aussi courte que 65 femtosecondes, répétitives à 100 MHz (puissance crête : 38 kW) et dont la longueur d'onde est voisine de 800 nanomètres.

Mots clefs : Laser, Impulsions ultracourtes (Optique), Néodyme:YAG (Laser), Couplage de modes (Laser), Modulateur acousto-optique (Laser), Compression d'impulsions (Laser), Titane-Saphir (Laser).

