



HAL
open science

Développement de sources lasers nanosecondes, picosecondes et femtosecondes et applications

Gabriel Amiard Hudebine

► **To cite this version:**

Gabriel Amiard Hudebine. Développement de sources lasers nanosecondes, picosecondes et femtosecondes et applications. Autre [cond-mat.other]. Université de Bordeaux, 2019. Français. NNT : 2019BORD0024 . tel-02275805

HAL Id: tel-02275805

<https://theses.hal.science/tel-02275805>

Submitted on 2 Sep 2019

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ : LASERS, MATIÈRE ET NANOSCIENCES

Par Gabriel AMIARD-HUDEBINE

Développement de sources lasers nanosecondes, picosecondes et femtosecondes et applications

Sous la direction de : Éric Freysz

Soutenu le 20 février 2019

Membres du jury :

M. Jean OBERLE	Professeur des universités	Université de Bordeaux, laboratoire LOMA	Président
M. Philippe ROY	Directeur de recherche	Université de Limoges, laboratoire XLIM	Rapporteur
M. Gabi-Daniel STANCU	Professeur des universités	CentraleSupélec, laboratoire EM2C	Rapporteur
M. Éric Freysz	Directeur de recherche	Université de Bordeaux, laboratoire LOMA	Directeur
M. Jérôme Degert	Professeur des universités	Université de Bordeaux, laboratoire LOMA	Invité
M. Mikael Orain	Ingénieur de recherche	ONERA	Invité

À mes parents Martine et Claude et à mon frère Geoffroy.

Développement de sources lasers nanosecondes, picosecondes et femtosecondes et applications

Cette thèse est séparée en deux études distinctes. La première partie rapporte l'étude, la réalisation et les applications d'une chaîne amplificatrice laser nanoseconde compacte pour l'allumage de turbomoteurs. Soucieux de proposer des moteurs plus performants et respectueux des contraintes environnementales imposées par la législation, les motoristes cherchent à étendre le domaine d'allumage de leurs moteurs vers les basses pressions et basses températures tout en garantissant un allumage avec une richesse de mélange air/kérosène la plus basse possible. Ceci permettrait notamment de pouvoir rallumer un moteur en vol. Cependant, la technologie d'allumage actuelle reposant sur les bougies à arc arrive à ses limites, et parmi les techniques non-conventionnelles de substitution, l'allumage laser par claquage non-résonant reposant sur des sources infrarouges compactes est particulièrement prometteur. Cette partie de la thèse décrit d'abord l'étude d'une chaîne amplificatrice laser délivrant à une cadence de 100 Hz des impulsions nanosecondes d'une énergie de 10 mJ puis les améliorations apportées pour accroître cette énergie jusqu'à 20 mJ. Les résultats obtenus sur chacun des étages amplificateurs sont validés par un modèle numérique qui permet de prendre en compte le régime transitoire de construction du gain dans un milieu amplificateur à pompage quasi continu. Cette partie de thèse propose aussi une modélisation numérique de la formation d'une lentille thermique dynamique résultant d'un pompage quasi continu à l'intérieur d'un milieu amplificateur. Enfin cette partie de thèse rend compte de deux campagnes d'essais sur le banc MERCATO au sein de l'ONERA. Lors de ces essais, cette source a été capable d'allumer pour la première fois un injecteur aéronautique dans des conditions de pressions et de température représentatives d'un allumage en haute altitude. Par ailleurs cette source nanoseconde valida un allumage à température et pression ambiante avec la même richesse qu'une bougie à arc classique. En conséquence la preuve fût faite que l'allumage laser par claquage non-résonnant est une alternative sérieuse et prometteuse à la bougie à arc. La deuxième partie de ce manuscrit porte sur l'étude d'un oscillateur paramétrique

optique (OPO) utilisant un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN) pompé par une source laser picoseconde. La pompe est un oscillateur laser fibré dopé ytterbium à blocage de mode passif en régime de dispersion normal capable de délivrer à une cadence de 108 MHz des impulsions centrées à 1035 nm ayant une puissance moyenne de 4 W et d'une durée de 1 ps. Cette durée peut être réduite à 380 fs en ajoutant un module de compression en sortie de ce laser composé de deux miroirs chirpés. L'OPO décrit dans ce manuscrit est destiné à compléter l'arsenal spectroscopique de la plateforme de spectroscopie moléculaire COLA du Laboratoire d'onde et matière d'Aquitaine. Cet OPO permet de convertir des impulsions pompe de 1 ps centrées à 1035 nm sur une gamme spectrale allant de 1,4 μm à 1,8 μm avec un taux de conversion pompe-signal de 30 %. Les impulsions générées par cet OPO sont systématiquement caractérisées spectralement et temporellement. Cette étude porte enfin sur un phénomène original permettant de générer des impulsions signal de courtes durée et (quasi) limitée par transformée de Fourier à partir d'impulsions pompe présentant du chirp temporelle. Cette autocompression est obtenue en ajustant le synchronisme des impulsions pompe et signal. L'OPO est ainsi capable de générer des impulsions signal ayant une durée de 220 fs ou 80 fs à partir d'impulsions pompe de 1 ps ou 380 fs. Bien que cette compression se fasse au détriment de la puissance moyenne de 20 à 40 %, le gain en puissance crête est de l'ordre d'un facteur trois.

Development of nanosecond, picosecond and femto-second laser sources and applications

This thesis is separated in two separate studies. The first part reports the study, the realization and the applications of a compact nanosecond laser amplifier chain for the ignition of turboshaft engines. Anxious to offer more efficient engines that respect the environmental constraints imposed by the legislation, engine manufacturers seek to extend the ignition range of their engines to low pressures and low temperatures while guaranteeing ignition with an air / kerosene mixture ratio the lowest possible. This would enable an engine to relight in flight. However, the current ignition technology based on arcing candles is reaching its limits, and among non-conventional surrogate techniques, non-resonant breakdown laser ignition based on compact infrared sources is particularly promising. This part of the thesis first describes the study of a laser amplifier chain delivering at a rate of 100 Hz, nanosecond pulses with an energy of 10 mJ and improvements to increase this energy up to 20 mJ. The results obtained on each of the amplifier stages are validated by a numerical model which makes it possible to take into account the transient gain generation scheme in a quasi continuous pumped amplified medium. This thesis part also proposes a numerical modeling of the formation of a dynamic thermal lens resulting from a quasi continuous pumping inside an amplified medium. Finally, this part of the thesis reports on two test campaigns on the MERCATO bench at ONERA. During these tests, this source was able to ignite for the first time an aeronautical injector under conditions of pressure and temperature representative of ignition at high altitude. Moreover, this nanosecond source validated an ignition at ambient temperature and ambient pressure with the same mixture ratio as in with a conventional arc candle. As a result, the proof was made that non-resonant breakdown ignition is a serious and promising alternative to the spark plug. The second part of this manuscript deals with the study of an optical parametric oscillator (OPO) using a periodically polarized lithium niobate crystal (PPLN) pumped by a picosecond laser source. The pump is an ytterbium doped fibered oscillator with passive mode-locking in normal dispersion mode capable

of delivering at a rate of 108 MHz ,pulses centered at 1035 nm with an average power of 4 W and a duration of 1 ps. This duration can be reduced to 380 fs by adding a compression module of two chirped mirrors at the output of this laser. The OPO described in this manuscript is intended to add up to the spectroscopic arsenal of the molecular spectroscopy platform COLA of the Laboratoire d'onde et matière d'Aquitaine. This OPO converts pump pulses of 1 ps centered at 1035 nm over a spectral range from 1.4 μm to 1.8 μm with a pump-signal conversion rate of 30 %. The pulses generated by this OPO are systematically characterized spectrally and temporally. Finally, this study deals with an original phenomenon allowing to generate short signal pulses and (quasi) limited by Fourier transform from pump pulses with temporal chirp. This self-compression is obtained by adjusting the synchronism of the pump and signal pulses. The OPO is thus able to generate signal pulses having a duration of 220 fs or 80 fs from pump pulses of 1 ps or 380 fs. Although this compression is done at the expense of the average power of 20 to 40 %, the gain in peak power is of the order of a factor of three.

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à Philippe Roy et Gabi-Daniel Stancu qui ont accepté d'être rapporteur de mon manuscrit ainsi que Jean Oberle pour avoir présidé le jury. Merci pour votre temps et pour votre intérêt. Je tiens également à remercier les membres invités ; d'abord Jérôme Degert pour son attention bienveillante tout au long de ma thèse ainsi que ses conseils toujours utiles. Ensuite Mikael Orain avec qui j'ai passé un mois intense sur le site du Fauga-Mauzac de l'ONERA. Malgré les pannes, les conditions climatiques extrêmes (pour un laser) et les divers problèmes en cascade, nous avons malgré tout réussi notre objectif (allumer le feu!), et ce dans une ambiance toujours chaleureuse.

Je veux exprimer toute ma gratitude à mon directeur de thèse Éric Freysz. Merci de m'avoir donné cette chance incroyable. Ta disponibilité, ta patience, ta pédagogie et d'une manière générale ta bienveillance quotidienne m'ont permis de traverser cette épreuve difficile de manière sereine. Merci.

Mon passage au Laboratoire d'Ondes et Matière d'Aquitaine s'est déroulé dans une ambiance exceptionnelle. Je voudrais donc remercier tous les membres du LOMA avec qui j'ai eu le privilège de travailler ou le plaisir d'échanger autour d'un café. Naturellement, j'ai noué des liens d'amitié avec certains que je souhaite remercier particulièrement. D'abord mes trois camarades Amine, Antonio et Minh. Amine, lorsque tu m'as proposé de nous réchauffer autour d'un feu d'éthanol sur un coin de ton bureau, j'ai tout de suite su qu'on s'entendrait bien. Mais quand tu as mis le feu à mon bureau et tes chaussures en même temps là j'ai compris qu'on serait très bon amis ! Antonio, toutes ces heures passées à débattre et polémiquer sur l'actualité, la science, l'art, le cinéma, le sport, les filles, les jedis et les siths, ... avec souvent Amine en

arbitre d'un match de mauvaise foi ont forgé une amitié solide. Même si j'ai souvent eu des envies de meurtre quand tu prenais des optiques ou des outils sans le dire ni les remettre à leur place, j'ai été ravi de travailler avec toi. Minh, l'homme qui reconnaît le genre de mes élèves à l'odeur de leurs copies (incroyable!), on a partagé des moments difficiles, moi ma fin de thèse où je m'arrachais les cheveux et toi ta rédaction où ... tu t'arrachais aussi les cheveux! On a finalement réussi et je suis fier d'être ton ami.

Je remercie aussi Mathilde qui a supporté d'être dans un bureau avec quatre mecs pas toujours très fin. Bon vent pour la suite. Valérian fils de ... Éric (!), aussi doué avec un clavier qu'avec un fer à souder, c'était super cool de passé cette fin de thèse avec toi. Enfin les deux derniers Frédérique et Zaicheng, encore un effort vous y êtes presque!

Je veux aussi remercier mes colocataires Arthur et Jonathan qui ont partagé ma vie pendant cette période. Quand on passe autant de temps ensemble, on est plus que des amis, on devient des frères. Il y a beaucoup trop de choses à dire sur ce qu'on a partagé. En vrac des rires, des larmes et beaucoup (trop?) de gueules de bois!

Enfin, je remercie mes parents et mon frère qui m'ont toujours soutenu. Je vous dédie ce manuscrit.

Table des matières

Introduction générale	13
1 Théories des systèmes lasers et introduction à l'optique non linéaire	15
1.1 Introduction	17
1.2 Rappels d'optique en propagation libre	17
1.2.1 L'onde sphérique solution des équations de Maxwell	17
1.2.2 Propagation libre d'une solution particulière : l'onde gaussienne	19
1.3 Les fibres et la propagation fibrée	21
1.3.1 Une fibre	21
1.3.2 Propagation fibrée	21
1.3.3 les fibres microstructurées	23
1.3.4 Les fibres double gaine	24
1.3.5 Les fibres à maintien de polarisation (PM)	25
1.3.6 Effets linéaires dispersifs dans les fibres	25
1.4 L'optique non linéaire	26
1.4.1 Génération par sommation de fréquence	27
1.4.2 Accord de phase et QPM	29
1.5 L'amplification laser	33
1.5.1 Régime de pompage	35
1.5.2 Amplification du signal	35
2 Développement d'un amplificateur nanoseconde laser à double étage	39
2.1 Introduction	41

2.1.1	Problématiques de l'allumage	41
2.1.2	Processus d'allumage laser	44
2.1.3	Claquage laser et formation d'un plasma	45
2.1.4	Cadre de la thèse	48
2.2	Le système CALAS	49
2.2.1	Description du système	49
2.2.2	Le projet ECLAIR	54
2.2.3	Résultats obtenus lors du projet CALAS	55
2.2.4	Le système CALAS au départ du projet ECLAIR	56
2.2.5	Augmentation du seuil d'ASE par pompage QCW	58
2.2.6	Simulation de l'amplificateur et comparaison avec le fonction- nement réel	60
2.2.7	Limites du système	66
2.3	Le système STANDA-Taranis-Nd :YAG : STY	67
2.3.1	La source STANDA amplifiée par l'amplificateur Nd :YAG . .	67
2.3.2	l'amplificateur à deux étages STY	69
2.3.3	Simulation de l'amplificateur STY	70
2.3.4	Le système STANDA-Taranis-Northrop : STN	71
2.3.5	Caractérisation de la lentille thermique	73
2.4	Campagnes d'essais d'allumage laser d'une chambre de combustion .	85
2.4.1	Introduction	85
2.4.2	Essais d'allumage sur le montage monosecteur	88
2.4.3	Essais d'allumage sur le montage trisecteur	91
2.5	Conclusion	102
3	Mise en œuvre d'une source laser picoseconde pour le pompage d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) femtoseconde	105
3.1	Introduction	107
3.1.1	Contexte	107
3.1.2	Travaux précédents	109

3.1.3	Objectifs du chapitre	111
3.2	L'oscillateur pompe à dispersion normale (ANDi)	112
3.2.1	Description du système	112
3.2.2	Caractéristiques de l'ANDi	113
3.2.3	Compression des impulsions	114
3.3	Application au pompage d'un OPO	115
3.3.1	Introduction	115
3.3.2	Caractérisation du cristal	117
3.3.3	Description de l'OPO	121
3.4	Fonctionnement en régime picoseconde	124
3.4.1	Performances à simple cadence ($1f$)	124
3.4.2	Performances à cadence doublée ($2f$)	128
3.4.3	Influence du désynchronisme	131
3.5	Fonctionnement en régime sub picoseconde	137
3.5.1	Performances à simple cadence ($1f$)	138
3.5.2	Performances à cadence doublée ($2f$)	140
3.5.3	Autocompression des impulsions signal	144
3.6	Conclusion	150
	Conclusion générale	151
	A Alignement de l'OPO	153
A.1	Pré-alignement de la cavité	153
A.2	Optimisation de l'oscillation	156

Introduction générale

Du nano, du pico et de la femtoseconde, des fortes énergies à basses puissances crêtes et des fortes puissances crêtes à basses énergies, des fibres, des "rod type", des cristaux non-linéaires périodiquement polarisés, ou de simples barreaux dopés, le tout dans des amplificateurs et des oscillateurs lasers ou paramétriques. La diversité des sujets abordés dans cette thèse vient de l'originalité de son financement. La première partie de ce travail est financée par la DGA dans le cadre du programme ASTRID (Accompagnement Spécifique des Travaux de Recherches et d'Innovation Défense) et administré par l'ANR, la deuxième partie est elle financée par la région dans le cadre des appels à projets recherche du conseil régional d'Aquitaine.

La première partie baptisée projet ECLAIR pour Etude d'une Cellule Laser d'Allumage Infra-Rouge, s'inscrit dans la continuité de la thèse de Guillaume Tison. Elle porte sur l'étude, la réalisation et les applications d'une chaîne amplificatrice laser compacte pour l'allumage de turbomoteurs [1]. Durant sa thèse, G. Tison a développé un premier prototype d'une chaîne amplificatrice laser, comprenant deux étages, capable d'allumer une chambre de combustion sur un banc d'essai de l'ONERA dans des conditions de températures et de pressions très favorables. Suite à ces résultats prometteurs, l'ONERA et le LOMA et la société Fybercryst se sont associées pour améliorer le système et permettre l'allumage de chambre de combustion dans des conditions de températures et de pressions beaucoup plus difficiles et contraignantes. La deuxième partie s'inscrit, elle aussi, dans la continuité des travaux entrepris au sein du LOMA lors de la thèse de Pierre Deslandes [2]. Ces travaux ont permis le développement d'un oscillateur fibré dopé ytterbium à blocage de mode passif en régime de dispersion normale ANDi (All Normal Dispersion). Ce laser ANDi délivre

à haute cadence (108 MHz) des impulsions picosecondes ou femtosecondes de forte puissance moyenne et crête. Il peut être utilisé en spectroscopie résolue en temps notamment si celui-ci pompe un système délivrant des impulsions accordable en longueur d'onde. Le but de la deuxième partie de cette thèse est de développer une source paramétrique délivrant des impulsions picosecondes ou femtosecondes accordables dans l'infrarouge.

L'organisation de cette thèse reflète cette singularité de financement. Après un premier chapitre donnant les outils théoriques nécessaires pour à la compréhension des différents phénomènes physiques étudié dans ce manuscrit, nous présentons dans le deuxième chapitre l'étude de l'allumeur laser. Ce chapitre est composé d'une large introduction détaillant les problématiques de l'allumage actuelles de chambres de combustion réalisées avec des bougies à arc. Dans un deuxième temps, nous explicitons les processus intervenant lors de l'allumage laser. Après avoir rappelé les principaux résultats obtenus lors des travaux antérieurs, nous décrivons les systèmes mis en place, leurs performances et leurs limites. Nous présentons également les simulations réalisées pour optimiser ces systèmes. Enfin nous détaillerons et discuterons les résultats obtenus lors des campagnes d'essais d'allumage laser réalisées à l'ONERA. Nous y présentons les installations mises à dispositions par l'ONERA ainsi que les résultats d'allumage de chambres de combustion dans différentes conditions de pressions et de températures.

Le dernier chapitre décrit le développement du système paramétrique délivrant des impulsions accordables en longueur d'onde pompé par le laser ANDi. Ce système est un oscillateur paramétrique optique (OPO) construit autour d'un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé. Après une introduction décrivant en détail le contexte de son élaboration, nous présentons dans ce chapitre les différentes étapes du développement de ce système ainsi que les résultats obtenus. Ces résultats portent en premier lieu sur les performances obtenues avec cet OPO notamment son rendement et la plage spectral d'accord. En second lieux, nous détaillerons la capacité de cet OPO à générer des impulsions femtosecondes comprimées à partir d'impulsions pompe présentant un étirement temporel.

Chapitre 1

Théories des systèmes lasers et introduction à l'optique non linéaire

Sommaire

1.1	Introduction	17
1.2	Rappels d'optique en propagation libre	17
1.2.1	L'onde sphérique solution des équations de Maxwell	17
1.2.2	Propagation libre d'une solution particulière : l'onde gaussienne	19
1.3	Les fibres et la propagation fibrée	21
1.3.1	Une fibre	21
1.3.2	Propagation fibrée	21
1.3.3	les fibres microstructurées	23
1.3.4	Les fibres double gaine	24
1.3.5	Les fibres à maintien de polarisation (PM)	25
1.3.6	Effets linéaires dispersifs dans les fibres	25
1.4	L'optique non linéaire	26
1.4.1	Génération par sommation de fréquence	27
1.4.2	Accord de phase et QPM	29
1.5	L'amplification laser	33
1.5.1	Régime de pompage	35
1.5.2	Amplification du signal	35

1.1 Introduction

Ce chapitre présente quelques éléments théoriques généraux nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques étudiés dans ce manuscrit.

1.2 Rappels d'optique en propagation libre

1.2.1 L'onde sphérique solution des équations de Maxwell

Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu homogène est soumise aux relations de Maxwell :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4)$$

Avec \vec{E} et \vec{H} les champs électrique et magnétique, et \vec{D} et \vec{B} leurs inductions. \vec{J} représente la densité de courant. Les termes de champs sont reliés à leur densité de flux par :

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (1.5)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (1.6)$$

Avec ε et μ la permittivité et la perméabilité du milieu traversé et \vec{P} la polarisation induite par le champ électrique représentant une perturbation dans la réponse supposée dipolaire électrique du milieu au champ électrique. La polarisation induite et la densité de courant sont reliées au champ électrique par les relations suivantes :

$$\vec{P} = \varepsilon \cdot \chi(\omega) \cdot \vec{E} \quad (1.7)$$

$$\vec{J} = \sigma(\omega) \cdot \vec{E} \quad (1.8)$$

Avec $\chi(\omega)$ et $\sigma(\omega)$ le tenseur de susceptibilité et la conductivité électrique du milieu. La susceptibilité électrique est reliée à l'indice du milieu par la relation :

$$n(\omega) = \sqrt{1 + \Re(\chi(\omega))} \quad (1.9)$$

De ces relations on en déduit l'équation scalaire complexe de propagation de Helmholtz qui gouverne une telle onde :

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 \left(1 + \chi(\omega) - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right) \cdot E(x, y, z) = 0 \quad (1.10)$$

Avec $k = n(\omega)\omega/c$. Si on suppose que le champ électrique solution de cette équation prend la forme suivante :

$$E(z) = E_0 \times e^{-\Gamma z} \quad (1.11)$$

Avec Γ une constante de propagation complexe qui s'écrit :

$$\Gamma^2 = -k^2 \left(1 + \chi(\omega) - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}\right) \quad (1.12)$$

$$\text{Soit } \Gamma = jk \sqrt{1 + \chi(\omega)' + j\chi(\omega)'' - j \frac{\sigma}{\omega \epsilon}} \quad (1.13)$$

Les termes de susceptibilités et de pertes ont généralement des amplitudes très inférieures à 1. On peut donc développer Γ sous la forme :

$$\Gamma = jk + j \frac{k}{2} \chi(\omega)' - \frac{k}{2} \chi(\omega)'' + \frac{\sigma}{2\omega \epsilon} \quad (1.14)$$

le champ électrique scalaire d'une onde se propageant selon la direction $+z$ prendre la forme suivante [3] :

$$E(z) = E_0 \cdot \exp \left(j\omega t - jkz + \frac{jk\chi(\omega)'z + k\chi(\omega)''z}{2} - \frac{\sigma}{2\omega \epsilon} z \right) \quad (1.15)$$

Avec χ' et χ'' les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité électrique du milieu. Sans prendre en compte le terme d'oscillation temporelle, on distingue quatre termes

caractéristiques. Le premier exprime la propagation classique selon z . Le deuxième proportionnel à χ' est un terme de phase. Le troisième proportionnel à χ'' est suivant son signe un coefficient de gain (lors d'une émission) ou perte (lors d'une absorption) atomique et enfin le terme proportionnel à σ est un terme de perte ohmique lié à la conductivité du milieu.

1.2.2 Propagation libre d'une solution particulière : l'onde gaussienne

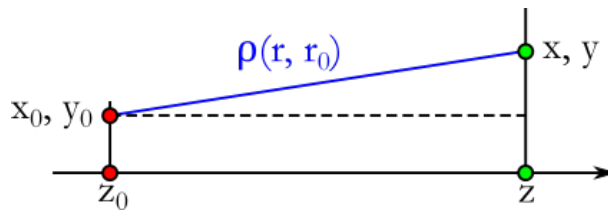


FIGURE 1-1 – Schéma de principe de l'approximation de Fresnel

Depuis l'expression générale (1.11) on s'intéresse plus précisément à l'expression scalaire d'une onde sphérique (Fig. 1-1). L'expression du champ d'une telle onde en coordonnées sphériques vue en un point de coordonnée radiale r d'un point source r_0 est :

$$E(r, r_0) \propto \frac{\exp(-jk\rho(r, r_0))}{\rho(r, r_0)} \quad (1.16)$$

En s'appuyant sur l'approximation de Fresnel ($z \gg x, y$ illustré en Fig. 1-1), nous pouvons développer le terme $\rho(r, r_0)$ en séries de la manière suivante :

$$\rho(r, r_0) = z - z_0 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{2(z - z_0)} \quad (1.17)$$

Ceci permet de définir le rayon de courbure du front de l'onde sphérique $R(z)$:

$$R(z) = R_0 + z - z_0 \quad (1.18)$$

où R_0 est le rayon de courbure de l'onde dans le plan z_0 . Le long de l'axe z en ôtant

un complexe arbitraire q_0 à z_0 , nous pouvons définir un rayon de courbure complexe $q(z)$ de l'onde sphérique par :

$$q(z) = q_0 + z - z_0 \quad (1.19)$$

En séparant les parties réelle et imaginaire de la quantité suivante :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{q_r(z)} - j \frac{1}{q_i(z)} \quad (1.20)$$

nous obtenons l'équation de propagation d'une onde sphérique depuis une source complexe :

$$E(x, y, z) \propto \frac{1}{q(z)} \exp \left(-jk \frac{x^2 + y^2}{2q_r(z)} - k \frac{x^2 + y^2}{2q_i(z)} \right) \quad (1.21)$$

Cette expression possède désormais un terme exponentiel purement imaginaire correspondant à un front d'onde quadratique (autrement dit une onde avec un rayon de courbure réel) et un terme purement réel décrivant la variation transverse d'amplitude sous forme d'une gaussienne. Nous pouvons donc réécrire l'équation (1.18) de manière plus appropriée en faisant apparaître la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne transverse d'amplitude de cette onde que nous appellerons waist (w) par la suite :

$$E(x, y, z) \propto \frac{1}{q(z)} \exp \left(-jk \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} - \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right) \quad (1.22)$$

En comparant les équations (1.18) et (1.19) nous remarquons que le waist et le rayon de courbure de l'onde sont définis par le rayon de courbure complexe $q(z)$ de l'onde [3] :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j\lambda \frac{1}{\pi w^2(z)} \quad (1.23)$$

1.3 Les fibres et la propagation fibrée

1.3.1 Une fibre

Une fibre optique classique à saut d'indice possède une partie interne en silice pouvant être dopée avec une terre rare appelée cœur de rayon a possédant un indice n_c entourée d'une gaine en silice de rayon b possédant un indice légèrement inférieur n_g . Cet ensemble est protégé par une couche en polymère (Fig. 1-2).

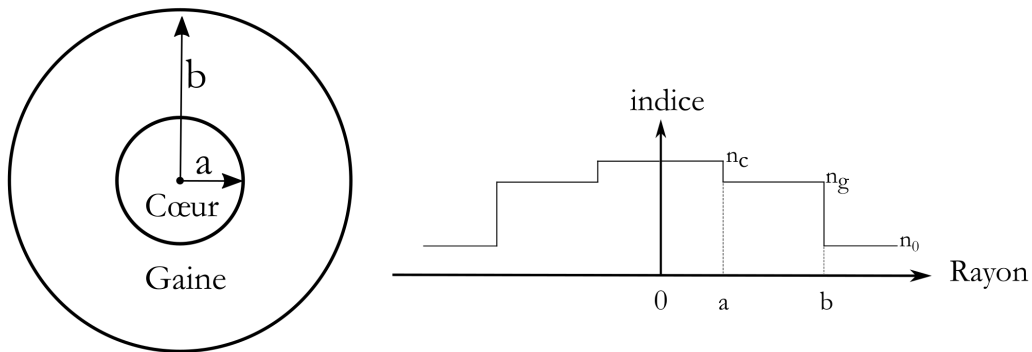


FIGURE 1-2 – Schéma de principe d'une vue de tranche d'une fibre à saut d'indice accompagné de son profil d'indice. n_0 désigne l'indice extérieur, n_g l'indice de la gaine, et n_c l'indice du cœur.

1.3.2 Propagation fibrée

Nous repartons de l'équation de Helmholtz (1.10) que nous exprimons en coordonnées cylindriques pour mieux représenter la géométrie d'une fibre :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(r, \omega)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{E}(r, \omega)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}(r, \omega)}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}(r, \omega)}{\partial z^2} + k^2 \tilde{E}(r, \omega) = 0 \quad (1.24)$$

Avec $\tilde{E}(r, \omega)$ la transformée de Fourier du champ $E(r, t)$. Une solution générale est obtenue par la méthode de séparation des variables :

$$\tilde{E}(r, \omega) = A(\omega)F(r)e^{jm\phi}e^{j\beta z} \quad (1.25)$$

Ici A caractérise la dépendance fréquentielle, β est la constante de propagation de la fibre, m est un entier, et F caractérise le profil transverse de l'onde et est solution de :

$$\frac{d^2 F(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF(r)}{dr} + \left(k_i^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F = 0 \quad (1.26)$$

Avec $k_i = n_i \frac{\omega}{c}$ (n_i étant égal à l'indice du cœur ($r \leq a$ le rayon du cœur de la fibre) ou de la gaine de la fibre). Cette équation de Bessel à pour solution :

$$F(r) = J_m(pr), \quad r \leq a \quad (1.27)$$

$$F(r) = K_m(qr), \quad r > a \quad (1.28)$$

J_m et K_m sont les fonctions de Bessel et Bessel modifiées, et p et q sont définis par :

$$p = \sqrt{k_c^2 - \beta^2} \quad (1.29)$$

$$q = \sqrt{\beta^2 - k_g^2} \quad (1.30)$$

$$p^2 + q^2 = (n_c^2 - n_g^2) k_0^2 \quad (1.31)$$

La condition pour que seuls des modes transverses électrique ou magnétique (TE ou TM) subsistent et se propagent dans la fibre est que $m = 0$. De plus ces modes ont chacun une fréquence de coupure dépendante de la valeur de p lorsque $q = 0$. Cette valeur de $p = p_c$ doit satisfaire $J_0(pa) = 0$. Nous définissons donc depuis l'équation (1.31) une fréquence de coupure normalisée :

$$V_c = p_c a = k_0 a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = 2.405 \quad (1.32)$$

Ce paramètre V_c est un critère de dimensionnement de fibre. Il est aisé de trouver depuis V_c la longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2\pi/k_0$ avec $V_c = 2.405$. Ce mode fondamental caractérisé, nous pouvons revenir à l'expression approximée de F , la

fonction caractérisant la distribution transverse du mode :

$$F(r) = J_0(pr), \quad r \leq a \quad (1.33)$$

$$F(r) = \sqrt{\frac{a}{r}} J_0(pa) e^{-q(r-a)} \quad r > a \quad (1.34)$$

Le champ est donc évanescant à l'extérieur du cœur. À l'intérieur, nous pouvons approximer sa distribution par une gaussienne classique dont le waist est dépendant du rayon a du coeur de la fibre. Pour un paramètre V compris entre 1,2 et 2,4, le waist peut être déterminé avec une incertitude $< 1\%$ grâce à la formule :

$$\frac{w}{a} \approx 0.65 + 1.619V^{-3/2} + 2.879V^{-6} \quad (1.35)$$

1.3.3 les fibres microstructurées

Une fibre optique microstructurée dont le schéma de principe est présenté sur la figure 1-3 est définie par le diamètre d des trous d'air et la période Λ de la microstructure. Le rayon du cœur est défini par :

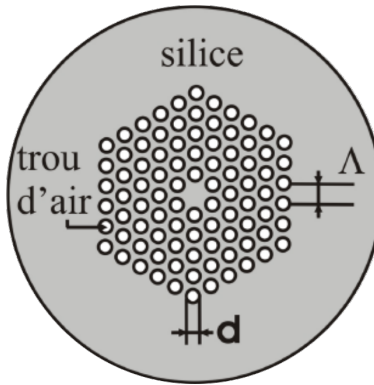


FIGURE 1-3 – Schéma de principe d'une vue de tranche d'une fibre microstructurée

$$a_{eff} = \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \quad (1.36)$$

et sa fréquence de coupure est définie par :

$$V = \sqrt{U^2 + W^2} < 2,405 \quad (1.37)$$

Avec U et W sa phase transverse et son atténuation normalisées :

$$U = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} \quad (1.38)$$

$$W = \frac{2\pi}{\lambda} a_{eff} \sqrt{n_{eff}^2 - n_g^2} \quad (1.39)$$

$$\text{Avec } n_{eff} = \frac{\beta(\omega)c}{\omega} \quad (1.40)$$

Ces fibres possèdent trois domaine de fonctionnement modales suivant l'évolution de la longueur d'onde normalisée λ/Λ en fonction du diamètre de trous d'air normalisé d/Λ [2] (Fig. 1-4). Parmi les trois domaines présentés sur la figure 1-4, le domaine de

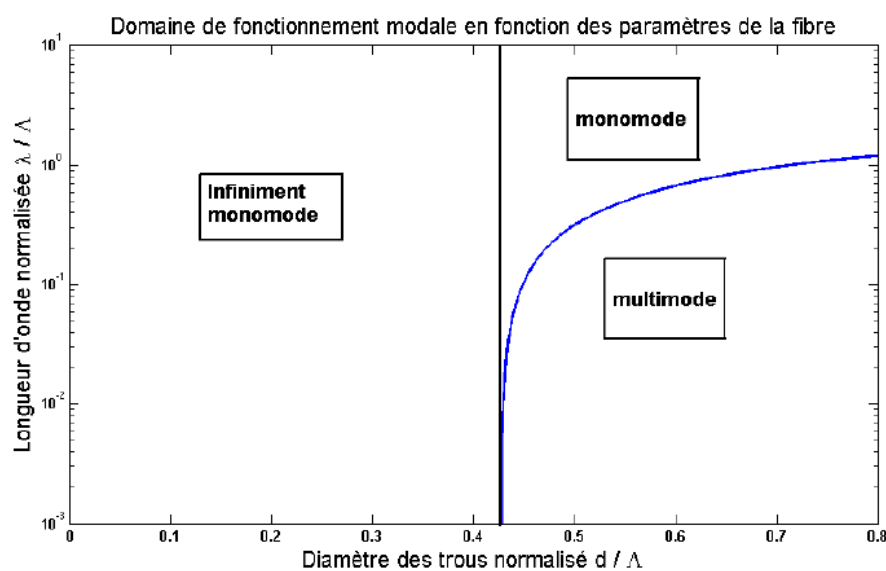


FIGURE 1-4 – Caractéristiques modales d'une fibre microstructurée [2].

propagation infiniment monomode est propre aux fibres microstructurées et n'existe pas dans les fibres à saut d'indices.

1.3.4 Les fibres double gaine

Ce design de fibre double gaine (ou DC pour double clad) est principalement utilisé pour des systèmes amplificateurs. Une telle fibre est composée d'un cœur dopé assurant la propagation monomode du signal à amplifier. Ce cœur est entouré d'une première gaine d'indice inférieur à celui du cœur permettant le guidage du signal se

propageant dans le cœur. Une seconde gaine d'indice inférieur entoure la première et permet le guidage multimode de l'onde pompe qui recouvre la première gaine (Fig. 1-5).

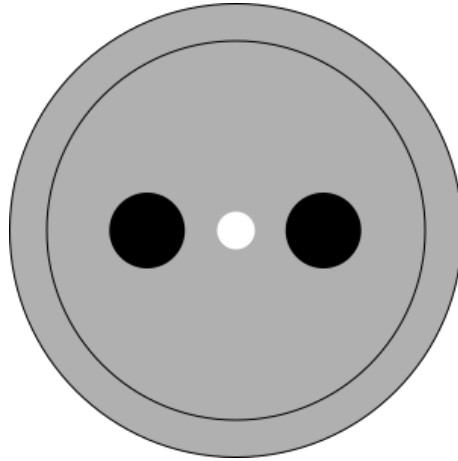


FIGURE 1-5 – Schéma de principe d'une vue de tranche d'une fibre DC-PM

1.3.5 Les fibres à maintien de polarisation (PM)

Une fibre peut subir des contraintes extérieures (mécaniques ou thermiques généralement) localisées qui induisent une biréfringence aléatoire le long de la fibre et dépolarisent le signal guidé. Pour s'affranchir de cette biréfringence non contrôlée, on insère autour du cœur deux barreaux de contraintes qui vont augmenter la biréfringence de la fibre. Cette biréfringence fixe rend négligeables les contraintes extérieures (Fig. 1-5).

1.3.6 Effets linéaires dispersifs dans les fibres

La dispersion dans une fibre optique résulte principalement de la variation de l'indice du milieu à la fréquence d'excitation. Cette dépendance s'exprime dans le développement en série de Taylor de la constante de propagation β du milieu autour

de la fréquence centrale d'excitation ω_0 :

$$\beta(\omega) = \sum_{n=0}^{\text{inf}} \frac{1}{n!} \beta_n (\omega - \omega_0)^n \quad (1.41)$$

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.42)$$

Le premier ordre β_1 prend en compte la vitesse de groupe v_g de l'enveloppe de l'impulsion :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1.43)$$

le deuxième terme β_2 permet de décrire la dispersion de la vitesse de groupe (DVG) :

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (1.44)$$

1.4 L'optique non linéaire

Les éléments théoriques établis à partir de l'équation de Helmholtz (1.10) précédemment ne prenaient en compte qu'une réponse linéaire du milieu à la stimulation de l'onde électromagnétique. Cette hypothèse n'est valable que pour des valeurs de champs raisonnables. Si maintenant le champ électrique interagissant avec le milieu est important alors le régime de réponse du milieu n'est plus linéaire. On peut estimer la réponse non linéaire du matériau est comparable à la réponse linéaire lorsque l'amplitude du champ électrique appliqué au matériau est de l'ordre de la valeur du champ électrique atomique caractéristique $E_{at} = e/(4\pi\epsilon_0 a_0^2)$, où $-e$ est la charge de l'électron et $a_0 = 4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / me^2$ est le rayon atomique de Bohr de l'atome d'hydrogène [4]. On trouve numériquement $E_{at} = 5,14 \cdot 10^{11}$ V/m. La polarisation induite caractéristique de la réponse du milieu doit alors être développée en puissance du champ électrique

incident de la manière suivante [4] :

$$P(\omega) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E(\omega) + \chi^{(2)} E^2(\omega) + \dots) \quad (1.45)$$

$$\text{Soit } P(\omega) = P^{(1)}(\omega) + P^{(NL)}(\omega) \quad (1.46)$$

Dans cette nouvelle expression de la polarisation, $P^{(1)}$ représente la composante linéaire de la polarisation et $P^{(NL)}$ sa composante non linéaire. Avec cette nouvelle expression de la polarisation, nous obtenons une nouvelle forme de l'équation d'onde prenant en compte ces deux réponses. Dans le cas d'un milieu dispersif, nous obtenons une équation que satisfont les différentes composantes spectrales de l'onde incidente :

$$\Delta E_n - \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 E_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{n,NL}}{\partial t^2} \quad (1.47)$$

$$\epsilon^{(1)} = n^2(\omega) \quad (1.48)$$

1.4.1 Génération par sommation de fréquence

Considérons une onde incidente sur un milieu non linéaire composée de deux fréquences distinctes ω_1 et ω_2 définies par :

$$E(z, t) = E_1(z)e^{-j\omega_1 t} + E_2(z)e^{-j\omega_2 t} + c.c. \quad (1.49)$$

$$E_i(z) = A_i e^{jk_i z} \quad (1.50)$$

$$(1.51)$$

Où $c.c.$ est le complexe conjugué. De manière générale la polarisation non linéaire d'ordre deux résultante $P^{(2)}$ se développe de la manière suivante :

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1^2 e^{-2j\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2j\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-j(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-j(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c.) \\ &+ 2\epsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) \end{aligned} \quad (1.52)$$

Si on exprime cette forme comme suit :

$$P^{(2)} = \sum_n P^{(2)} e^{-j\omega_n t} \quad (1.53)$$

alors nous pouvons faire correspondre chaque terme de l'équation aux effets non linéaires typiques du mélange d'ondes. Ainsi la génération par somme de fréquence (SFG) correspond au terme d'amplitude :

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (1.54)$$

Considérons maintenant le cas illustré en (Fig. 1-6) où deux ondes de fréquence centrale ω_1 et ω_2 interagissent dans un milieu non linéaire pour donner par SFG une onde centrée sur la fréquence $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. L'amplitude de la polarisation non linéaire est

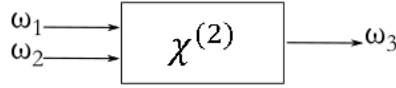


FIGURE 1-6 – Génération par sommation de fréquence.

alors définie par :

$$P_3 = 4\epsilon_0 d_{eff} E_1 E_2 \quad (1.55)$$

Où d_{eff} est le coefficient non linéaire scalaire effectif du milieu prenant en compte les différents termes du tenseur $\chi^{(2)}$. Si nous nous rappelons que le champ de l'onde centrée à ω_3 qui s'écrit :

$$E_3(z, t) = A_3 e^{j(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (1.56)$$

est solution de l'équation (1.47), nous avons :

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2jk_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{-4d_{eff}\omega_3^2}{c^2} A_1 A_2 e^{j(k_1 + k_2 - k_3)z} \quad (1.57)$$

Avec $k_3 = \epsilon^{(1)}(\omega_3)\omega_3^2/c^2$. Si la condition d'enveloppe lentement variable est applicable à l'onde résultante 3 (cas où la variation d'amplitude A_3 est $\ll 1$ lors d'un incrément en z de l'ordre de λ_3) alors :

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} \ll k_3 \frac{dA_3}{dz} \quad (1.58)$$

En écrivant le désaccord de phase Δk :

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 \quad (1.59)$$

L'équation d'amplitude couplée de l'onde résultante s'écrit :

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2jd_{eff}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{j\Delta k z} \quad (1.60)$$

Cette forme est similaire pour les deux ondes A_1 et A_2 :

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2jd_{eff}\omega_1^2}{k_1 c^2} A_3 A_2^* e^{-j\Delta k z} \quad (1.61)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{2jd_{eff}\omega_2^2}{k_2 c^2} A_3 A_1^* e^{-j\Delta k z} \quad (1.62)$$

1.4.2 Accord de phase et QPM

Intéressons-nous maintenant à l'influence du paramètre d'accord de phase Δk sur l'efficacité des processus de conversion (dans notre cas la SFG). Si on suppose que l'amplitude des ondes A_1 et A_2 est constante, l'amplitude du champ de l'onde résultante en sortie du milieu non linéaire s'écrit :

$$A_3(L) = \frac{2jd_{eff}\omega_3^2 A_1 A_2}{k_3 c^2} \int_0^L e^{j\Delta k z} dz = \frac{2jd_{eff}\omega_3^2 A_1 A_2}{k_3 c^2} \left(\frac{e^{j\Delta k L} - 1}{j\Delta k} \right) \quad (1.63)$$

L'intensité du champ est donnée de manière générale par la moyenne temporelle du vecteur de Poynting de ce champ :

$$I_{i=1,2,3} = 2n_i \epsilon_0 c |A_i|^2 \quad (1.64)$$

L'intensité de l'onde résultante est donc :

$$I_3 = \frac{8n_3\epsilon_0 d_{eff}^2 \omega_3^4 |A_1|^2 |A_2|^2}{k_3^2 c^3} \left| \frac{e^{j\Delta k L} - 1}{\Delta k} \right|^2 \quad (1.65)$$

Le dernier facteur peut être réécrit sous la forme :

$$\left| \frac{e^{j\Delta k L} - 1}{\Delta k} \right|^2 = L^2 \left(\frac{e^{j\Delta k L} - 1}{\Delta k L} \right) \left(\frac{e^{-j\Delta k L} - 1}{\Delta k L} \right) = L^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right)}{\left(\frac{\Delta k L}{2} \right)^2} \quad (1.66)$$

L'intensité de l'onde résultante est donc une fonction sinus cardinale de l'accord de phase :

$$I_3 = I_3^{(max)} \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (1.67)$$

Avec

$$I_3^{(max)} = \frac{8d_{eff}^2 \omega_3^2 I_1 I_2}{n_1 n_2 n_3 \epsilon_0 c^2} L^2 \quad (1.68)$$

La condition $\Delta k = 0$ est donc cruciale pour obtenir une conversion efficace. Dans ce cas l'intensité de l'onde générée est proportionnelle au produit des intensités des ondes génératrices ce qui donne bien un processus non linéaire quadratique. Si toutefois $\Delta k \neq 0$ alors l'intensité de l'onde 3 varie sinusoidalement en fonction de la longueur parcourue dans le milieu. À la valeur $L_{coh} = 2/\Delta k$ appelée longueur de cohérence, l'onde 3 est en opposition de phase avec ses termes sources ce qui entraine l'apparition d'interférences destructives. Il faut atteindre la position $2L_{coh}$ pour revenir à un cycle constructif. Nous remarquons aussi que L_{coh} est inversement proportionnelle à Δk . Ainsi plus le désaccord de phase est faible, plus l'effet non linéaire est important.

Néanmoins cette condition n'est pas évidente à obtenir. La condition d'accord de phase peut être réécrite de la manière suivante :

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 = \frac{n_1 \omega_1}{c} + \frac{n_2 \omega_2}{c} - \frac{n_3 \omega_3}{c} = 0 \quad (1.69)$$

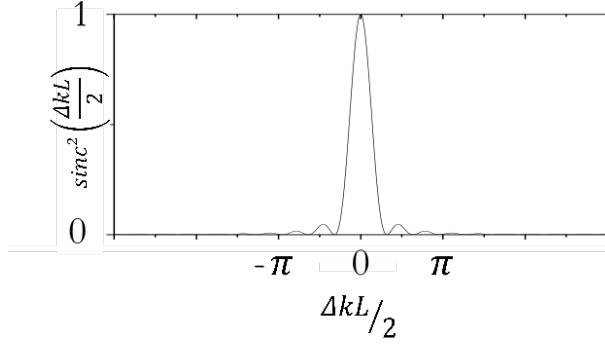


FIGURE 1-7 – Facteur d'accord de phase en fonction du désaccord de phase

Ce qui mène à :

$$n_3\omega_3 = n_1\omega_1 + n_2\omega_2 \quad (1.70)$$

Soit encore :

$$n_3 = \frac{n_1\omega_1 + n_2\omega_2}{\omega_3} \quad (1.71)$$

Si on soustrait n_2 à cette équation on obtient :

$$n_3 - n_2 = \frac{n_1\omega_1 + n_2(\omega_3 - \omega_2)}{\omega_3} \quad (1.72)$$

Comme $\omega_3 - \omega_2 = \omega_1$ nous trouvons donc :

$$n_3 - n_2 = n_1 - n_2 \frac{\omega_1}{\omega_3} \quad (1.73)$$

Si nous supposons que les fréquences des ondes sont ordonnées tel que $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$, alors du fait de la dispersion normale, les indices de réfraction $n_{i=1,2,3}$ sont rangés dans le même ordre. L'équation (1.73) a donc un terme positif à sa gauche et négatif à sa droite et ne peut donc pas admettre de solution. Il est donc impossible (hormis utiliser les propriétés de dispersion anormales du milieu) de réaliser un accord de phase dans un milieu non linéaire ordinaire. L'une des solutions est de s'appuyer sur la biréfringence du milieu. Un milieu biréfringent possède deux axes orthogonaux d'in-

dices nommés ordinaire et extraordinaire n_o et n_e suivant la direction de polarisation de l'onde incidente. On peut définir deux manières d'atteindre l'accord de phase, soit le type I où les ondes 1 et 2 ont la même polarisation, soit le type II où les polarisations des ondes 1 et 2 sont orthogonales. Néanmoins cette technique présente plusieurs inconvénients. Elle ne peut être obtenue que dans des matériaux biréfringents qui ne possède pas forcément un coefficient non linéaire très important (d_{eff}), et bien souvent l'orientation du cristal nécessaire pour assurer un accord de phase n'est pas celle qui optimise le d_{eff} . Enfin des phénomènes de double réfraction peuvent apparaître suivant la polarisation des ondes en jeu entraînant ainsi une séparation spatiale des faisceaux au cours de la propagation.

Quasi accord de phase

Une alternative à l'accord de phase basé sur la biréfringence est celle du quasi-accord de phase. Plutôt que d'avoir un $\Delta k = 0$, on peut également corriger périodiquement le déphasage de l'onde générée avec ses génératrices. Pour cela on utilise des matériaux ferroélectriques dans lesquels on a créé une structure de domaines de polarité alternée. Ainsi lorsqu' une onde traverse ce milieu d'un domaine à un autre, elle voit un d_{eff} de signe opposé (Fig. 1-8). Ce changement de signe est équivalent à tourner de π la phase relative entre les termes sources produits par les ondes 1 et 2 et l'onde résultante 3. La longueur d'un domaine correspondant à la période du milieu est $\Lambda = 2L_{coh}$. For-

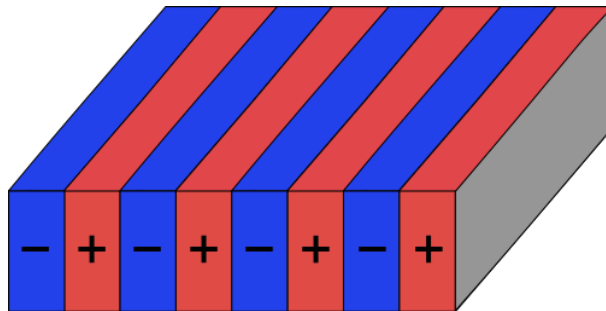


FIGURE 1-8 – Milieu ferroélectrique avec ces domaines périodiquement polarisés

mnellement le d_{eff} supposé constant lors de la propagation doit être remplacé par une

fonction décrivant la dépendance spatiale du coefficient de couplage non linéaire $d(z)$:

$$d(z) = d_{eff} \frac{|\cos(2\pi z/\Lambda)|}{\cos(2\pi z/\Lambda)} \quad (1.74)$$

Le système d'équations couplées décrivant la variation longitudinale d'amplitude des trois ondes devient alors [4] :

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{2j\omega_1 d_{qpm}}{n_1 c} A_3 A_2^* \exp(-j(\Delta k_{qpm} - 2k_{qpm})z) \quad (1.75)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{2j\omega_2 d_{qpm}}{n_2 c} A_3 A_1^* \exp(-j(\Delta k_{qpm} - 2k_{qpm})z) \quad (1.76)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{2j\omega_3 d_{qpm}}{n_3 c} A_1 A_2 \exp(-j\Delta k_{qpm}z) \quad (1.77)$$

Ici $d_{qpm} = (2/\pi)d_{eff}$ est le nouveau coefficient de couplage, $k_{qpm} = 2\pi/\Lambda$ est la correction de phase apportée par le réseau et $\Delta k_{qpm} = k_1 + k_2 - k_3 + k_{qpm}$ est le quasi-désaccord de phase.

1.5 L'amplification laser

Un amplificateur laser est composé d'un milieu amplificateur qui sert d'intermédiaire au transfert d'énergie d'un système de pompage vers un signal laser à amplifier. La pompe vient exciter les atomes du milieu amplificateur depuis leur niveau d'énergie fondamental E_1 vers un niveau d'énergie supérieur intermédiaire E_2^+ de très courte durée de vie (de l'ordre de la nanoseconde). Les atomes se dés excitent alors vers le niveau supérieur de la transition laser du signal E_2 . Ce niveau E_2 est généralement un état métastable et possède une durée de vie plus longue que le niveau intermédiaire excité (de l'ordre de la micro ou milliseconde). Une fois l'inversion de population atteinte (lorsque la population du niveau E_2 est supérieure à celle du niveau E_1), le signal peut alors être amplifié lors de son passage dans le milieu amplificateur par émission stimulée. Pour optimiser cette inversion de population, certains milieux amplificateurs ont le niveau d'arrivée de la transition laser différent du fondamental pour annuler l'absorption du signal par le milieu amplificateur. Ces milieux amplificateurs

sont ainsi grossièrement répartis en trois catégories : les systèmes à trois niveaux, à quatre niveaux, et quasi trois niveaux (Fig. 1-9). L'équation d'état d'un amplificateur

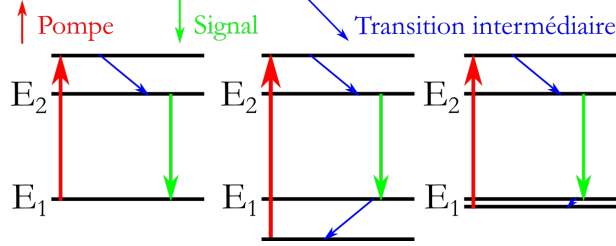


FIGURE 1-9 – Schéma d'un système à trois, quatre et quasi trois niveaux.

nécessite en théorie de prendre en compte l'ensemble des niveaux d'énergies impliqués. Néanmoins les temps de vies des niveaux intermédiaires étant courts devant la durée de vie du niveau E_2 , nous limiterons l'étude au cas particulier qui nous intéresse. Nous considérons donc un milieu amplificateur simplifié dont les atomes ne peuvent qu'admettre seulement deux niveaux d'énergies fondamental et excité E_1 et E_2 . Ce milieu est excité par une impulsion laser pompe d'intensité I_P à la fréquence ν_P . Le signal amplifié possède une intensité I_S et une fréquence ν_S . Les sections efficaces d'absorption et d'émission du signal et de la pompe sont notées $\sigma_{abs,em}^{S,P}$. Nous notons les populations d'atomes relaxés et excités par unité de volume (cm^3) en fonction du temps $N_1(t)$ et $N_2(t)$. L'évolution temporelle de ces populations est décrite par les équations suivantes [3] :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(t)}{dt} &= \left(\sigma_{abs}^P N_1(t) - \sigma_{em}^P N_2(t) \right) \frac{I_P}{h\nu_P} \\ &+ \left(\sigma_{abs}^S N_1(t) - \sigma_{em}^S N_2(t) \right) \frac{I_S}{h\nu_S} - \frac{N_2(t)}{\tau_{rad}} \end{aligned} \quad (1.78)$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\frac{dN_2(t)}{dt} \quad (1.79)$$

$$N_t = N_1(t) + N_2(t) \quad (1.80)$$

Notre étude porte sur l'amplification d'impulsions signal nanoseconde. Nous considérons que la phase d'amplification du signal est instantanée et nous découplerons la phase de pompage du milieu de la phase d'amplification du signal.

1.5.1 Régime de pompage

Dans ce régime, seule la pompe est en interaction avec le milieu amplificateur. On doit réécrire l'équation 1.78 en posant $I_S = 0$:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \left(\sigma_{abs}^P N_1(t) - \sigma_{em}^P N_2(t) \right) \frac{I_P}{h\nu_p} - \frac{N_2(t)}{\tau_{rad}} \quad (1.81)$$

On définit $I_P^{(sat)}$ comme étant l'intensité de pompe à partir de laquelle le gain sature.

$$I_P^{(sat)} = \frac{h\nu_p}{\left(\sigma_{abs}^P + \sigma_{em}^P \right) \tau_{rad}} \quad (1.82)$$

En tenant compte des équations 1.80 et 1.82 dans l'équation (1.78)

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \sigma_{abs}^P N_1 \frac{I_P}{h\nu_p} - \frac{N_2(t)}{\tau_{rad}} \left(1 + \frac{I_P}{I_P^{(sat)}} \right) \quad (1.83)$$

Cette dernière équation décrit l'évolution temporelle de l'état du milieu amplificateur.

1.5.2 Amplification du signal

La partie précédente décrit l'évolution du milieu lors de sa phase de pompage en l'absence d'amplification. L'état final du système est donné par ses populations dans les niveaux 1 et 2 à la fin du temps de pompage. Après cette phase de pompage, nous injectons une impulsion signal dans le système. Nous supposons que la durée de cette impulsion est très courte par rapport à la durée de vie du niveau excité du milieu. Par ailleurs, nous considérons que le milieu amplificateur est suffisamment fin pour que la propagation de l'onde soit quasi-instantanée. À l'entrée du milieu, on considère que l'énergie de l'impulsion signal est E_{in} à la fréquence ν_l . Cette impulsion se propage dans un milieu de section S et de longueur z possédant une énergie stockée disponible à la fréquence signal :

$$E_{sto} = h\nu_l N_2 S z \quad (1.84)$$

Nous introduisons également la densité d'énergie de saturation J_{sat} :

$$J_{sat} = \frac{h\nu_l}{\sigma_{em}^L} \quad (1.85)$$

L'énergie de sortie du système est alors donné par :

$$E_{out} = E_{in} e^{\sigma_{em}^L N_2 z} = E_{in} e^{\frac{E_{sto}}{J_{sat} S}} \quad (1.86)$$

Cette relation n'est valide que lorsque la différence entre l'énergie extraite et l'énergie du signal est petite devant l'énergie stockée. Soit si :

$$E_{in} \ll \frac{E_{sto}}{e^{\frac{E_{sto}}{J_{sat} S}} - 1} \quad (1.87)$$

La relation 1.86 ne prend pas en compte le fait qu'un atome désexcité n'est plus disponible pour l'amplification [3]. Ainsi on peut potentiellement avoir une énergie extraite supérieure à l'énergie stockée. Pour décrire cette diminution de la population d'atomes excités après leur contribution à l'amplification nous utilisons la relation démontrée par Estable [5]

$$E_{out} = J_{sat} S \log \left(1 + e^{\sigma_{em}^L N_2 z} \left(e^{\frac{E_{in}}{J_{sat} S}} - 1 \right) \right) \quad (1.88)$$

Émission spontanée amplifiée (ASE)

Lors de la phase de pompage, une partie des atomes se désexcitent et génèrent des photons à la fréquence ν_{ASE} . Cette émission spontanée est régie par la loi ([3]) :

$$N_{spontanee}(t) = N_2(t=0) \left(1 - e^{\frac{-t}{\tau_{rad}}} \right) \quad (1.89)$$

Cette émission est incohérente et isotrope. De ce fait une partie des photons spontanés est émise dans l'angle solide de guidage de l'amplificateur. Ces photons bien qu'incohérents traversent donc le milieu amplificateur excité et génèrent alors par émission stimulée d'autres photons. Plus le rapport d'aspect du milieu est important

(le cas extrême étant une fibre) plus cette amplification de l'émission spontanée est importante. Cet effet vient limiter l'inversion de population et donc entraîne une diminution du gain disponible pour l'onde signal. Nous verrons plus particulièrement dans le prochain chapitre les effets néfastes de cette ASE.

Chapitre 2

Développement d'un amplificateur nanoseconde laser à double étage

Sommaire

2.1	Introduction	41
2.1.1	Problématiques de l'allumage	41
2.1.2	Processus d'allumage laser	44
2.1.3	Claquage laser et formation d'un plasma	45
2.1.4	Cadre de la thèse	48
2.2	Le système CALAS	49
2.2.1	Description du système	49
2.2.2	Le projet ECLAIR	54
2.2.3	Résultats obtenus lors du projet CALAS	55
2.2.4	Le système CALAS au départ du projet ECLAIR	56
2.2.5	Augmentation du seuil d'ASE par pompage QCW	58
2.2.6	Simulation de l'amplificateur et comparaison avec le fonctionnement réel	60
2.2.7	Limites du système	66
2.3	Le système STANDA-Taranis-Nd :YAG : STY	67
2.3.1	La source STANDA amplifiée par l'amplificateur Nd :YAG	67
2.3.2	l'amplificateur à deux étages STY	69
2.3.3	Simulation de l'amplificateur STY	70
2.3.4	Le système STANDA-Taranis-Northrop : STN	71
2.3.5	Caractérisation de la lentille thermique	73
2.4	Campagnes d'essais d'allumage laser d'une chambre de combustion	85
2.4.1	Introduction	85
2.4.2	Essais d'allumage sur le montage monosecteur	88
2.4.3	Essais d'allumage sur le montage trisecteur	91
2.5	Conclusion	102

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons nos travaux sur le développement d'une source laser nanoseconde permettant l'allumage laser d'une chambre de combustion d'hélicoptère. Après avoir décrit les problématiques liées à l'allumage laser, nous rappellerons les précédents résultats obtenus par l'équipe lors de la thèse de G. Tison [1] portant sur le même sujet. La source développée alors était un amplificateur à deux étages qui délivrait à une cadence de 10 Hz des impulsions nanosecondes ayant une énergie de 10 mJ. Nous présenterons ensuite les améliorations successives apportées à ce prototype. Elles ont permis d'une part d'accroître la cadence de répétition du système à 1 kHz pour un étage d'amplification puis à 100 Hz pour le deuxième étage, et d'autre part ont permis d'augmenter l'énergie des impulsions délivrer jusqu'à 20 mJ. Les résultats obtenus ont été validés par une méthode numérique qui permet notamment de prendre en compte l'influence de la construction du gain dans un milieu amplificateur à pompage pulsé sur l'efficacité d'amplification d'un train d'impulsion. Cette simulation sera présentée et les résultats numériques comparés aux résultats expérimentaux. Enfin, nous présenterons une méthode numérique permettant d'analyser la formation d'une lentille thermique dynamique à l'intérieur d'un milieu amplificateur lors d'un pompage quasi continu. La dernière partie du chapitre concerne l'application de cette nouvelle source à l'allumage d'une chambre de combustion réalisé à l'ONERA. Cette partie sera plus détaillée dans son introduction.

2.1.1 Problématiques de l'allumage

L'un des principaux points sur lequel les professionnels du secteur aéronautique se font concurrence est le coût de fonctionnement de leurs appareils. Ce coût concerne d'abord la consommation de carburant. Se rajoute à cela la réglementation internationale imposant des normes de plus en plus contraignantes quant aux émissions polluantes (objectifs ACARE 2020 : réduction de NO_x de 80 % et de CO_2 de 50 % par rapport à 2000). Enfin, la sécurisation des vols et l'amélioration de leur fiabilité sont une préoccupation constante des industriels et un argument de vente certain auprès

des compagnies aériennes tant les conséquences entraînées par un crash peuvent être dramatiques au niveau humain et financier. Ces problématiques sont les mêmes pour les motoristes qui doivent proposer des moteurs qui satisfont les exigences des aviateurs. L'objectif des motoristes est de développer un moteur pouvant s'allumer et fonctionner avec une richesse de mélange kérosène/air la plus basse possible. Ces contraintes économiques et environnementales posent des difficultés aux industriels lors de la certification de leurs moteurs notamment dans des tests en conditions limites de basse pression (0,5 – 0,7 bar) et basse température (jusqu'à -40°C). Ces conditions sont représentatives d'un allumage en haute altitude rencontrées lors du démarrage d'un hélicoptère en haute montagne ou du rallumage d'un moteur en vol.

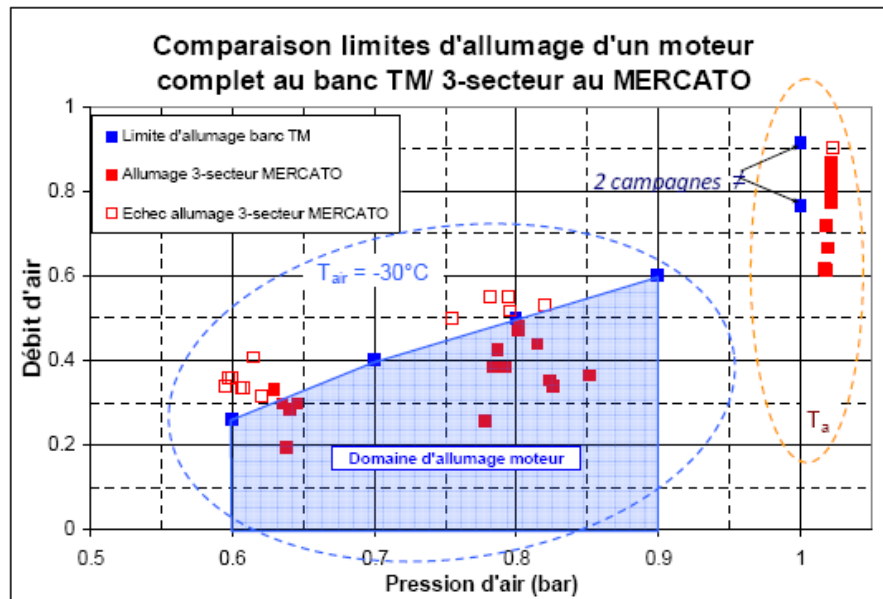


FIGURE 2-1 – Exemple de domaine d'allumage en fonction des conditions de pression, température et débit d'air machine, à débit kérosène constant (comparaison des résultats obtenus sur moteur et dans sa maquette partielle Turboméca (TM) comprenant 3 injecteurs seulement).

Pour accroître le domaine d'allumage moteur (Fig. 2-1), les motoristes ont deux axes sur lesquels ils peuvent travailler : l'architecture de la chambre et l'amélioration du système d'allumage. Le premier est très compliqué, car il n'est pas possible de modifier un moteur alors que son développement est terminé. Il ne reste donc que l'amélioration du système d'allumage qui consiste jusqu'à présent simplement à développer

une bougie d'allumage plus puissante pour créer une plus grosse étincelle. Mais la technologie des allumeurs électriques commence à atteindre ces limites. Ces bougies fonctionnent correctement et fournissent des étincelles ayant une énergie bien au-dessus du seuil d'allumage d'un mélange kérosène/air en conditions «normales» (température et pression ambiantes). Cependant, la probabilité d'allumage diminue fortement lorsque l'on teste ces bougies à basse pression ou à basse température. Pour augmenter cette probabilité, il faudrait augmenter l'énergie (> 10 J) fournie aux électrodes pour générer l'arc électrique. Mais l'effet Joule dissipe ce surplus d'énergie dans ces électrodes ce qui a pour conséquence l'accélération de leur érosion et donc la diminution de la durée de vie de la bougie. Un autre problème limitant l'amélioration de la durée de vie des bougies est le contact physique entre l'allumeur et la chambre de combustion. L'allumeur subit donc toutes les variations de température (la bougie étant souvent en contact direct avec la flamme elle peut subir une variation de température $\Delta T \approx 2000$ K) et de pression ayant lieu dans la chambre.

C'est la raison pour laquelle au delà d'aborder des aspects fondamentaux comme la modélisation des écoulements réactifs, turbulents, multiphasiques, et multifluidiques, le plan stratégique de recherche et technologie de défense et sécurité (2010) préconise aussi de «traiter d'aspects plus technologiques comme l'allumage» afin de préparer les capacités industrielles à disposer d'offres technologiques compétitives. Étendre le domaine d'allumage d'un moteur apporterait de nombreux avantages comme la possibilité pour les avions ou les hélicoptères bimoteurs de ne voler qu'avec un seul moteur. Ceci diminuerait leur consommation de carburant et augmenterait leur autonomie et leur furtivité. En cas de panne, le rallumage d'un moteur en vol permettrait aussi évidemment d'améliorer la sécurité des transports. Un système d'allumage alternatif à haute énergie et sans électrodes permettrait d'étendre le domaine d'allumage moteur, d'allumer des mélanges plus pauvres en carburant, et un rallumage fiable à haute altitude.

2.1.2 Processus d'allumage laser

L'allumage par étincelle laser s'opère grâce à un plasma né du claquage optique dû à la forte augmentation locale de la densité d'énergie au-dessus d'un seuil, dit seuil de claquage. Le claquage laser est connu depuis 1963 [6]. L'allumage laser présente plusieurs avantages et pourrait à terme remplacer les bougies à électrodes classiques qui satisfont de plus en plus difficilement les exigences des constructeurs.

1. Une bougie laser donne une plus grande liberté quant à la position du foyer d'allumage à l'intérieur d'une chambre moteur. On peut déporter l'allumage dans les zones où la richesse du milieu est plus favorable.
2. L'absence d'électrodes intrusives à l'intérieur de la chambre d'allumage entraîne moins de turbulence dans la circulation de l'air. De plus, la bougie n'a pas à être dimensionnée pour résister à la corrosion ou à la flamme générée dans la chambre.
3. Un système laser permet le réglage plus précis du déclenchement temporel de l'étincelle.

Il y a quatre manières réaliser l'allumage laser d'un mélange [7, 8, 9, 10] :

1. l'allumage thermique : ce processus s'opère en faisant interagir une onde de basse énergie (infrarouge lointain) sur une espèce (solide [11, 12, 13] ou gazeuse [14]) particulièrement absorbante à la longueur d'onde du laser. L'initialisation thermique se produit par l'excitation des modes de vibrations de l'espèce. Cependant, ces bandes d'absorption sont généralement dans l'infrarouge lointain et nécessitent des énergies très élevées. Les systèmes lasers pouvant délivrer ce genre d'ondes sont encombrants et très dépendants des conditions environnementales de fonctionnement. Ils ne sont donc pas du tout adaptés à une utilisation en milieu «hostile» (non climatisé).
2. l'allumage photochimique : Le principe est d'ioniser une espèce particulière du mélange par absorption multiphotonique de photons à haute énergie (UV) pour la transformer en radical réagissant avec le gaz environnant [15]. Cette méthode présente bien des avantages comme une EMA (énergie minimale d'al-

lumage) inférieure au millijoule [16, 17, 18, 19]. Néanmoins, il se pose encore des problèmes de mise au point, de fiabilité et de robustesse des sources UV en conditions hostiles.

3. l'allumage par claquage résonant : Ce processus mis en évidence par Forch et Miziolek [20, 21, 22] repose sur la dissociation des cibles par absorption multiphotonique. Ces radicaux sont ensuite ionisés toujours par absorption multiphotonique de manière résonante. Les électrons résultant de cette ionisation sont alors accélérés par Bremsstrahlung inversé et par un processus de cascade initialisent la formation d'un plasma. Cet allumage nécessite une source UV. Comme l'allumage photochimique, ils présentent les mêmes inconvénients associés.
4. l'allumage par claquage non résonant : La focalisation d'une impulsion laser de puissance crête suffisante sur un volume suffisamment petit pour générer un plasma permet l'allumage des espèces [23]. C'est cette technique dont le principe est détaillé ci-dessous que nous utilisons pour développer notre allumeur.

2.1.3 Claquage laser et formation d'un plasma

Le claquage laser non résonant en régime nanoseconde repose sur deux processus [9, 10, 24, 25]. D'abord, les molécules contenues dans l'air sont ionisées par absorption multi photonique, c'est le processus d'ionisation multi photonique décrit par le processus suivant :



Avec N le nombre de photons absorbés lors du processus. L'ionisation de la molécule se produit si l'énergie $Nh\nu$ est supérieure au potentiel d'ionisation de la molécule en jeu. Ce processus crée non seulement des molécules ionisées, mais aussi des électrons libres indispensables à la deuxième étape du claquage. Ces électrons absorbent une partie de l'énergie du rayonnement incident et augmentent ainsi leur énergie cinétique par effet de Bremsstrahlung inverse. Le deuxième phénomène mis en jeu est alors

l'ionisation par cascade électronique. Il fait interagir les électrons libres et accélérés formés précédemment avec des molécules non ionisées. Si lors d'une collision électron-molécule l'énergie cinétique de l'électron est supérieure à l'énergie d'ionisation de la molécule alors cette dernière subit une ionisation. De ce phénomène résulte un plasma qui, toujours par Bremsstrahlung inverse, absorbe très efficacement le rayonnement incident. Le temps caractéristique de ces deux phénomènes est de l'ordre de 10 ns [24]. La température et la pression à l'intérieur du plasma peuvent atteindre des valeurs très élevées (10^6 K et 10^3 atm) [24, 10]. L'apparition de ce plasma entraîne la création d'une onde de choc et l'extension du volume occupé par le plasma [26].

Seuil de claquage

L'efficacité de la cascade électronique détermine majoritairement le seuil de claquage [25, 26, 27]. Néanmoins, ce sont les électrons générés par l'absorption multiphotonique qui déclenche la cascade. L'irradiance du laser doit donc être suffisamment importante pour initier l'ionisation multiphotonique. Ceci nécessite des impulsions laser de faibles durées, focalisées dans un petit volume. Cependant, la cascade électronique dépend elle aussi de la durée d'impulsion. En effet, la durée de l'impulsion doit être supérieure au temps caractéristique τ de collisions électron-molécule pour que la durée de dépôt d'énergie soit suffisante. La durée caractéristique de la mise en place de la cascade électronique dépend de la pression P du gaz. La littérature définit plusieurs critères [28]. Ainsi un produit $\tau P < 10^{-7}$ Torr.s favorise l'ionisation. Si $\tau P > 10^{-7}$ Torr.s, il favorise la cascade électronique. Phuoc [10] propose lui une valeur de 10^{-9} Torr.s. La durée des impulsions lasers doit alors être de l'ordre de la nanoseconde (à pression ambiante). Quel que soit le phénomène mis en jeu, le seuil de claquage nécessite une irradiance laser minimale. La littérature s'accorde sur un ordre de grandeur de 10^{11} W.cm⁻² [24, 24, 25]. L'influence de la longueur d'onde λ est plus difficile à caractériser en régime non résonnant. Lorsque celle-ci diminue le rayon du volume focal minimal diminue augmentant alors l'irradiance favorisant l'absorption multi photonique. Néanmoins, le Bremsstrahlung inverse possède une dépendance en $1/\lambda^2$ ainsi le phénomène de cascade électronique qui crée le plasma et l'absorption

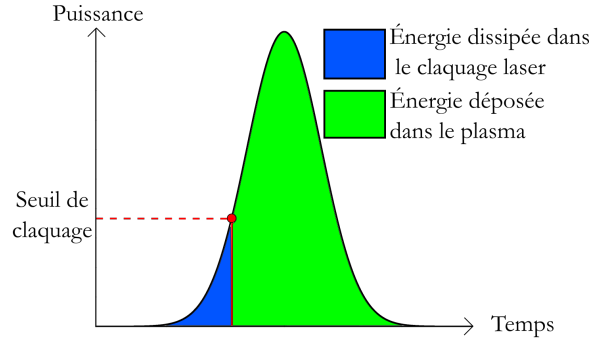


FIGURE 2-2 – Profil temporel du dépôt d'énergie laser dans le claquage laser et dans le plasma résultant.

photonique par le plasma est fortement atténué. La dépendance en longueur d'onde est donc fonction de la prépondérance d'un processus par rapport à l'autre, elle dépend fortement de la durée d'impulsion et de la pression à laquelle se trouve le mélange à allumer.

Seuil d'allumage

Le plasma créé entraîne l'allumage du milieu diphasique (carburant + comburant, ici kérosène + air) si l'énergie incidente absorbée par le plasma est supérieure à un seuil. Pour favoriser cette transmission d'énergie, il faut donc favoriser le rayonnement de freinage et donc travailler avec des impulsions nanosecondes à des longueurs d'onde élevées. En considérant que le milieu n'absorbe fortement qu'après l'apparition du plasma nous supposons que :

$$E_{pulse} = E_{perdu} + E_{depose} \quad (2.2)$$

Avec E_{pulse} l'énergie de l'impulsion, E_{perdu} l'énergie perdue avant le claquage et E_{depose} l'énergie transmise au plasma (Fig. 2-2). L'énergie de seuil de claquage dépend de paramètres tels que le volume focal, la pression, la température, l'énergie d'ionisation des espèces en jeu, de la longueur d'onde et de la durée des impulsions. Une étude très détaillée de l'allumage d'un milieu diphasique par claquage laser non résonant est disponible dans la thèse de Robert Georges [29]. La littérature s'accorde sur une

valeur de $\sim 80\%$ [30, 31, 27] de transmission de l'énergie de l'impulsion vers le plasma. Sur ces 80% seulement 20% est utilisé pour chauffer le plasma, le reste de l'énergie est transféré à l'onde de choc générée par le plasma [32].

2.1.4 Cadre de la thèse

Le projet CALAS et les premiers résultats

Ce travail s'inscrit dans la continuité d'un projet nommé CALAS (Cellule d'Allumage Laser Autonome Sécurisée) de développement d'un allumeur laser capable d'allumer un mélange air/carburant en conditions réelles sur un banc de certification à l'ONERA. L'ensemble des résultats sont détaillés dans la thèse de G. Tison [1]. Les objectifs de cette thèse furent doubles : d'abord démontrer la possibilité d'allumage à l'aide d'un système commercial (laser Brillant et Minilite) puis développer et concevoir un système laser capable de fonctionner dans les conditions hostiles (travail en plein air, variations de température) du banc d'essai de l'ONERA et d'allumer la chambre de combustion du banc. Le système développé est un amplificateur à deux étages capables de délivrer des impulsions nanosecondes ($\sim 1,5$ ns) d'énergies de 10 mJ à 10 Hz avec un $M^2 \sim 1,2$. Le premier étage est un amplificateur à fibre dopée ytterbium et le deuxième étage est un amplificateur double passage utilisant un barreau de Nd :YAG.

Trois campagnes d'essais furent réalisées. La première campagne utilisa un laser Brilliant Eazy de chez Quantel délivrant à 10 Hz des impulsions à 1064 nm de 5 ns ayant des énergies pouvant atteindre 330 mJ. Celle-ci permit de valider la faisabilité d'un allumage laser en conditions réelles. Durant les campagnes d'essais, des allumages réussis ont été obtenus à -40 °C (richesse du mélange à 1,9 et énergie des impulsions à 75 mJ) et à 0,7 bar (richesse de 2,1 et 240 mJ d'énergie). Ces résultats bien qu'encourageant étaient cependant loin des conditions d'allumages avec une bougie classique. Celle-ci allume à pression et température ambiante avec une richesse de 0,93 et à -40 °C et 0,6 bar avec une richesse de 2,09.

Une deuxième campagne fut réalisée avec cette fois un laser Minilite de chez Conti-

nuum. Ce laser délivre des impulsions de 6 ns à 10 Hz et 1064 nm avec des énergies comprises entre 10 mJ et 100 mJ. Des allumages à 14 mJ furent obtenus à pression et température ambiante. Cette fois-ci, c'est la durée des impulsions qui limita la détermination de l'énergie minimale d'allumage (EMA). En effet en deçà de 14 mJ la puissante crête n'était plus suffisante pour générer un claquage dans l'air.

La dernière campagne d'essais fut réalisée avec l'amplificateur double étage fournissant à 10 Hz des impulsions centrées à 1064 nm, de 1 ns avec des énergies allant jusqu'à 10 mJ. Même si les taux d'allumages n'étaient que de 25 %, l'EMA en condition ambiante a été encadrée entre 8 mJ et 14 mJ. Enfin après des essais bi-impulsions (deux impulsions successives séparées de 500 μ s envoyées à une cadence de 10 Hz) ce taux de réussite est passé à 100 % avec une richesse très haute. Ce résultat permet de souligner l'importance de l'entretien du plasma généré en augmentant la cadence de répétition du train d'impulsion.

2.2 Le système CALAS

2.2.1 Description du système

Le système CALAS est composé d'une source amplifiée par deux étages. Sa description est détaillée dans la thèse de G. Tison [1], aussi nous n'en ferons ici qu'une brève description. La source primaire est un microlaser de chez Crylas (modèle DPSS 1064-Q2 en photo 2-3) délivrant des impulsions de 1 ns centrées à 1064 nm. Ces impulsions sont polarisées linéairement et possède une énergie de 6 μ J avec une divergence < 3 mrad. Le spectre des impulsions délivrées est présenté en figure 2-4.

Le premier étage d'amplification est un amplificateur à fibre dopé ytterbium dénommé YDFA (Ytterbium Doped Fiber Amplifier). Il utilise une fibre de 110 cm de long à double gaine (25 μ m de cœur et (250 μ m de gaine intérieure) large mode) et à maintien de polarisation panda, désigné par 25/250 DC-LMA-PM. Elle est dopée à 5 % en ion ytterbium. Un «end-cap» clivé à un grand-angle fixé à la sortie de la fibre



FIGURE 2-3 – Microlaser Crylas.

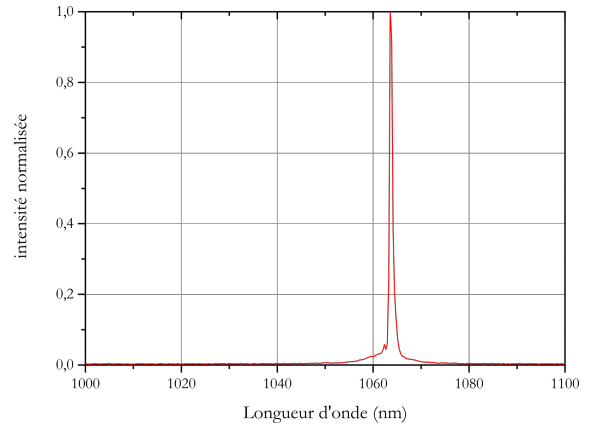


FIGURE 2-4 – Spectre du laser crylas.

active, diminue fortement la possibilité pour le système d’osciller et limite le seuil de dommage à l’interface verre/air. Deux diodes fibrées (105/125) de 25 W à 915 nm (Oclaro BMU25 en photo 2-5) pompent la fibre. La faible absorption à 915 nm et le faible rapport cœur-gaine de la fibre active font que seulement 20 % de la pompe est absorbée par le milieu amplificateur. Bien que la section efficace d’absorption de l’ytterbium soit plus faible à 915 nm qu’à 976 nm, sa largeur spectrale est plus large et moins raide (Fig. 2-6). Cette bande d’absorption rend le système beaucoup moins dépendant des variations de température qui pourraient faire fluctuer la longueur d’onde d’émission des diodes de pompe.



FIGURE 2-5 – Photo d’une diode de pompe Oclaro.

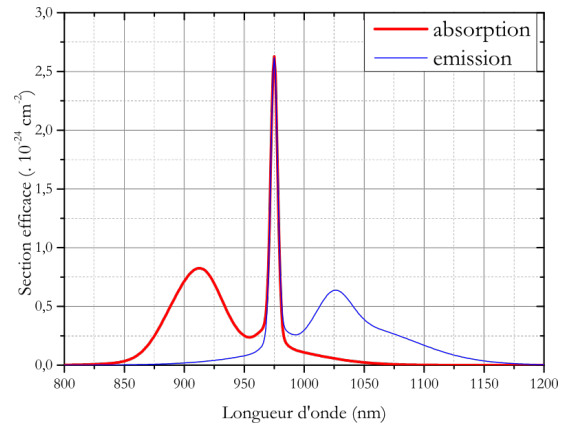


FIGURE 2-6 – Sections efficaces d’absorption et d’émission de l’ion Yb^{3+} dans une matrice de verre à 300 K.

Le signal est injecté dans une fibre neutre 25/250 LMA-PM. Pour assurer une amplification en régime copropagatif, la sortie de la fibre neutre et les deux fibres guidant les diodes de pompe sont combinées avec l'entrée de la fibre active grâce à un combineur $2 + 1 \rightarrow 1$. Un isolateur placé entre le microlaser et l'entrée de la fibre neutre empêche d'éventuelles réflexions nuisibles. Enfin, une lame $\lambda/2$ permet d'ajuster la polarisation du signal par rapport aux axes de biréfringences des fibres PM (Fig. 2-7,2-8).

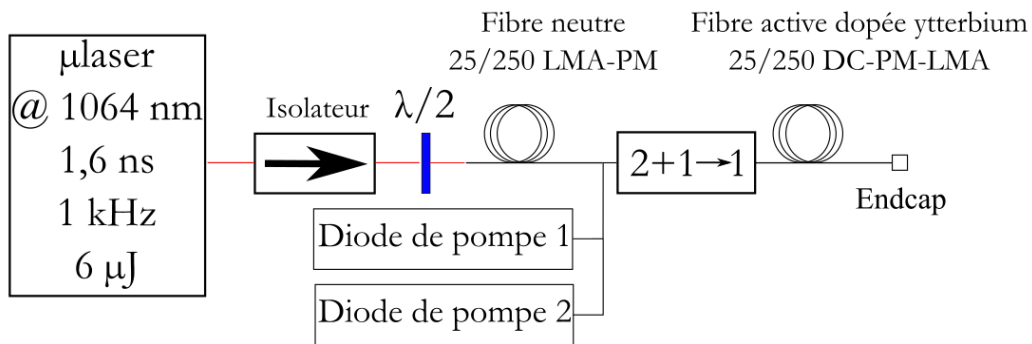


FIGURE 2-7 – Schéma du préamplificateur.

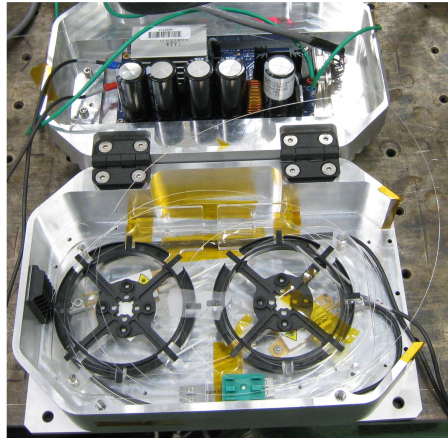


FIGURE 2-8 – Photo du préamplificateur.

Le deuxième étage d'amplification est un amplificateur double passage. Celui-ci fut conçu pour être placé aux abords de la chambre de combustion où les vibrations et les changements de températures sont importants. Le milieu amplificateur est un barreau de Nd :YAG de 10×4 mm de section dopé à 0,6 %. Ce matériau fut choisi

pour plusieurs raisons :

1. Son taux de décroissance radiative est peu dépendant de la température (Fig. 2-10). Il ne dépend que de la concentration en ions Nd^{3+} . Pour un dopage à 0,6 %, $\tau_{rad} = 260 \mu s$ [33].

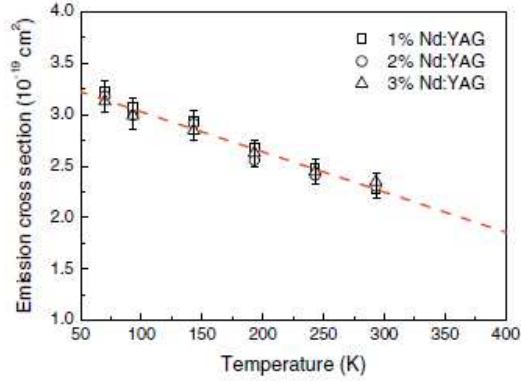


FIGURE 2-9 – $\sigma_s^{(em)}$ du Nd :YAG en fonction de la température.

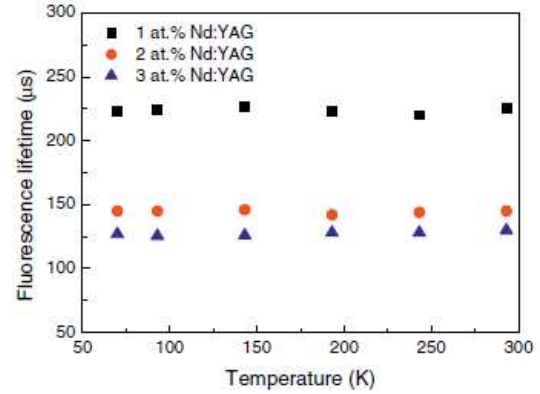


FIGURE 2-10 – τ_{rad} du Nd :YAG en fonction de la température.

2. Sa section efficace d'émission à 1064 nm $\sigma_s^{(em)}$ (l'indice s pour signal) est une fonction décroissante de la température [34, 35] :

$$\sigma_s^{(em)}(T) = -3,9 \cdot 10^{-22}T + 3,445 \cdot 10^{-19} \quad (2.3)$$

Ainsi (Fig. 2-9) pour une augmentation de 150 ° C, σ_s^{em} décroît de 26 %. Cependant dans le même temps la section efficace d'absorption à 808 nm σ_p^{abs} augmente légèrement avec la température et compense donc partiellement la perte d'efficacité de l'amplification [36].

3. La largeur spectrale d'émission à 1064 nm est très étroite et permet ainsi de n'amplifier que le signal et non d'éventuelles composantes d'ASE (majoritairement centrées sur 1030 nm).
4. Même si le pic de $\sigma_s^{(em)}$ se décale avec la température, son élargissement simultané vient la aussi compenser l'éventuelle perte d'efficacité de l'amplification

Enfin, la faible dimension du cristal le rend bien moins sensible aux vibrations du milieu.

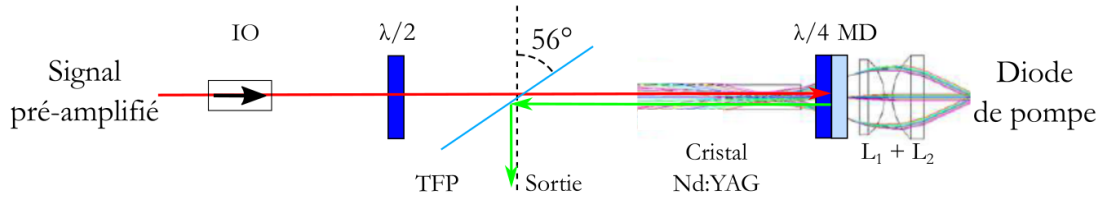


FIGURE 2-11 – Schéma de l'amplificateur YAG.

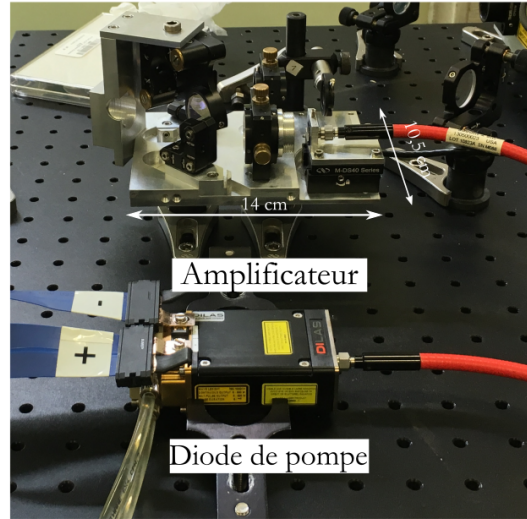


FIGURE 2-12 – Photo de l'amplificateur YAG et de sa diode de pompe.

Le schéma 2-11 représente la conception de cet amplificateur (en photo 2-12). Le signal pré amplifié et collimaté à un waist de $800 \mu\text{m}$ est guidé vers le cristal de Nd :YAG à travers un polariseur couche mince (TFP : Thin Film Polarizer). Pour superposer et séparer les deux passages, nous utilisons la polarisation de l'impulsion signal. La séparation s'opère grâce à un polariseur couche mince incliné à 56° . Le signal arrive polarisé P et est transmis par le TFP. Il traverse le cristal puis une lame quart d'onde centrée à 1064 nm dont les axes neutres sont orientés à 45° de la polarisation P. Après une première traversée du milieu amplificateur, un miroir dichroïque passe-bas renvoie le faisceau sur lui-même. Ce miroir réfléchit presque totalement le faisceau signal ($> 90\%$) et transmet très fortement la pompe jusqu'au milieu amplificateur. Après un double passage dans la lame quart d'onde, l'onde signal est polarisée S. lors de son nouveau passage dans le barreau de Nd :YAG, elle est à nouveau amplifiée. Par la suite, le polariseur couche mince réfléchit le signal vers la sortie.

La pompe est une diode (DILAS QCW au premier plan de la photo 2-12) délivrant des impulsions quasi-continues centrées à 808 nm. Une fibre multimode de 800 μm de diamètre guide l'impulsion pompe jusqu'à l'amplificateur. Un couple de lentilles de 8 mm et 13,5 mm permet de répartir le faisceau pompe sur 90 % du volume du barreau en le focalisant à un waist de 920 μm pour optimiser le recouvrement spatial entre le signal de 800 μm et la pompe. Pour un temps de pompage de l'ordre de la durée de vie du Nd :YAG (260 μs), le rapport cyclique de cette diode est de 2% ce qui limite la cadence de répétition de ce système à 83 Hz.

2.2.2 Le projet ECLAIR

Fort des résultats prometteurs obtenus lors de CALAS, l'ONERA et le LOMA se sont associés avec la société Fibercryst pour améliorer le système développé sous CALAS. L'objectif principal est d'augmenter la cadence de répétition du système à 100 Hz (soit un facteur 10 par rapport au système original) tout en continuant de délivrer des impulsions nanosecondes ayant une énergie de 10 mJ. Ce système doit fonctionner dans un environnement hostile (vibrations, atmosphère polluée, grands écarts de température).

La durée du projet ECLAIR est limitée à 36 mois. Le premier objectif du projet est de développer une source laser délivrant des impulsions nanosecondes, centrées à 1064 nm à une cadence de 100 Hz ayant un profil quasi gaussien avec un $M^2 < 2$. Ces impulsions doivent aussi être polarisées linéairement et posséder une énergie supérieure ou égale à 10 mJ. Cette source est constituée d'un microlaser, du préamplificateur fibré développé précédemment dans le projet CALAS, puis de deux étages d'amplification supplémentaires (Fig. 2-13).

Le préamplificateur doit fournir à une cadence de 1 kHz des impulsions centrées à 1064 nm, linéairement polarisées, ayant un excellent profil spatial ($M^2 \sim 1,3$) et dont la durée et l'énergie sont comprises entre 1 et 2 ns et 200 et 300 μJ respectivement. Le premier étage d'amplification supplémentaire est un amplificateur à fibre cristalline Taranis de la société Fibercryst. Il présente un gain de l'ordre de 10 qui doit permettre d'augmenter l'énergie des impulsions à des valeurs comprises entre 2 et 3 mJ.

Le deuxième étage d'amplification est l'amplificateur YAG développé dans le projet CALAS à cristal massif présentant un gain de l'ordre de 4. Grâce à ce dernier étage, l'énergie des impulsions doit atteindre une énergie supérieure à 10 mJ. Cet étage doit fonctionner à une cadence de ~ 100 Hz sans détérioration sensible de la qualité modale et spectral des impulsions amplifiées à 10 mJ.

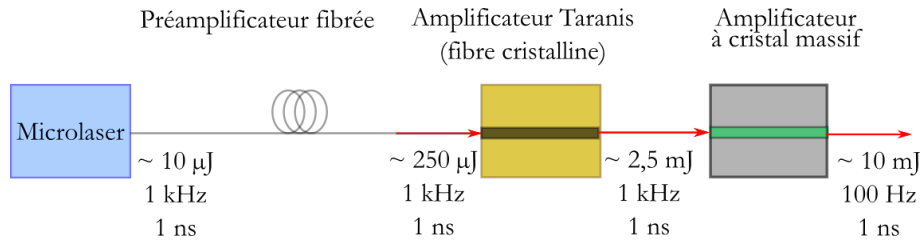


FIGURE 2-13 – Schéma de principe de l'ensemble des étages d'amplification de l'allumeur laser.

Le deuxième objectif du projet est d'augmenter l'énergie des impulsions délivrées par le système à 20 mJ. Pour cela la société Fibercryst fournit un amplificateur à cristal massif en remplacement de l'amplificateur YAG. Ces systèmes doivent être testés sur le banc MERCATO de l'ONERA pour réaliser des essais d'allumages laser.

2.2.3 Résultats obtenus lors du projet CALAS

Le préamplificateur développé pendant le projet CALAS était capable d'amplifier des impulsions signal centrée à 1064 nm de 20 μJ jusqu'à 350 μJ avec un contraste de 40 dB entre le signal et l'ASE grâce à une fibre dopée ytterbium de 150 cm. Ces impulsions étaient obtenues avec une puissance de pompe de 16 W à une cadence de 10 Hz, une durée de pompage de 500 μs et un contraste de 40 dB entre le signal amplifié et l'ASE. Depuis l'obtention de ces résultats et le démarrage de cette thèse, ce préamplificateur avait subi d'autres campagnes d'essais qui ont altéré ses performances. Ainsi la longueur de la fibre n'était plus que de 110 cm, et la source ne délivrait plus que 6 μJ . L'efficacité du préamplificateur était donc fortement réduite. Par ailleurs, le premier livrable du projet ECLAIR est un amplificateur devant amener des impulsions nanosecondes jusqu'à une énergie de 100 μJ à une cadence de 1 kHz. Ce facteur 100 sur la cadence introduit une limite supplémentaire à l'amplification.

A 10 Hz et pour un temps de pompage de 500 μ s, la fibre avait 99,5 ms pour se réinitialiser entre deux pompages. Désormais à 1 kHz ce temps de repos est inférieur à la durée de vie de l'ytterbium ($\tau_{rad} \sim 1$ ms). La fibre n'a donc plus le temps de revenir à l'état initial entre deux pompages ce qui diminue fortement le seuil d'apparition de l'ASE et nous oblige donc à pomper le système avec moins de puissance.

2.2.4 Le système CALAS au départ du projet ECLAIR

La remise en route du premier étage s'est faite en pompage continu. La limitation principale de l'amplification en pompage continu est l'ASE. En effet au delà d'un certain seuil de puissance de pompe, l'énergie des impulsions signal n'est plus assez élevée pour extraire toute l'énergie du milieu amplifié. L'énergie résiduelle est convertie en fluorescence par émission spontanée. Cette émission est isotrope aussi une partie est émise dans le cône de l'ouverture numérique de la fibre. Elle est donc guidée dans le milieu amplificateur. Si le niveau d'énergie de la portion d'émission spontanée amplifiée (ASE) guidée dans la fibre dépasse le seuil d'oscillation libre, le système se comporte alors comme un laser. Un moyen de limiter ce phénomène indésirable est d'augmenter la cadence de répétition du signal pour extraire plus d'énergie. L'impact de la cadence de répétition est mesuré par la variation de la puissance de l'ASE et du signal amplifié en sortie du système.

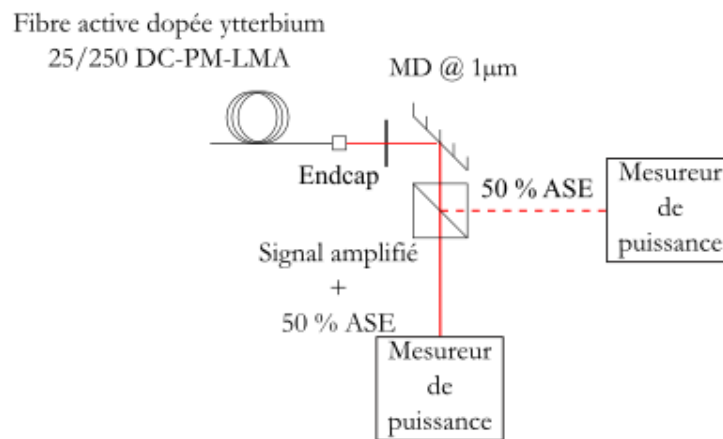


FIGURE 2-14 – Mesure de la puissance de l'ASE et de la puissance du signal amplifié.

La mesure simultanée de la puissance contenue dans l'ASE et l'impulsion signal est réalisé grâce à un simple cube polariseur. Celui-ci est orienté pour transmettre le signal polarisé linéairement (Fig 2-14). L'ASE qui ne possède pas de polarisation particulière est pour moitié réfléchi et transmise par ce cube. Nous déterminons la puissance du signal en retranchant la valeur de puissance obtenue en réflexion sur le cube à celle obtenue en transmission.

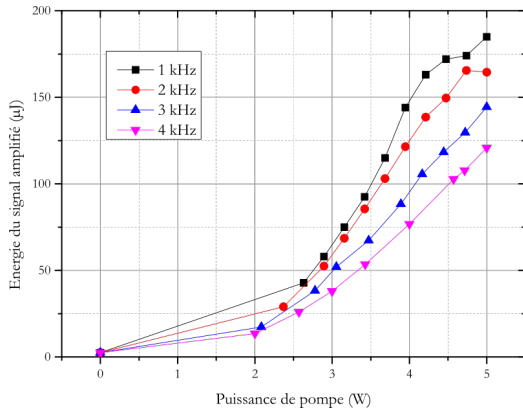


FIGURE 2-15 – Énergie du signal en fonction de la puissance de pompe continue pour différentes cadences de signal.

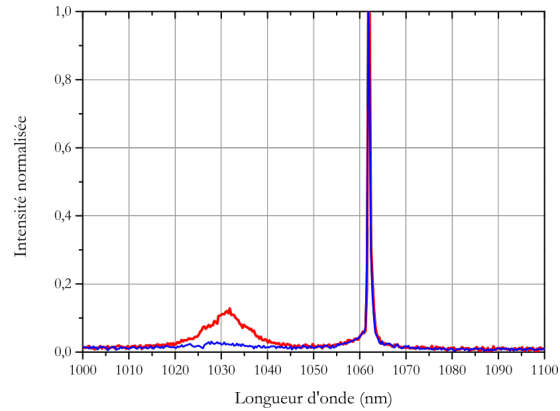


FIGURE 2-16 – Spectre obtenu en sortie de fibre pour une cadence de signal de 1 kHz (en rouge) et 4 kHz (en bleu) pour une puissance de pompe de 4,5 W.

Sur la figure 2-15) nous voyons que pour une puissance de pompe de 4,5 W, le passage de cadence de 1 kHz à 4 kHz entraîne une diminution de l'énergie des impulsions de 170 μJ à 120 μJ . Toutefois l'accroissement de la cadence de répétition se traduit par une augmentation de la puissance moyenne de sortie du signal (de 170 mW à 480 mW) et une diminution nette de l'ASE (Fig. 2-16). L'efficacité de conversion de la pompe vers le signal passe ainsi de $\sim 19\%$ à $\sim 53\%$. Quoiqu'il en soit, au-dessus de 5 W de pompe le système se comporte encore une fois comme un laser et ce quelque soit la cadence de répétition des impulsions signal. Ce phénomène résulte du fait que l'énergie du signal en entrée (6 μJ) est bien en dessous de l'énergie de saturation du milieu ($E_{sat} = 75 \mu\text{J}$). Elle ne peut donc pas tirer profit de toute l'énergie stockée dans le milieu. Une solution simple à ce problème consiste à remplacer cette source par une source plus énergétique. Une autre solution consiste à adopter un pompage quasi continu (QCW acronyme anglais pour Quasi Continuous Wave).

2.2.5 Augmentation du seuil d'ASE par pompage QCW

Dans ce régime, le temps de pompage du milieu τ_P est inférieur ou équivalent à la durée de vie de l'état excité de l'ytterbium ($\tau_{rad} \sim 1$ ms). Ce pompage cadencé permet au système de se désexciter entre deux phases d'amplification ce qui permet de limiter l'énergie stockée dans le milieu. La cadence du signal étant fixée à 1 kHz, le temps de repos du système est donc donné par $\tau_{repos} = 1$ (ms) $-\tau_P$. Les résultats obtenus dans ce régime de pompage sont présentés en figure 2-17.

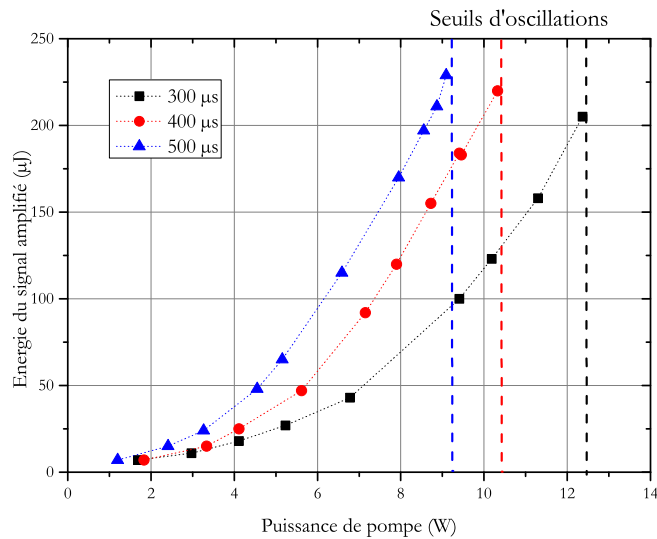


FIGURE 2-17 – Évolution de l'énergie du signal amplifié en fonction de la puissance crête de pompe pour différentes durées de pompage. La cadence est fixée à 1 kHz.

Pour une puissance crête donnée, plus le temps de pompage est long, plus l'énergie stockée est importante et donc plus l'amplification est efficace. Nous notons qu'en régime de pompage QCW, le seuil d'oscillation du système diminue fortement : il est de 12 W pour $\tau_P = 300$ μs, et de 9,5 W pour $\tau_P = 500$ μs. Pour un rapport cyclique de 50 %, nous obtenons de cette manière des impulsions amplifiées dont l'énergie est de 230 μJ . Dans ce régime, l'impulsion subit un élargissement temporel ; sa durée passe de 1 ns à 1,33 ns. Le spectre de sortie de fibre (Fig. 2-18) souligne que le niveau d'ASE reste très faible (~ 10 % mesuré au puissancemètre). Le faisceau conserve un $M^2 \sim 1,1$ (Fig. 2-20) et un rapport de polarisation de 100 : 1.

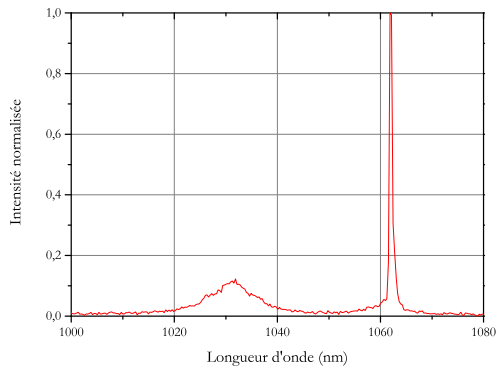


FIGURE 2-18 – Spectre obtenu en sortie du préamplificateur pompé à 9 W lorsque l’ASE est au voisinage du seuil de l’oscillation.

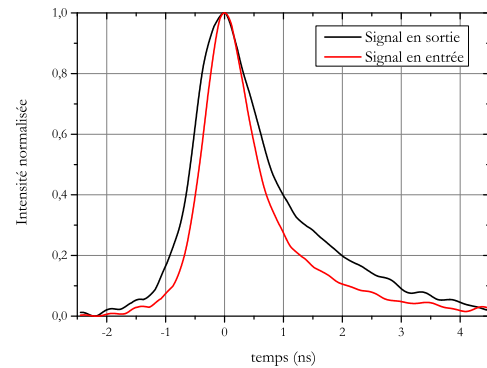


FIGURE 2-19 – Enveloppe temporelle du signal pré amplifié à $230 \mu\text{J}$ (en noir) superposé à celle du signal en entrée du système (en rouge).

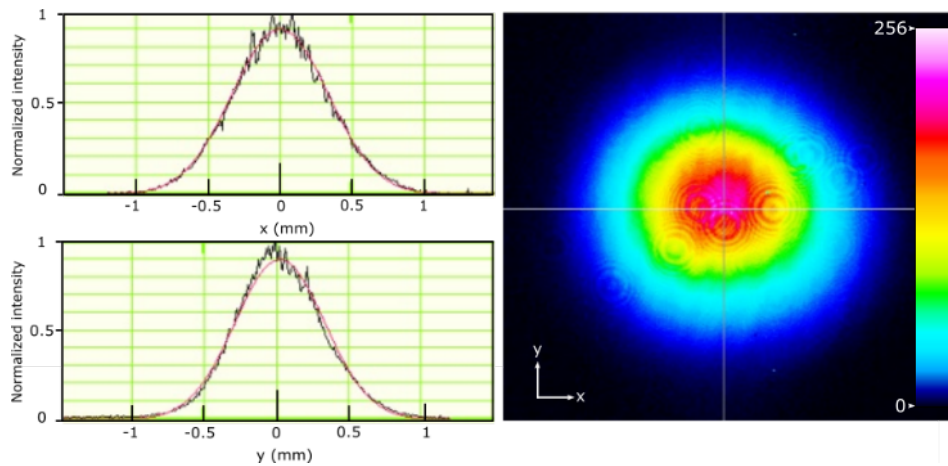


FIGURE 2-20 – Profil du signal préamplifié.

Malgré les avaries subites par ce préamplificateur (diminution de la longueur du milieu amplificateur, diminution de l’énergie des impulsions sources), et la contrainte de la forte cadence, nous sommes malgré tout arrivés à générer des impulsions de 1,6 ns avec une énergie de $230 \mu\text{J}$ à une cadence de 1 kHz. Ce système remplit donc largement le cahier des charges que nous avons fixé pour le premier livrable du projet ECLAIR.

2.2.6 Simulation de l'amplificateur et comparaison avec le fonctionnement réel

L'objectif de ces simulations est de rendre compte des résultats obtenus avec le préamplificateur précédemment décrit.

Modèle initial

Cette simulation s'appuie sur les travaux de G. Tison ([1]). Pour dimensionner le préamplificateur de manière à optimiser l'amplification d'une impulsion nanoseconde dans une fibre dopée ytterbium en fonction de sa longueur, de la puissance de pompe, de la durée de pompe, de l'énergie du signal entrant, etc. Il a proposé le modèle suivant :

Les ions Yb^{3+} dans la silice à température ambiante sont considérés comme un système quasi trois niveaux. De plus, comme dans les fibres en silice la désexcitation du niveau excité sur le niveau métastable est supposée instantanée en comparaison au temps de vie du niveau excité et des temps de pompages, nous réduisons la description du système à une équation d'état à deux niveaux. Comme dans le modèle décrit au chapitre 1-4-1, nous séparons dans cette modélisation la phase de pompage et celle d'amplification.

Dans la première phase, nous discrétisons la fibre en un réseau $1D$ de pas de 1 cm (un pas plus fin n'entraînant pas d'amélioration des résultats) puis nous calculons l'inversion de population pas à pas. L'absorption de la pompe à un pas n est donnée par :

$$I_P^{abs}(n) = I_P^{res}(n-1) \left[1 - e^{-\left(\sigma_P^{abs} N_1(n) - \sigma_P^{em} N_2(n)\right)} \right] \quad (2.4)$$

$$I_P^{res}(n) = I_P^{res}(n-1) - I_P^{abs}(n) \quad (2.5)$$

Avec $I_P^{abs}(n)$ l'énergie de la pompe absorbée dans la case n et $I_P^{res}(n)$ l'énergie de pompe en sortie de la case n et donc en entrée de la case $n+1$. On calcul de la même manière les populations des niveaux fondamental et métastable $N_1(n)$ et $N_2(n)$ en

suivant une intégration d'Euler :

$$N_2(n, k \times dt) = N_2(n, (k-1)dt) + N_1(n, (k-1)dt) \times I_P^{abs}(n) \times \frac{hc}{\lambda_P} \times dt \quad (2.6)$$

$$N_1(n, k \times dt) = N_t(n, (k-1)dt) - N_2(n, kdt) \quad (2.7)$$

Avec dt l'incrément de temps (optimal à $10 \mu s$). Nous calculons ensuite à partir de la population $N_2(n)$ le nombre de photons émis par émission spontanée $SE(n, dt)$:

$$SE(n, kdt) = N_2(n, kdt) \left(1 - e^{-\frac{dt}{\tau_{rad}}} \right) \quad (2.8)$$

Cette population de photons sert de point de départ pour calculer l'ASE. Nous considérons que la plage spectrale sur laquelle l'ASE est principalement émise est comprise entre 1020 nm et 1040 nm. En réalité, ceci est une approximation car sur l'ensemble des photons émis spontanément entre 1000 nm et 1200 nm, 38 % le sont sur la plage [1020 – 1040] nm. Pour corriger cette approximation, nous définissons donc une section efficace équivalente plus importante pour l'ASE : $\sigma_{ASE}^{em} = 0,38 \text{ cm}^{-2}$. Dans chaque portion, seuls les photons générés émis dans le cône d'angle solide de guidage de la fibre ($O.N = 0.06 \text{ rad}$) participent à l'ASE. Nous ne considérons ensuite que les photons émis dans la direction de propagation du signal, de la case 1 vers la case n . Nous avons donc :

$$ASE(n) = \left[\sigma_{ASE}^{em} \left(N_2(n) - SE(n) \right) - \sigma_{ASE}^{abs} \left(N_1(n) + SE(n) \right) \right] ASE(n-1) * S + SE_g(n) \quad (2.9)$$

S est la surface normale d'une tranche de fibre de rayon $250 \mu m$. Le premier terme à droite de l'égalité de l'équation 2.9 correspond à l'amplification stimulée des photons disponibles pour l'ASE émis en amont de la case n . Ce nombre de photons $ASE(n-1)$ interagit avec l'inversion de population de la case n corrigée de l'émission spontanée ($N_{1,2}(n) \pm SE(n)$). A cela il faut rajouter le nombre de photons spontanés guidés $SE_g(n)$ (deuxième terme) pour retrouver le nombre de photons d'ASE

de la case n . Ce calcul ne prend cependant pas en compte l'influence de l'ASE se propageant en sens opposé. Pour corriger cette approximation, nous faisons le même calcul depuis la case n vers la case 1. Notons que dans ce cas, l'ASE ainsi calculée est sous-estimée. En répétant ce calcul sur plusieurs aller-retours, nous obtenons après quelques itérations (généralement 4) un résultat convergent avec moins de 1 % d'écart entre deux itérations.

Une fois l'inversion de population ainsi définie, nous passons à l'étape d'amplification pour laquelle il suffit de calculer l'énergie du signal en utilisant l'équation suivante [5] :

$$E_{out}(n) = J_{sat} \times S \times \log \left[1 + e^{\sigma_s^{em} N_2(n) dz} \left(e^{\frac{E_{in}(n)}{J_{sat} S}} - 1 \right) \right] \quad (2.10)$$

On rappelle que S est la surface du cœur de la fibre; dz est le pas d'une case (1 cm); $E_{in}(n)$ et $E_{out}(n)$ sont les énergies du signal à l'entrée/la sortie de la case n et vérifient $E_{in}(n) = E_{out}(n - 1)$; J_{sat} est l'énergie de saturation du milieu.

Nous allons maintenant comparer nos simulations numériques obtenues à l'aide de l'équation 2.10 aux résultats expérimentaux.

Notons que ce modèle numérique nécessite quelques hypothèses simplificatrices (l'ensemble des ions de la fibre sont initialement dans l'état fondamental, l'absorption par la fibre est négligeable, la réflexion aux interfaces air/verre de la fibre est nulle, et limitation à 20 nm de la bande spectrale de l'ASE). Nous nous attendions donc à ce que les résultats numériques donnent une légère surestimation de l'amplification. Pourtant le constat est tout autre.

Correction du modèle initiale et prise en compte du régime transitoire

Nous rappelons que cette simulation était adaptée au projet CALAS avec un système fonctionnant à 10 Hz. Le système ou plus exactement la fibre amplificatrice disposait donc d'un temps suffisant pour revenir à un état initial à chaque cycle de pompage. Dans notre cas nous faisons fonctionner le système à 1 kHz. Voyons les impacts de cette modification sur cette simulation.

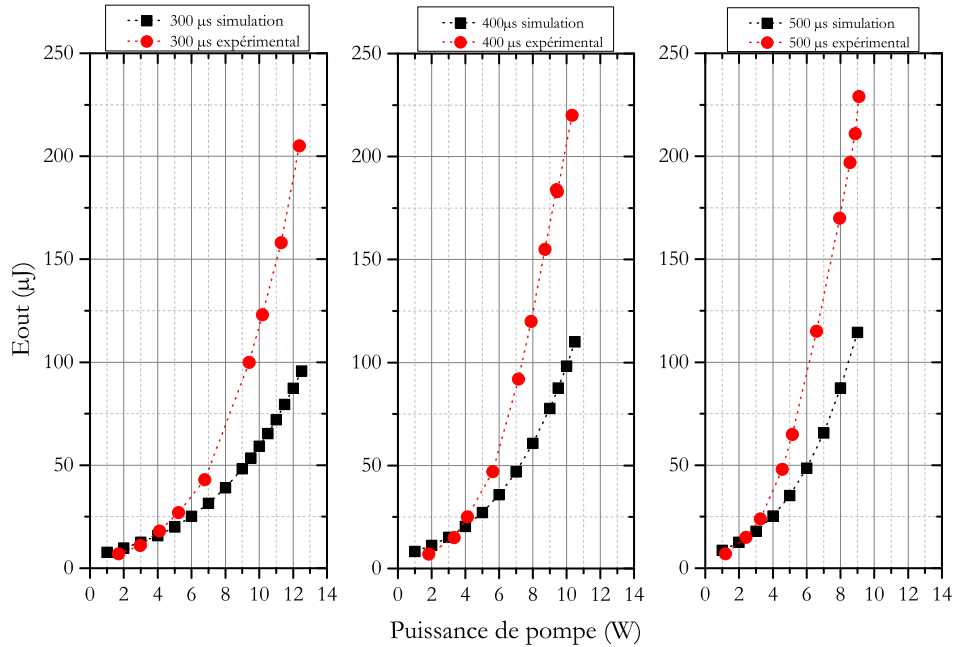


FIGURE 2-21 – Énergie du signal amplifié en fonction de la puissance crête de pompe pour différent temps de pompage.

Sur la figure 2-21, nous voyons que plus la puissance de pompe augmente, plus les simulations s'éloignent des résultats expérimentaux. A haute puissance de pompe, nous obtenons un facteur deux entre les résultats expérimentaux et simulés et ce quelque soit le temps de pompage. Nos simulations négligent donc un phénomène. Pour le mettre en évidence, il faut revenir à notre mesure expérimentale. Prenons le cas où le système est pompé pendant 500 μs . La mesure expérimentale de l'énergie est déduite de la puissance moyenne mesurée en sortie de l'amplificateur divisé par la cadence de répétition du microlaser (1 kHz). Ainsi on mesure en réalité l'énergie moyenne du système à l'état stationnaire après plusieurs séquences de pompage (500 μs d'inversion de population), d'amplification (dépeuplement du milieu) et de relaxation (500 μs de désexcitation radiative). Or nos simulations ne prennent en compte qu'un seul cycle pompage-amplification, durant lequel le milieu est initialement dans l'état fondamental. Elles ne prennent pas en compte l'énergie résiduelle stockée dans le milieu amplificateur entre deux cycles. En résumé, la simulation décrit seulement l'amplification de la première impulsion par le premier créneau de pompe alors que la

mesure décrit le système à l'équilibre. Entre ces deux régimes, il y a donc un régime transitoire que nous devons prendre en compte.

Pour modéliser ce régime transitoire, nous recensons les populations des états fondamentaux et métastables après amplification, puis nous leur appliquons une décroissance radiative sur le temps τ_{repos} . Ces populations $N_1(n)$ et $N_2(n)$ sont ensuite utilisées comme conditions initiales du système pour une nouvelle phase de pompage et amplification. Cette boucle s'arrête lorsqu'une convergence sur l'énergie du signal amplifié est atteinte.

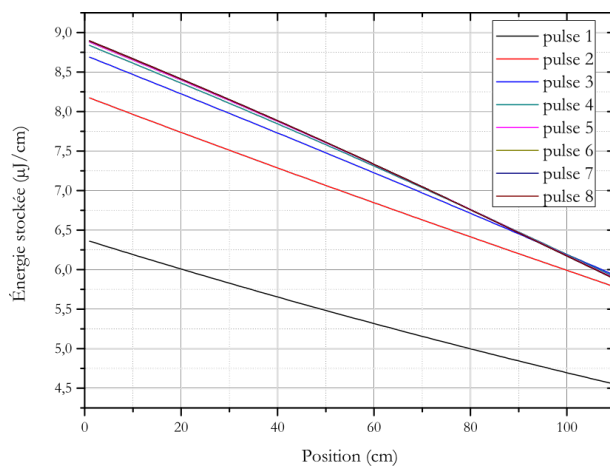


FIGURE 2-22 – Simulation de l'évolution transitoire de l'énergie stockée le long de la fibre après plusieurs séquences de pompage ($P_P = 9 \text{ W}$, $\tau_P = 500 \mu\text{s}$).

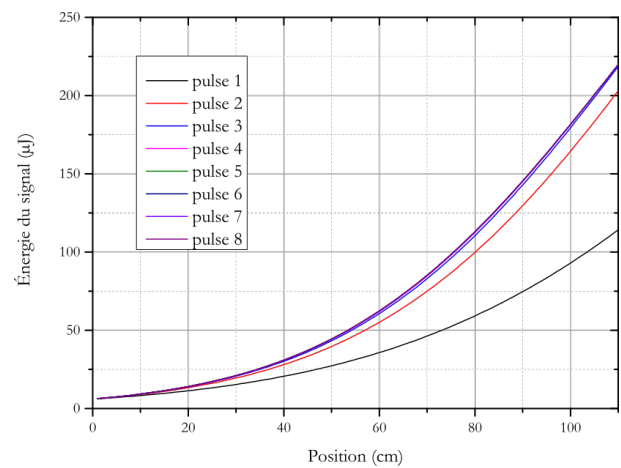


FIGURE 2-23 – Simulation de l'évolution transitoire de l'amplification du signal le long de la fibre pour plusieurs impulsions consécutives.

La figure 2-23 donne l'évolution de l'énergie d'un train d'impulsion le long de la fibre. Le régime transitoire persiste jusqu'à la huitième impulsion. Nous retrouvons aussi le facteur deux entre l'énergie de la première impulsion amplifiée et celle de la première impulsion à l'équilibre comme sur la figure 2-21. La figure 2-22 révèle que l'énergie de la pompe est inférieure à l'énergie de saturation du milieu et que le gain se cumule entre deux cycles d'amplification. Il y a donc une forte énergie résiduelle dans le milieu après le passage d'une impulsion. L'énergie des impulsions injectées étant bien inférieure à l'énergie de saturation ($6 \mu\text{J}$ contre $75 \mu\text{J}$) celles-ci ne peuvent dépeupler complètement la fibre. La figure 2-24 met en évidence cette différence de

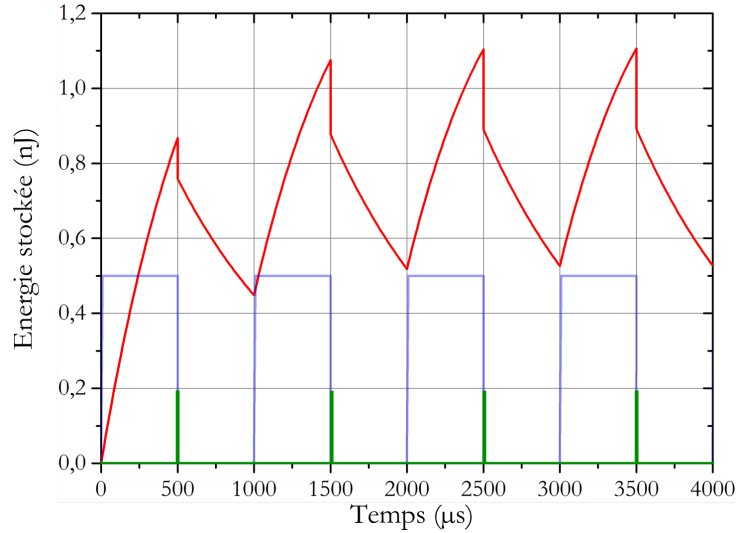


FIGURE 2-24 – Simulation de l'énergie stockée dans la fibre en fonction du temps (en rouge). En bleu le chronogramme de la pompe et en vert celui du signal.

gain disponible entre deux impulsions pendant le régime transitoire. Pour chaque cycle d'amplification, on voit successivement l'inversion de population de la phase de pompage puis le dépeuplement qu'on suppose instantané provoquée par le passage du signal puis la décroissance radiative. La combinaison de ces deux effets de dépeuplement ne ramène pas le système à l'état initial entre deux créneaux de pompe. Ainsi les signaux successifs interagissent avec une population excitée de plus en plus importante. C'est ce qui permet une amplification de plus en plus efficace.

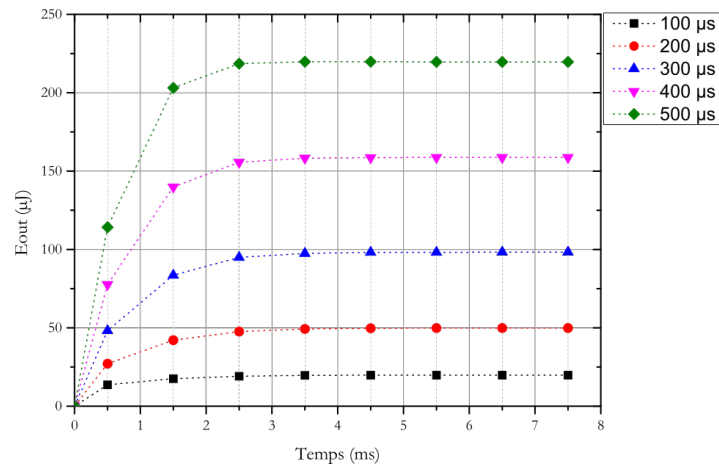


FIGURE 2-25 – Simulation de l'évolution de l'énergie d'un train de 8 impulsions cadencé à 1 kHz pour différentes durées de pompe.

On peut observer l'accroissement progressif de l'amplification sur la figure 2-25 ou l'on voit la mise en place de l'équilibre. Toutes ces simulations montrent qu'un rapport cyclique de 50 % de la pompe permet d'obtenir des résultats optimaux.

Maintenant que le régime transitoire est bien pris en compte dans nos simulations, la comparaison entre les résultats expérimentaux et les données simulées est satisfaisante. Sur la figure 2-26 on observe un accord $> 95\%$ entre les résultats simulés et expérimentaux. Cet accord valide donc notre simulation.

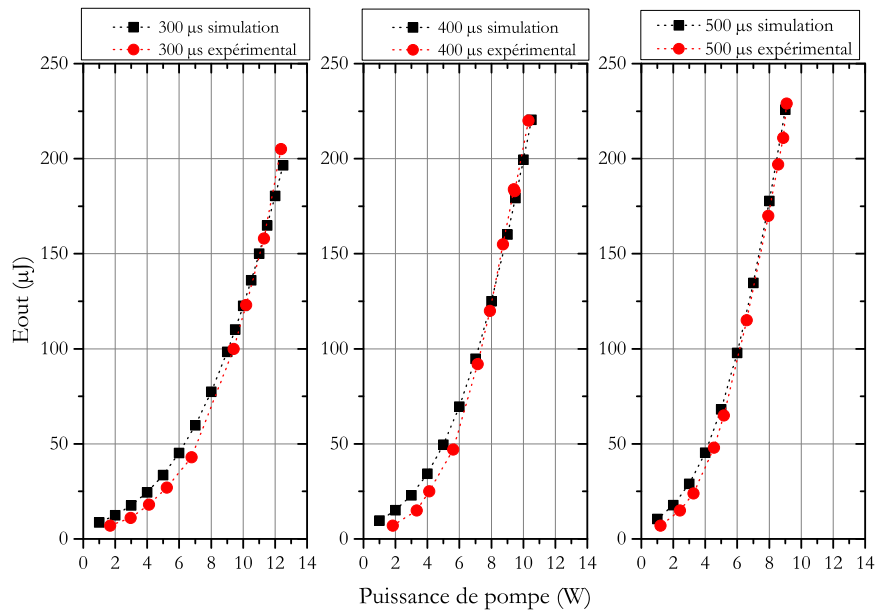


FIGURE 2-26 – Comparaison entre les mesures expérimentales et les données simulées de l'énergie moyenne d'un signal amplifié en fonction de la puissance de pompe pour différentes durées de pompe.

2.2.7 Limites du système

Ce système est capable de délivrer des impulsions nanosecondes ayant une énergie de $240 \mu\text{J}$ à 1 kHz avec un profil spatial TEM_{00} et une polarisation linéaire peu sensible à la température. Il est malheureusement instable mécaniquement. Le réglage du couplage du microlaser dans la fibre neutre ainsi que la collimation du faisceau en sortie de fibre sont sensibles aux vibrations de l'environnement. Cette sensibilité devient très vite contraignante lorsqu'il s'agit de transporter le système ou de l'utiliser

de façon fiable et routinière sur le banc d'essai d'allumage MERCATO. Le temps imparti pour livrer la source ne nous permettant pas de la fiabiliser mécaniquement, nous avons dû remplacer ce préamplificateur par une source commerciale.

2.3 Le système STANDA-Taranis-Nd :YAG : STY

Cette partie décrit la solution technologique adoptée pour répondre au deuxième livrable du projet ECLAIR : une source capable de délivrer des impulsions nanosecondes de 10 mJ à une cadence de ~ 100 Hz.

2.3.1 La source STANDA amplifiée par l'amplificateur Nd :YAG

Pour respecter les délais impartis aux différentes phases du projet, nous avons donc remplacé le préamplificateur par une source commerciale. Ce nouveau microlaser est un modèle STANDA-Q1 à Q-switch actif. Il fournit des impulsions de 800 ps centrées à 1064 nm ayant une énergie de 130 μ J cadencées à 1 kHz. Ces impulsions sont polarisées linéairement et présente un profil spatial gaussien ayant un $M^2 < 1,3$. Cette source a d'abord été utilisée en tandem avec l'amplificateur Nd :YAG double passage (Fig.2-27). Ci-dessous nous présentons rapidement les performances de ce système.

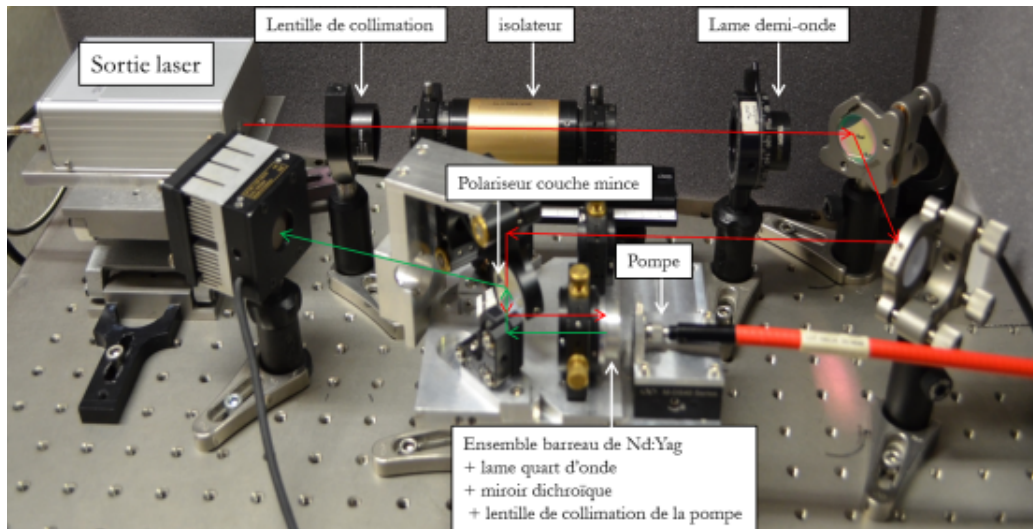


FIGURE 2-27 – Montage du système STY.

Avec ce système, nous sommes capables de délivrer des impulsions amplifiées ayant une énergie de 4,7 mJ (Fig. 2-28) sans dégrader le taux de polarisation ou la durée d'impulsion initiale ni le profil spatial.

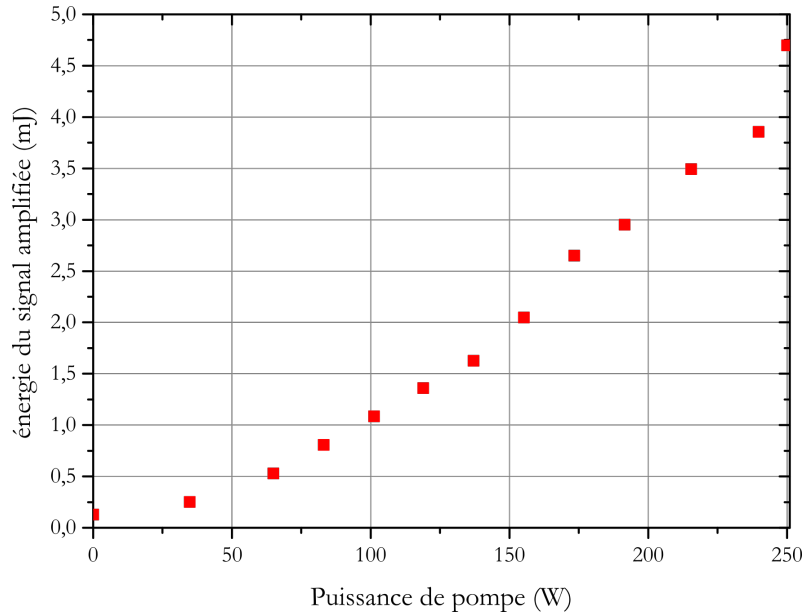


FIGURE 2-28 – Énergie amplifiée du signal en fonction de la puissance de pompe.

Ces impulsions focalisées dans l'air permettent de générer un plasma au point focal (Fig. 2-29).

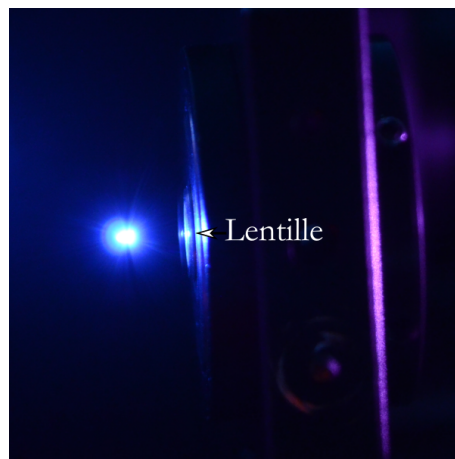


FIGURE 2-29 – Étincelle générée avec une énergie de 2,5 mJ dans une lentille de 7,51 mm.

2.3.2 l'amplificateur à deux étages STY

Pour accroître l'énergie des impulsions signal à 10 mJ nous intercalons un amplificateur Taranis développé par la société Fibercrest (Fig. 2-30) entre la source commerciale et notre amplificateur. Cet amplificateur utilise lui aussi un barreau Nd :YAG de 300 μm de diamètre en configuration simple passage. L'amplificateur Taranis injecté par le laser commercial STANDA permet d'amplifier l'énergie de l'onde signal jusqu'à 1,8 mJ (Fig. 2-31). En injectant ces impulsions dans notre amplificateur Nd :YAG, le système STY est capable de délivrer à 83 Hz des impulsions ayant une énergie de 10 mJ (Fig. 2-31). Bien que ces résultats soient satisfaisants et remplissent le cahier des charges du deuxième livrable du projet ECLAIR, ce système ne possède pas une gamme d'énergie suffisamment large pour l'ensemble des essais d'allumages laser envisagés. Pour accroître l'énergie maximale de la source STANDA amplifiée au delà de 10 mJ, nous remplaçons notre amplificateur Nd :YAG par un système commercial.

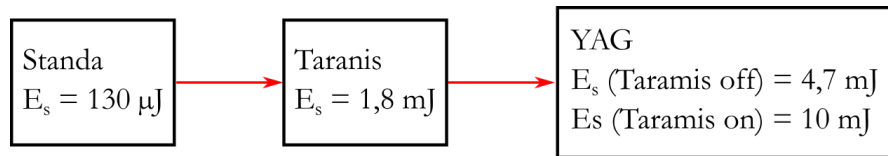


FIGURE 2-30 – Schéma de l'amplificateur double étage STY.

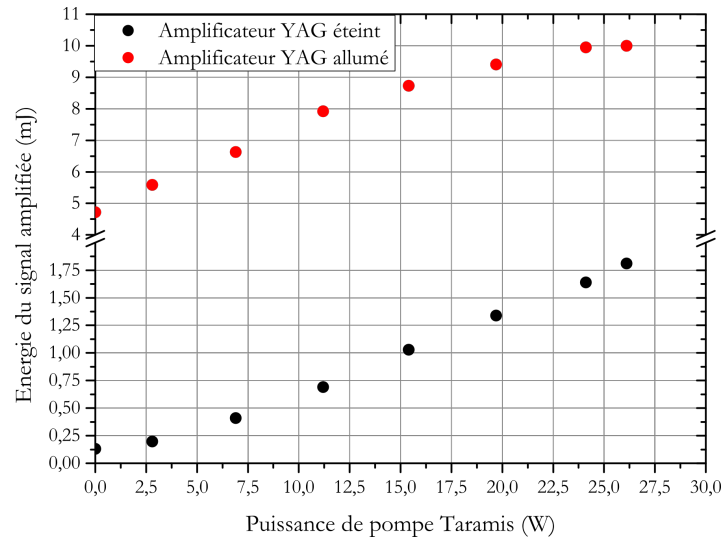


FIGURE 2-31 – Énergie amplifiée du signal en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur Taranis avec et sans l'amplificateur YAG.

2.3.3 Simulation de l'amplificateur STY

Pour simuler le fonctionnement de notre amplificateur Nd :YAG, nous avons utilisé par le code précédemment développé au paragraphe 2.2.6. Nous supposons désormais que l'impulsion à l'entrée de notre amplificateur est délivrée par l'amplificateur Taranis. La fibre dopée ytterbium est remplacée par un barreau de Nd :YAG dopé à 0,6 % de 4 mm de diamètre et 1 cm de long. Le programme simule le double passage de l'impulsion signal dans le barreau avec des pas de temps de 1 μ s tout les 100 μ m. Le temps sur lequel le système relaxe entre deux créneaux de pompage étant très grand par rapport au temps de décroissance radiative du niveau excité du Nd :YAG (12 ms comparée à $\tau_{rad} = 230 \mu$ s), le système revient à l'état initial entre deux impulsions successives. Nous ne prenons donc pas en compte la simulation du régime transitoire. La simulation de la phase de pompage doit prendre en compte l'évolution radiale du profil du faisceau pompe lors de sa propagation dans le barreau précédemment calculée [1].

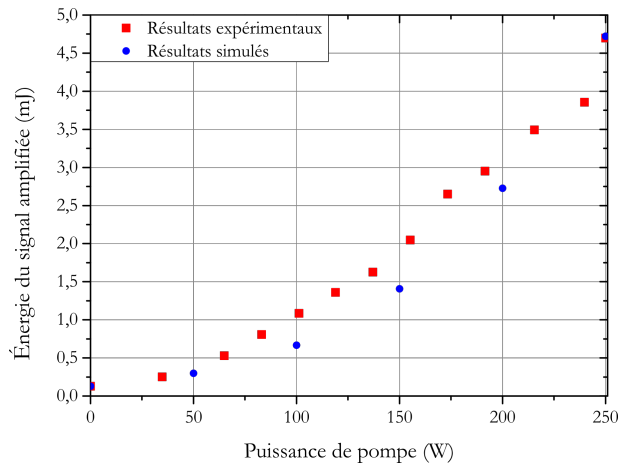


FIGURE 2-32 – Énergie du signal amplifié par l'amplificateur YAG seul.

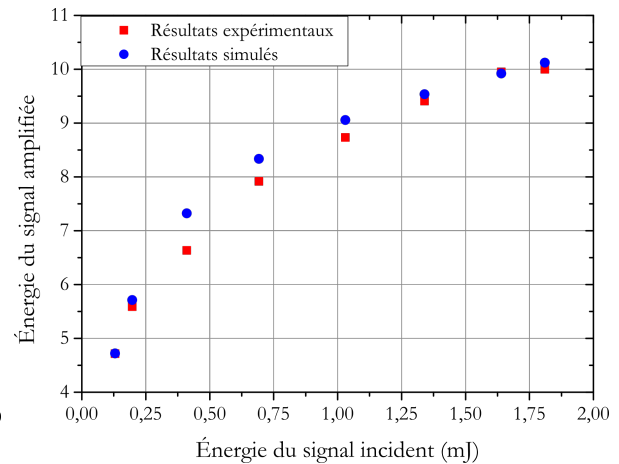


FIGURE 2-33 – Énergie du signal amplifié en fonction de l'énergie incidente du signal à puissance de pompe du module YAG maximale.

Les résultats de nos simulations sont en adéquation avec les valeurs mesurées (Fig. 2-32,2-33). Les écarts peuvent être aisément expliqués par la différence entre le profil de propagation du faisceau pompe théorique calculé lors de la thèse de G. Tison [1] et le profil réel.

À partir d'un modèle numérique prévu pour étudier un cas particulier d'amplification fibré à basse cadence, nous avons développé une simulation prenant en compte le régime transitoire d'une succession d'amplification dans un milieu lorsque celui-ci n'est pas réinitialisé entre deux cycles de pompage. Cette même simulation peut aussi servir à modéliser des systèmes plus complexes et permet la prise en compte de l'évolution du profil de répartition l'énergie de la pompe.

2.3.4 Le système STANDA-Taranis-Northrop : STN

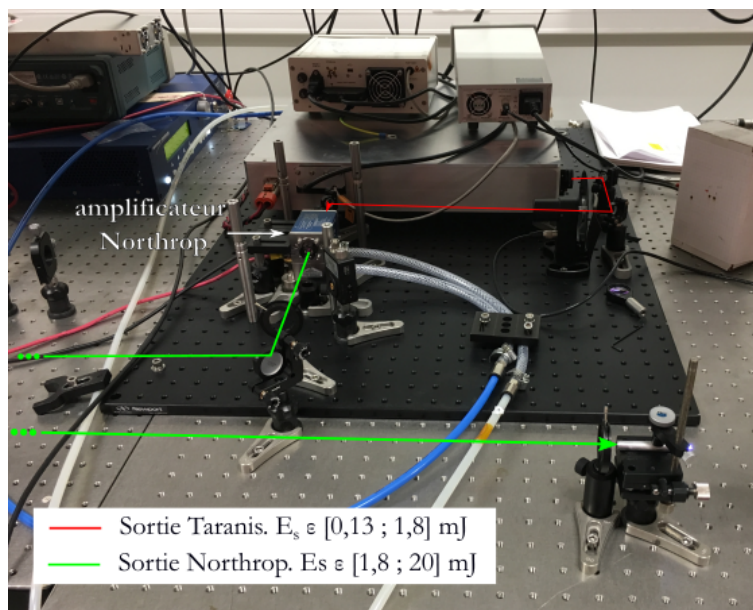


FIGURE 2-34 – Photo du montage STN.

Le système que nous avons utilisé pour réaliser nos essais d'allumage est un amplificateur Nd :YAG. Il est pompé transversalement par trois barrettes de diodes de pompes centrées à 808 nm développé par Northrop Grumann. Ce système est monté à la suite de l'amplificateur Taramis et permet d'obtenir des impulsions ayant une énergie de 20 mJ (Fig. 2-34) à une cadence de 100 Hz. Nous notons qu'avec des impulsions ayant une énergie de 20 mJ, le faisceau conserve un profil spatial gaussien (Fig. 2-36) et sa durée temporelle de 800 ps est peu modifiée (Fig. 2-35). Dans cette gamme d'énergie, nous avons pu élargir les essais d'allumages dans des régimes basses températures et basses pressions.

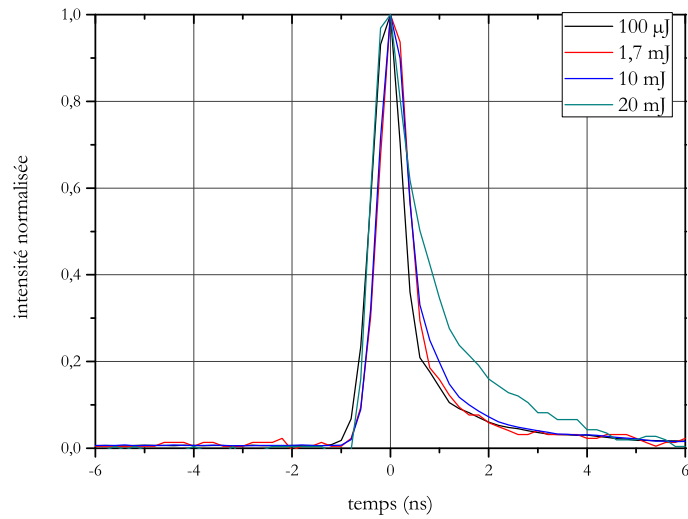


FIGURE 2-35 – Profil de la durée d’une impulsion pour plusieurs conditions d’amplifications :

1. 100 μJ : durée d’impulsion du signal non amplifié : 800 ps.
2. 1,7 mJ : durée du signal amplifié par le Taramis seul.
3. 10 mJ et 20 mJ : durée du signal pour une amplification par le Taramis et le Northrop.

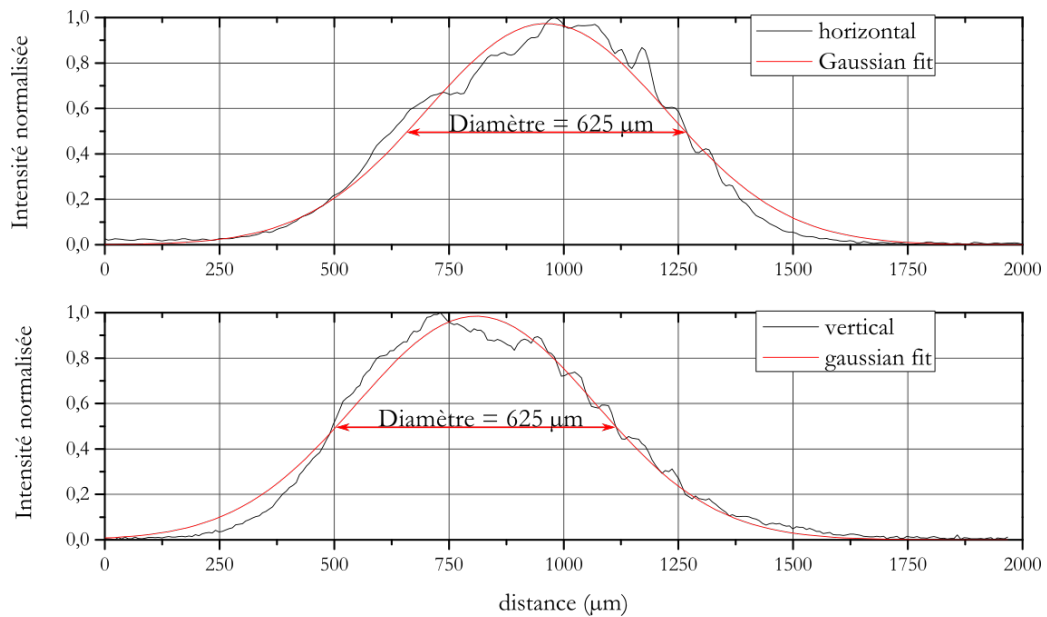


FIGURE 2-36 – Profil spatial du signal amplifié à 20 mJ à la sortie de l’amplificateur.

Avec ces impulsions, nous produisons un plasma dans l'air à l'aide de focales bien plus longues (jusqu'à 10 cm). Ceci nous permettra notamment lors des essais d'allumages de focaliser le faisceau dans différentes positions de la chambre pour chercher celles qui sont le plus favorables à l'allumage (Fig. 2-37).

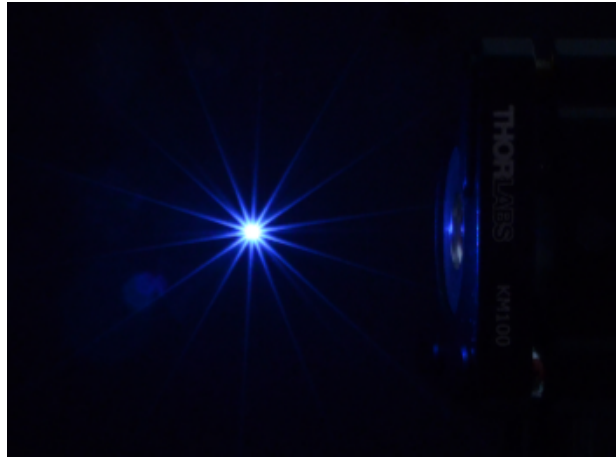


FIGURE 2-37 – Claquage dans l'air réalisé en focalisant les impulsions de 20 mJ avec une lentille de 50 mm.

Lorsque l'énergie des impulsions est de ~ 20 mJ, le profil du faisceau immédiatement après l'amplificateur STN est présenté sur la figure 2-36. Toutefois nous avons noté que la propagation du faisceau en sortie de l'amplificateur n'était plus collimatée. Ceci s'est notamment traduit par l'endommagement de différents miroirs de renvoi ou de lentilles de focalisation placées sur le trajet du faisceau. Ce phénomène bien connu est associé à la formation d'une lentille thermique dans le milieu amplificateur. Dans le paragraphe suivant, nous avons modélisé ce phénomène et évalué son impact dans les différents amplificateurs que nous avons développés.

2.3.5 Caractérisation de la lentille thermique

Définition et problématique

Lors du pompage longitudinal d'un milieu amplificateur solide (comme notre barreau de Nd :YAG), le défaut quantique entre la longueur d'onde de pompe et celle de l'émission est à l'origine d'un transfert d'énergie thermo-optique de l'impulsion pompe vers le milieu à gain. Ce transfert de chaleur introduit une variation radiale

de l'indice du milieu qui se traduit par un effet de focalisation du faisceau signal appelé lentille thermique. Pour contrôler la propagation du faisceau signal en sortie de notre système amplificateur, il est important de caractériser et maîtriser la formation de cette lentille thermique. Cette lentille thermique fut estimée lors du projet CALAS. Un rapide calcul de ce transfert d'énergie thermo-optique basé sur la puissance moyenne de la pompe permet de calculer la vergence de cette lentille et donc d'en tirer sa focale [37] :

$$V_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{in} \cdot (1 - e^{-\alpha L})}{2\pi \cdot k_0 \cdot a^2} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (2.11)$$

Dans ce calcul, le faisceau pompe est centré à 808 nm, possède un rayon de 460 μm et une puissance crête de 250 W sur une durée de 260 μs à une cadence de 83 Hz, soit une puissance moyenne de 3 W. Le faisceau pompe étant injecté dans le barreau par une fibre multimode, nous considérons que le faisceau pompe possède un profil radial «top hat». Nous donnons ici les définitions et valeurs des différents termes de l'équation 2.11 :

- P_{in} est la puissance de pompe en entrée du barreau.
- $\eta_h = 1 - \frac{\nu_{signal}}{\nu_{pompe}} = 1 - 808/1064 = 24 \%$ représente le défaut quantique entre la pompe et le signal, et donc $\eta_h P_{in}$ est la puissance transférée thermiquement.
- Le deuxième terme du numérateur représente l'absorption longitudinale de la pompe le long du barreau. Pour un dopage de 0,6 %, $\alpha = 6,3 \text{ cm}^{-1}$.
- k_0 est la conductivité thermique du barreau ($k_0 = 13,55 \cdot 10^{-2} \frac{W}{Kcm}$ à 300 K).
- $a = 0,5 \text{ mm}$ est le rayon du faisceau pompe.
- $\frac{dn}{dT} = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ est la dispersion thermique de l'indice du barreau de Nd :YAG.

Pour une puissance moyenne P_{in} de 3 W, on trouve que la focale thermique $f_{th} \sim 490 \text{ m}$ très importante et donc négligeable. Cette valeur ne renseigne que sur la valeur moyenne de la focale thermique, mais ne reflète pas la dynamique de formation de la lentille thermique. Ce n'est pas vraiment la valeur moyenne de cette focale qui nous intéresse, mais plutôt la valeur instantanée qu'elle prend au moment du passage du

signal dans le barreau amplificateur. Il nous faut donc modéliser la dynamique de formation de cette lentille thermique dans le barreau afin d'obtenir un réel contrôle de celle-ci. Pour cela nous allons d'abord déterminer l'évolution temporelle du profil de température à l'intérieur du barreau. Nous en déduisons ainsi la variation radiale de l'indice du milieu au cours du pompage. Une fois la dynamique de l'indice connu, nous en déduisons l'impact sur la propagation du faisceau signal dans le barreau de Nd :YAG. Nous pourrons ainsi déterminer la valeur effective de la focale thermique vue par le faisceau signal lors de la traversée du barreau de Nd :YAG.

Évolution de l'indice du milieu en fonction de la température

Pour déterminer la focale de cette lentille dynamique, nous supposons que lors du pompage, le gradient thermique induit par le faisceau pompe dans le barreau prend la forme [3, 38] :

$$n(r) = n_0 - \frac{n_2}{2} \cdot r^2 \quad (2.12)$$

$$\text{avec } n_2 = -2 \left. \frac{\partial^2 n(r)}{\partial r^2} \right|_{r=0} \quad (2.13)$$

En effet, compte tenu de la symétrie du problème (Fig. 2-11), nous devons avoir une variation radiale de l'indice en fonction de la température de la forme [38] :

$$n(r, z) = n_0 + \frac{dn}{dT} \cdot \Delta T(r, z) \quad (2.14)$$

$$\Delta T(r, z) = T(r, z) - T(b, z) \quad (b = \text{rayon du barreau}) \quad (2.15)$$

L'expression de la propagation de la distribution radiale de température à l'intérieur d'un barreau cylindrique de rayon b générée par une pompe «top hat» de rayon a est donné par [37] :

$$\Delta T(r, z) = \frac{\eta_h P_{in} \alpha e^{-\alpha z}}{4\pi k_0} \begin{cases} 1 - \frac{r^2}{a^2} + \ln\left(\frac{b^2}{a^2}\right) & \text{si } 0 \leq r \leq a \\ \ln\left(\frac{b^2}{r^2}\right) & \text{si } a \leq r \leq b \end{cases} \quad (2.16)$$

Notre pompe possédant un rayon plus grand que notre signal ($a = 460 \mu\text{m}$; $\omega_s = 400 \mu\text{m}$) nous considérons que la zone $[0; a]$ est la seule zone sondée par l'impulsion amplifiée (Fig. 2-38).

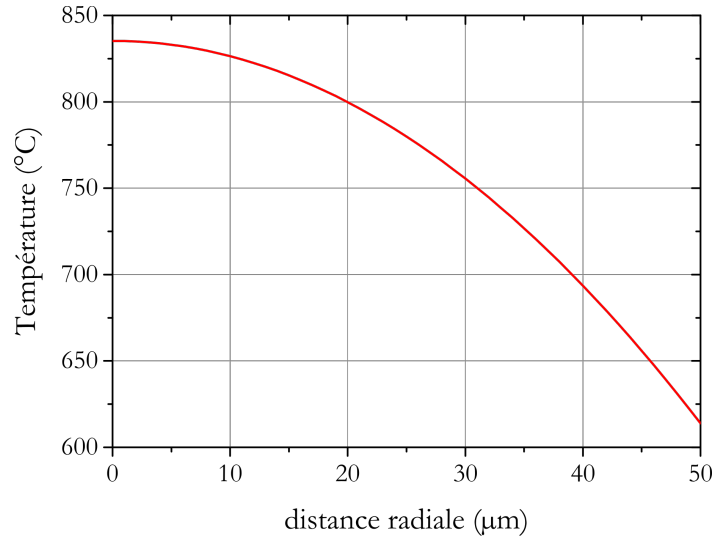


FIGURE 2-38 – Profil radial de température dans la section de cylindre pompée du barreau de rayon $a = 0,5 \text{ mm}$ à $t = 260 \mu\text{s}$. La puissance crête de la pompe est de 250 W .

En remplaçant l'expression 2.16 dans l'équation 2.14 on obtient :

$$n(r, z) = n_0 - \frac{n_2}{2} \cdot r^2 \quad (2.17)$$

$$\text{avec } n_2 = \frac{\eta_h P_{in} \alpha e^{-\alpha z}}{\pi k_0 a^2} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (2.18)$$

Avec cette expression, nous évaluons le terme quadratique moyen de la distribution radiale de l'indice :

$$n_{2, moy} = \frac{1}{L} \int_0^L n_2 dz = \frac{\eta_h P_{in} (1 - e^{-\alpha L})}{\pi k_0 a^2 L} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (2.19)$$

Dynamique de l'indice du milieu

L'expression 2.19 caractérise bien le système à l'équilibre, mais ne renseigne pas sur la dynamique du gradient d'indice lors d'un pompage par une impulsion brève. Pour modéliser ce régime transitoire, nous supposons que la variation d'indice s'établit dans le temps en suivant une loi d'évolution temporelle de temps caractéristique τ_{th} [39] :

$$n_{2,moy}(t) = \frac{\eta_h P_{in}(1 - e^{-\alpha L})}{\pi k_0 a^2 L} \cdot \frac{dn}{dT} \cdot (1 - e^{-t/\tau_{th}}) \quad (2.20)$$

$$\text{avec } \tau_{th} = \frac{a^2}{D\alpha_{0,1}^2} = 9 \text{ ms} \quad (2.21)$$

Où $D = 13,55 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ est la diffusivité thermique du barreau et $\alpha_{0,1}$ est le premier pôle de la fonction de Bessel d'ordre zéro ($\alpha_{0,1} \simeq 2,405$ [39]). Grâce à cette équation 2.20, nous déterminons ainsi l'évolution au cours du pompage du coefficient n_2 du Nd :YAG vue par l'impulsion amplifiée (Fig. 2-39) au cours du pompage.

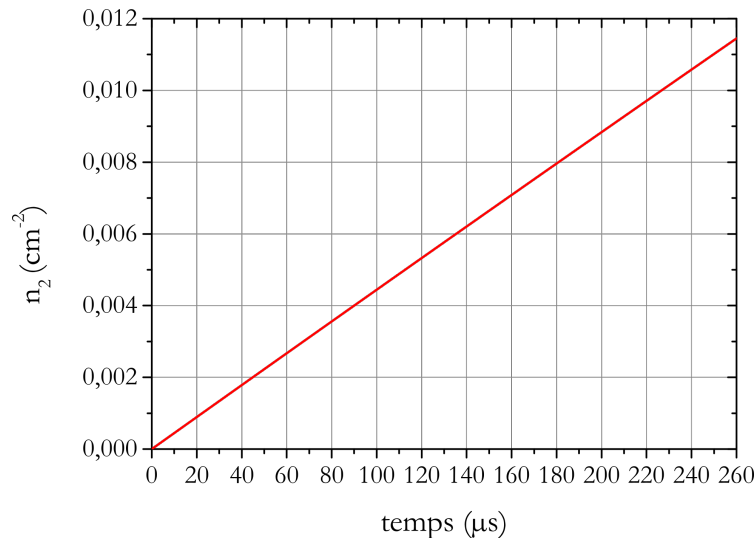


FIGURE 2-39 – Évolution du coefficient n_2 en fonction du temps pour une impulsion pompe ayant respectivement une puissance crête et une durée de 250 W et de 260 μs .

Propagation d'un faisceau à travers un milieu à gradient d'indice

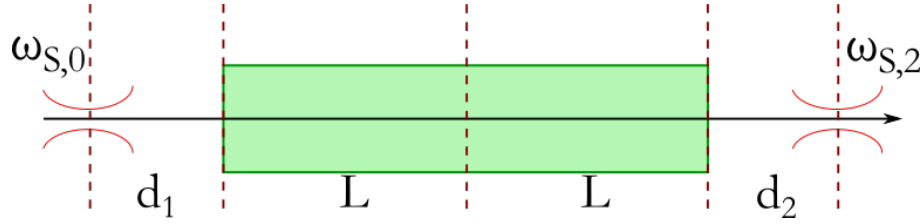


FIGURE 2-40 – Schéma de la propagation de l'onde signal à travers le barreau de Nd :YAG (aller-retour).

Cette variation d'indice que nous venons de calculer va nous permettre de déterminer son impact sur la propagation du faisceau signal dans le barreau de Nd :YAG. La matrice ABCD de passage d'une lame à gradient d'indice est [3] :

$$M_c = \begin{bmatrix} \cos(\gamma L) & (n_0 \gamma)^{-1} \sin(\gamma L) \\ -(n_0 \gamma) \sin(\gamma L) & \cos(\gamma L) \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

Avec $\gamma^2 = n_2/n_0$. Comme $n_2 \ll n_0$ alors $\gamma L \ll 1$, nous pouvons développer à l'ordre zéro les termes trigonométriques :

$$M_c = \begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ -n_2 L & 1 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

Nous pouvons ainsi calculer simplement la matrice M de propagation d'un faisceau signal de longueur d'onde λ_s , de waist $\omega_{s,0}$ possédant un front d'onde plan ($R = 0$) à une distance d_1 en amont du barreau, après un double passage dans le barreau, puis jusqu'à une distance d_2 en aval (Fig. 2-40) :

$$M_c = \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ -n_2 L & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ -n_2 L & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Soit :

$$M_c = \begin{bmatrix} -d_2 n_2 L + 1 - (L/n_0 + d_2) n_2 L & \frac{(-2d_1 d_2 L n_2 + d_1 + d_2) n_0 + (2 - n_2 (d_1 + d_2) L) L}{n_0} \\ -2n_2 L & -2n_2 L d_1 - \frac{n_2 L^2}{n_0} + 1 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

On peut ainsi calculer la transformation du beam waist incident :

$$q_1 = i \frac{\lambda_s}{\pi \omega_{s,0}^2} \quad (2.26)$$

nous obtenons après propagation dans le système :

$$q_2(t) = \frac{-2n_2L + i \cdot \frac{\pi \omega_{s,0}^2}{\lambda_s} (1 - d_2 n_2 L - (\frac{L}{n_0} + d_2) n_2 L)}{1 - 2n_2 L d_1 - \frac{n_2 L^2}{n_0} - i \cdot \frac{2\pi \omega_{s,0}^2}{\lambda_s} \cdot (1 - d_2 n_2 L)} \quad (2.27)$$

La partie imaginaire de l'inverse de $q_2(t)$ permet de déterminer l'expression du waist du faisceau propagé $\omega_{s,2}(t)$:

$$\omega_{s,2}(t) = \sqrt{\frac{\lambda_s}{\pi \Im(1/q_2(t))}} \quad (2.28)$$

Nous pouvons ainsi déterminer l'évolution du waist image $\omega_{s,2}(t)$ du faisceau à la sortie du système optique en fonction du temps (Fig. 2-41). A $t = 0$ s, la lentille thermique n'existe pas. Sa focale est alors infinie et le waist image $\omega_{s,2}$ prend la valeur du waist objet $\omega_{s,0}$ propagé sur la distance $d_1 + d_2 n_0 L + d_2$. Le waist image atteint son minimum lorsque le plan focale de la lentille thermique coïncide avec le waist objet soit $f = d_1$.

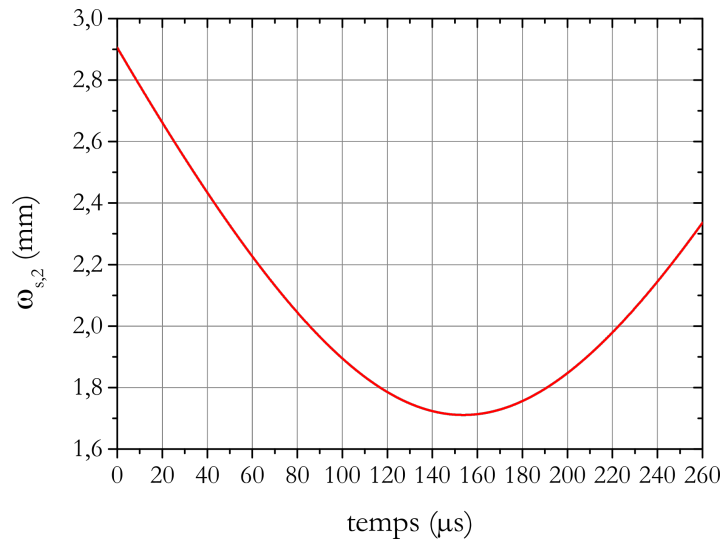


FIGURE 2-41 – Évolution du beam waist $\omega_{s,2}$ en fonction du temps.

Dans la suite nous étudierons le cas où le faisceau incident est généré par un laser continu, centré à 1030 nm, avec un waist $\omega_{s,0} = 400 \mu\text{m}$ situé à $d_1 = 50 \text{ cm}$ en amont du barreau. Le waist propagé $\omega_{s,2}$ est évalué à $d_2 = 3 \text{ m}$ en aval du barreau. Les impulsions pompes ont une puissance crête de 250 W et la durée du pompage est de 260 μJ .

Pour estimer la focale thermique induite dans le barreau de Nd :YAG, nous supposons que la propagation dans le barreau est similaire à la traversée d'une lentille mince de focale f et d'une propagation libre dans un milieu d'indice n_0 . La matrice associée à ce système est :

$$M_f = \begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & L/n_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

Soit :

$$M_f = \begin{bmatrix} 1 - \frac{L}{fn_0} & 2L/n_0 \\ -2/f & 1 - \frac{L}{fn_0} \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

Si $L \ll fn_0$ alors la matrice M_f est égale à la matrice M_c (éq. 2.23) si :

$$f = \frac{2}{n_2 L} \quad (2.31)$$

Nous obtenons ainsi l'évolution de la lentille thermique dynamique induite durant le pompage du barreau (Fig. 2-42). La focale de la lentille thermique qui est négligeable si l'on ne considère que la puissance moyenne de pompe (estimé précédemment dans les mêmes conditions à 490 m), a une valeur non négligeable de 44 cm à la fin du créneau de pompe.

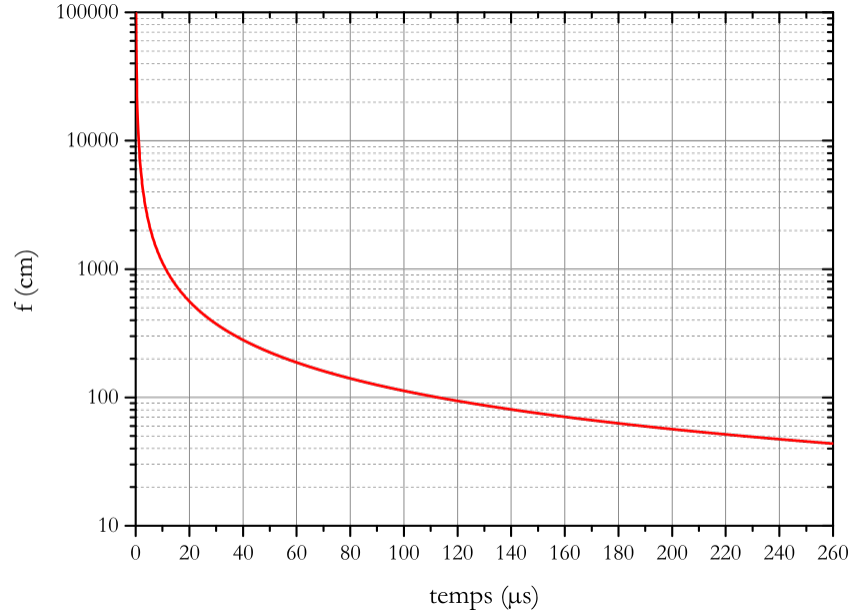


FIGURE 2-42 – Évolution de la focale de la lentille thermique dans un barreau de Nd :YAG en fonction du temps.

Simplification du modèle

Pour simplifier nos calculs, nous déterminons la propagation du même faisceau incident à travers ce système équivalent. La taille et la position $z_1(t)$ du waist $\omega_{s,1}(t)$ image de $\omega_{s,0}$ par la lentille de focale $f(t)$ sont donnés par [3] :

$$\omega_{s,1}(t) = \frac{\omega_{s,0}^2 f(t)^2}{(d_1 - f(t))^2 + z_{r,0}^2} \quad (2.32)$$

$$z_1(t) = \frac{(d_1 - f(t))f^2(t)}{(d_1 - f(t))^2 + z_{r,0}^2} + f(t) \quad (2.33)$$

$$\text{avec } z_{r,0} = \frac{\pi\omega_{s,0}^2}{\lambda_s} \quad (2.34)$$

Comme la focale thermique est plus grande que $2d_1$ jusqu'à $100 \mu s$, l'image conjuguée par la lentille thermique est virtuelle ($z_1(t) < 0$). La focalisation du faisceau incident n'est effective que lorsque l'image conjuguée est réelle ($z_1(t) > 0$) comme indiqué sur la figure 2-43.

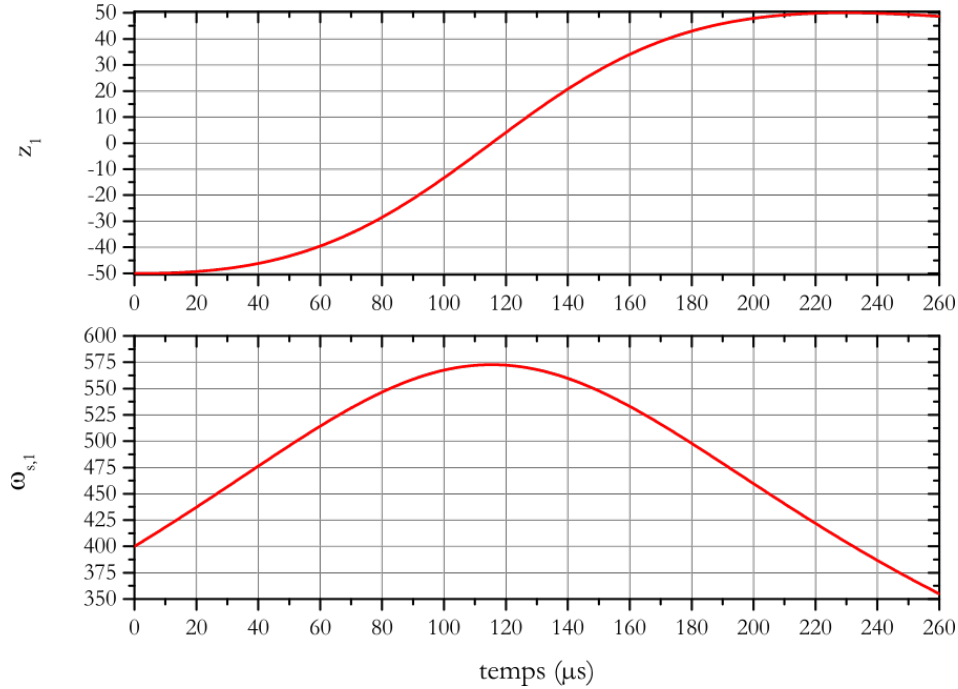


FIGURE 2-43 – Évolution du waist et position de l'image du faisceau incident conjuguée par la lentille thermique.

Une fois ces deux paramètres connus, il faut déterminer le waist $\omega'_{s,2}(t)$ du faisceau à la distance d_2 du barreau :

$$\omega'_{s,2}(t) = \omega_{s,1}(t) \sqrt{1 + (z(t)/z_{r,1}(t))^2} \quad (2.35)$$

$$\text{avec } z(t) = d_2 + 2Ln_0 - z_1(t) \quad (2.36)$$

$$\text{et } z_{r,1}(t) = \frac{\pi\omega_{s,1}^2}{\lambda_s} \quad (2.37)$$

Nous obtenons alors la comparaison entre le modèle propagé classique et le modèle similaire (Fig. 2-44). Cette courbe nous donne la caustique du faisceau en sortie de l'amplificateur. D'ordinaire une mesure de caustique se fait en mesurant le waist d'un faisceau le long de sa propagation en aval d'une lentille de focale constante. Ici la position de la mesure est fixe et c'est la focale qui varie.

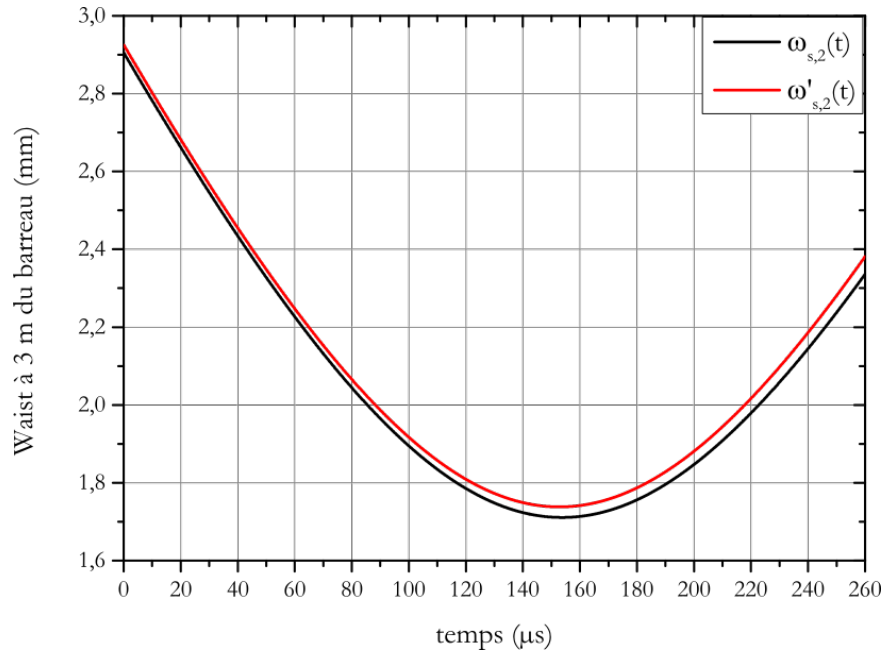


FIGURE 2-44 – Évolution du waist image au cours du temps au point d’observation.

Proposition de validation expérimentale

Nous n’avons pas eu le temps nécessaire pour mesurer effectivement la lentille thermique dynamique induite dans nos barreaux amplificateurs. Toutefois nous proposons ci-dessous une méthode qui permettrait de réaliser ces mesures.

Une confirmation expérimentale de ces simulations nécessiterait par exemple de mesurer la variation d’intensité du faisceau incident transmis par un diaphragme situé à la distance d_2 du barreau. Dans nos calculs, nous avons choisi un faisceau incident à 1030 nm plutôt que 1064 nm pour que la variation d’intensité ne soit pas modifiée par l’amplification lors de son passage dans le barreau tout en restant dans l’intervalle spectral guidé par notre amplificateur. L’intensité transmise serait alors collectée par une lentille et focalisée sur une photodiode rapide. Pour un diaphragme de 200 μm de diamètre, la tension mesurée par la photodiode (en supposant une réponse linéaire de la photodiode) aura l’allure de la figure 2-45 :

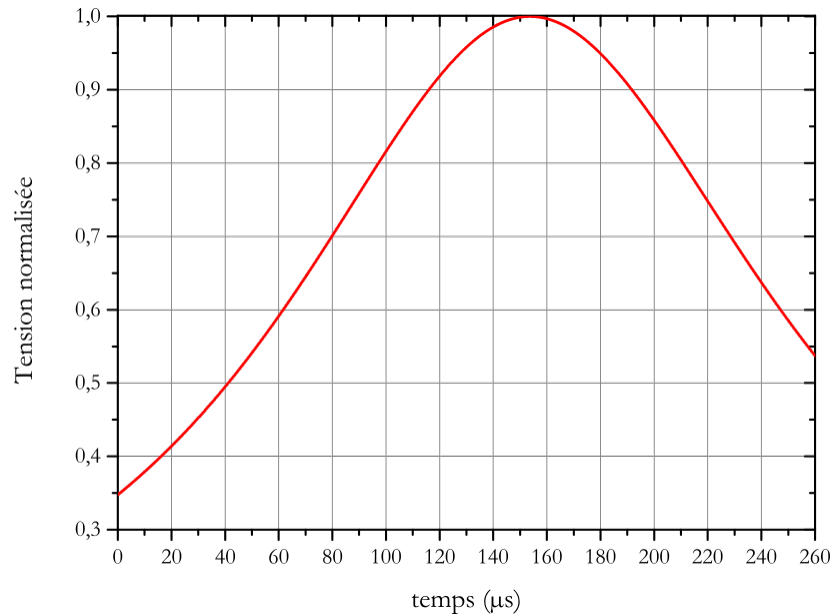


FIGURE 2-45 – Simulation de l'évolution temporelle de la tension mesurée par une photodiode rapide placée derrière un diaphragme de $200 \mu\text{m}$ situé à la distance $d_2 = 3 \text{ m}$ du barreau de Nd :YAG.

Bilan

La lentille thermique introduite par l'amplificateur YAG a une influence néfaste sur la propagation du train d'impulsion à l'air libre. Son caractère dynamique la rend difficile à corriger et pose des contraintes sur le positionnement des différents miroirs de renvoi qui guideront le faisceau jusqu'à la chambre de combustion lors d'essais d'allumage. En effet, les énergies en jeu (10 mJ) associées à une focale estimée par notre modèle à 44 cm à la fin du créneau de pompe font que la fluence du faisceau au point focal est supérieure au seuil d'endommagement de la plupart des traitements de miroirs conventionnels. Nous rappelons aussi que l'énergie des impulsions qu'il délivre est à la limite du seuil d'allumage d'un mélange air/kérosène. Comme nous le verrons dans la prochaine section, le système STY n'a pas pu initier un allumage sur banc d'essai. C'est pourquoi nous avons développé le système STN délivrant des impulsions de caractéristiques similaires mais avec 20 mJ.

2.4 Campagnes d’essais d’allumage laser d’une chambre de combustion

2.4.1 Introduction

Cette partie rapporte les résultats d’allumage laser obtenus avec les systèmes précédemment décrits, sur le banc d’essai MERCATO à l’ONERA. Après une introduction présentant le banc d’essai ainsi que les montages monosecteur et trisecteur sur lesquels les essais furent réalisés, nous présenterons lesdits essais. Une première partie rapporte les essais d’allumage effectués sur le montage monosecteur effectué à l’aide du système STY. Nous présentons ensuite les essais réalisés avec le système STN sur le montage trisecteur, plus proche d’une chambre d’allumage d’un moteur Ardiden. La présentation de ces essais très concluants sera divisée en trois grands paragraphes. Le premier porte sur la détermination de l’énergie minimale d’allumage (EMA) de cette chambre et la comparaison de ces résultats avec des allumages réalisés avec une bougie classique à arc. Nous présentons ensuite une étude en fonction de la pression en chambre à température ambiante. Là encore ces résultats sont comparés avec ceux obtenus avec une bougie conventionnelle. Enfin nous présentons la même étude réalisée cette fois à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Le banc MERCATO

Le banc MERCATO (Moyen Expérimental et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques) permet l’étude et la caractérisation de la combustion diphasique dans des conditions critiques de haute altitude. Il est situé à l’ONERA sur le centre du Fauga-Mauzac. Le banc possède une grande modularité qui permet la mise en place de chambres de combustion reproduisant partiellement les écoulements dans les foyers de combustion aéronautiques. De plus, des accès optiques équipent chacune de ces chambres rendant possible des mesures non intrusives du milieu (caractérisation du champ aérodynamique, du brouillard de gouttes, de la topologie de la flamme, etc). Dans notre cas, ces accès servent à visualiser la séquence d’allumage de

la chambre (formation du plasma, naissance et développement du noyau de flamme, propagation de la flamme à toute la chambre) à l'aide d'une caméra rapide. Ce banc permet de reproduire de nombreux régimes de sortie de compresseur représentatifs des conditions de redémarrage en haute-altitude. Un compresseur d'une puissance de 1 MW et un débit de 3 kg/s alimente un réservoir de stockage (capacité : 300 m³, pression : 10 bar). De là, une conduite de diamètre 3 pouces (76,2 mm) amène l'air dans un réservoir tampon (capacité : 900 litres, pression : 10 bar) pour alimenter le banc. L'air est injecté continuellement dans la chambre, son débit est mesuré par un débitmètre massique à effet Coriolis et régulé par une vanne pilotée. Un échangeur à azote liquide permet de reproduire les conditions de basses températures en abaissant la température de l'air jusqu'à -40 °C. Une trompe d'aspiration peut être montée sur chaque sortie de chambre afin de reproduire les basses pressions et réduire la pression dans la chambre jusqu'à 0,45 bar, ce qui est représentatif d'une altitude proche de 6500 m.

Ce banc est équipé d'un ensemble de capteurs analogiques permettant de mesurer la pression à l'intérieur de la chambre, la température, et les débits des différents fluides (air et carburant). Un poste de pilotage permet d'acquérir l'ensemble des mesures, de contrôler et séquencer l'ensemble des événements de la chaîne d'allumage.

Pour plus d'information sur le sujet, le lecteur pourra se référer aux thèses dont les expériences ont été effectuées sur le banc [40, 41].

Le montage monosecteur

La figure 2-46 représente le montage monosecteur. Il est constitué d'une arrivée d'air, d'un plenum (chambre de tranquillisation), d'un injecteur Makila DLN (de conception Turboméca) et d'une chambre de combustion équipée de deux hublots latéraux ainsi qu'un hublot frontal permettant d'observer la totalité d'une séquence d'allumage. Ces hublots peuvent être remplacés par des doubles hublots ventilés à l'azote pour éviter les effets de condensation et de givrage lors des essais à froid. Dans notre cas, ces hublots peuvent être remplacés par des flasques faites sur mesure pour accueillir des montures de lentilles servant à introduire et focaliser le faisceau laser

dans la chambre. Dans le cas d'un allumage classique par bougie à arc, celle-ci est placée sur la face supérieure de la chambre et sa position peut être ajustée à différentes distances en aval de l'injecteur.

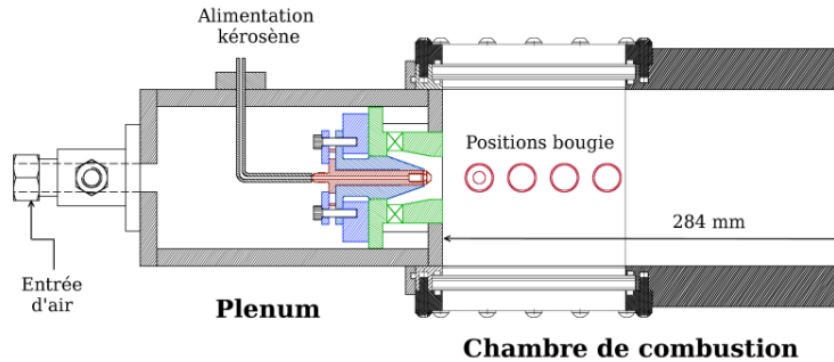


FIGURE 2-46 – Schéma du montage monosecteur.

Le montage trisecteur

Cette maquette (Fig. 2-47) fut développée pour permettre des études d'allumage et de propagation de flamme sur une configuration (géométrie, dimensions, architecture) représentative d'une chambre réelle. En effet, cette chambre reproduit une portion de secteur redressé d'un moteur Ardiden (Turboméca) et permet ainsi de réaliser des comparaisons avec une chambre annulaire complète, pour des coûts d'essais bien moindres. Comme sur le montage monosecteur, la chambre de combustion est équipée de deux hublots latéraux ainsi qu'un hublot frontal permettant d'observer la totalité d'une séquence d'allumage. Dans le cas d'un allumage classique par bougie à arc, celle-ci est placée en fond de chambre ; pour les essais d'allumage laser, la bougie est ôtée et le faisceau laser passe en lieu et place de celle-ci. Le montage est équipé d'un injecteur de démarrage et de trois injecteurs principaux, néanmoins seul l'injecteur de démarrage était carburé lors des présents essais d'allumage (de façon similaire aux essais du projet CALAS).

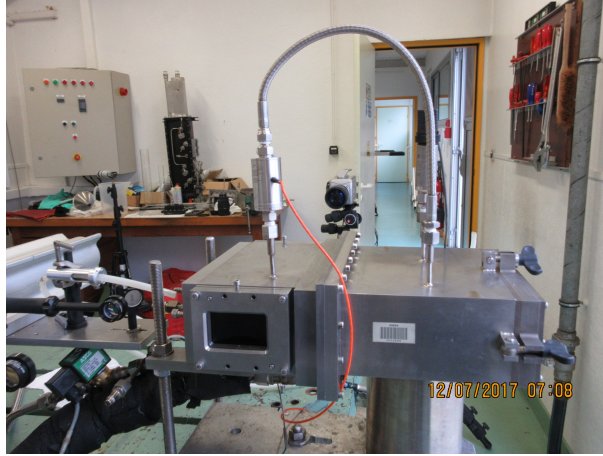


FIGURE 2-47 – Photographie du montage trisecteur.

2.4.2 Essais d'allumage sur le montage monosecteur



FIGURE 2-48 – Photo de l'installation du système STY.

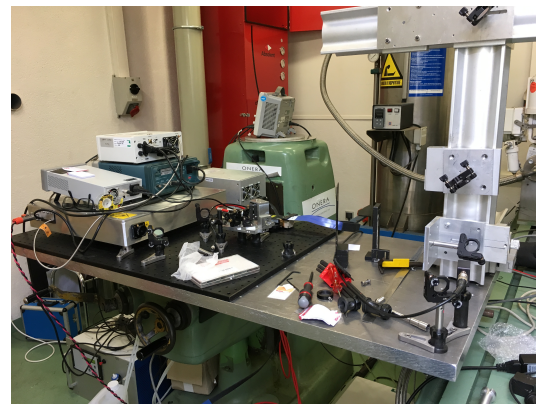


FIGURE 2-49 – Photo de l'installation du système STY.

Cette première campagne d'essai servit principalement à essayer les plâtres. Nous utilisâmes le système STY pour l'ensemble de cette campagne. Ce système délivre des impulsions de 1 ns, avec une énergie de 10 mJ à 83 Hz (Fig. 2-48 et 2-49). Plusieurs problèmes durent être réglés très rapidement. Le premier est la distance séparant la sortie de l'amplificateur et l'entrée de chambre. Dans le cadre du projet CALAS ([1]), le faisceau en sortie de l'amplificateur devait se propager sur quelques dizaines de centimètres avant d'atteindre l'entrée de la chambre. Cependant, la modification du banc MERCATO réalisée entre les essais CALAS ([1]) et nos essais, nécessita alors de propager le faisceau sur 2,5 m. Sur cette distance la lentille thermique est beaucoup

plus contraignante surtout lorsque l'on travaille avec des impulsions de 10 mJ à 1 ns. Nous avons mis en évidence la formation d'une lentille thermique dynamique dans le barreau amplificateur. La focalisation du faisceau par cette lentille induit un endommagement des traitements optiques des miroirs. Le flux à 10 mJ dépassait donc le seuil d'endommagement des miroirs. Ceci nous contraignit à limiter l'énergie des impulsions à 7 mJ.

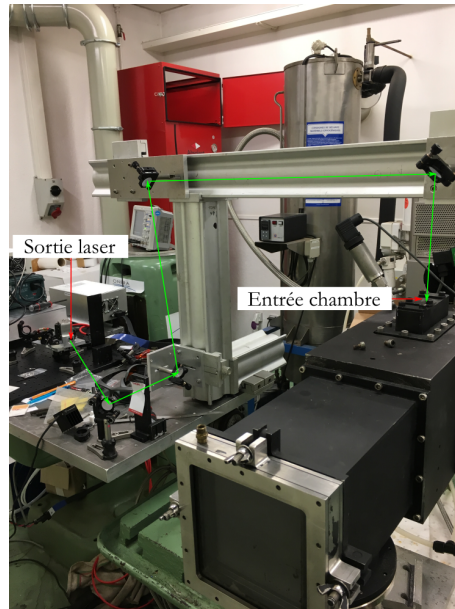


FIGURE 2-50 – Matérialisation du trajet du faisceau jusqu'à la chambre monosecteur.

Par ailleurs pour régler le problème lié à la lentille thermique dans le barreau de Nd :YAG, un périscope (Fig. 2-50) qui, à défaut d'être subtile, était parfaitement stable et donnait accès à une grande liberté de réglages avec une excellente précision pour guider notre faisceau. Il permit d'adapter le diamètre du faisceau à la taille de la lentille de focalisation en chambre de combustion.

Survint alors le problème de la pollution de la lentille de focalisation en chambre. Cette lentille en saphir, de diamètre égal à 6 mm, possède une courte focale de 8 mm (fig. 2-51). Elle doit donc être placée à la paroi de la chambre et, de ce fait, est sujette à recevoir des projections de kérosène liquide lors de la séquence d'allumage. L'étincelle est ainsi systématiquement éteinte lorsque le kérosène est pulvérisé dans la chambre. Nous résolûmes ce problème grâce à plusieurs lentilles fixées sur une flasque

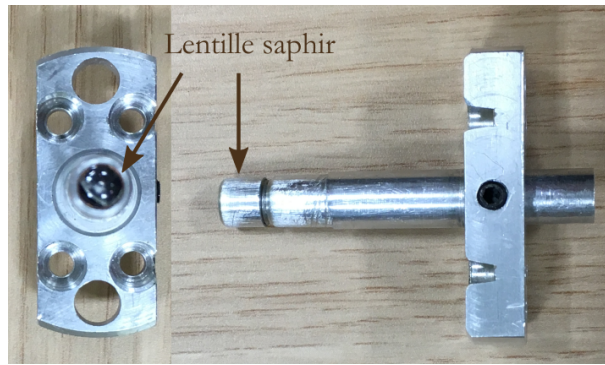


FIGURE 2-51 – Vue de face et de profil de la lentille de focalisation.

remplaçant un hublot latéral. Une ouverture de 1 mm est percée sur la face intérieure de la flasque afin de minimiser les projections de gouttelettes sur la lentille. En utilisant une lentille de 25,4 mm de diamètre et de 35 mm de focale, on obtint un seuil de claquage à 1,2 mJ. Une deuxième lentille de 9 mm de diamètre et 13,86 mm de focale permet de réduire le seuil de claquage à 0,5 mJ (Fig. 2-52).

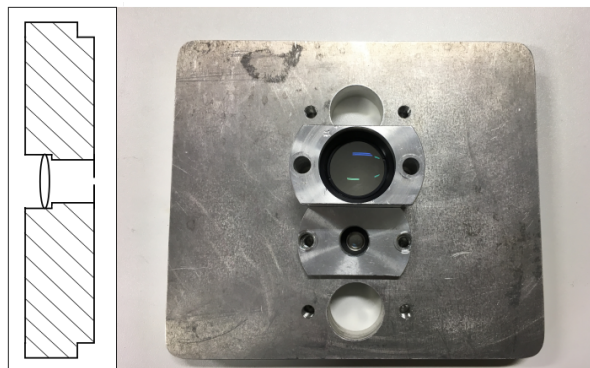


FIGURE 2-52 – Flasque utilisée pour focaliser les impulsionsnanosecondes dans la chambres de combustion.

Dans ces conditions, l'étincelle persistait lors de la pulvérisation du kérosène. Cependant, l'énergie apportée par les impulsions n'était malheureusement pas suffisante pour allumer la chambre. Ce résultat ne constitue cependant pas une surprise dans la mesure où les essais d'allumage laser du projet CALAS sur le montage monosecteur avait nécessité une énergie de l'ordre de 75 mJ (avec néanmoins des durées d'impulsions laser de 6 ns) à température ambiante et pression atmosphérique.

2.4.3 Essais d'allumage sur le montage trisecteur

Protocole expérimental

Nous avons utilisé le système STN pour l'allumage sur la chambre trisecteur. Nous rappelons que ce système peut délivrer des impulsions nanosecondes supérieures à 20 mJ à une cadence de 100 Hz (Fig. 2-53).

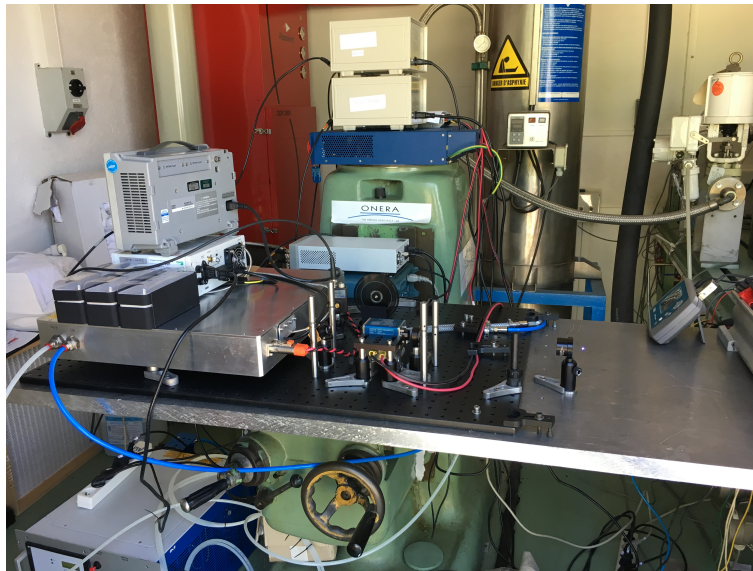


FIGURE 2-53 – Photo du système STN installé sur le banc MERCATO.

La campagne d'essais fut réalisée dans des conditions «hostiles». Elle eut lieu en juin/juillet 2017 pendant une période de canicule où les températures passaient de 20 °C le matin à plus de 40 °C dans l'après-midi. Pour éviter des risques d'asphyxie dus à l'utilisation d'azote liquide, les portes du banc MERCATO étaient grandes ouvertes. Or cette période de l'année correspond dans le Sud-Ouest à la pollinisation des peupliers qui arborent le site de l'ONERA. De nombreuses graminées (et quelques insectes plus ou moins gros) volaient donc dans la salle, autour des ventilateurs des différents chillers et alimentations électroniques, mais surtout sur les optiques guidant un train d'impulsions de 20 mJ. Cette campagne qui dura un mois prit de nombreux retards à cause de pannes engendrées par ces conditions peu standards. Néanmoins pas moins de 350 essais d'allumages furent réalisés dont beaucoup furent de francs

succès. Notons que chaque essai d'allumage réussi nécessite un temps de relaxation important (10 minutes) pour permettre à la chambre de revenir à sa température nominale avant l'essai suivant.

L'objectif de cette session fut de réaliser une étude d'allumage par une étincelle laser guidée dans la chambre. Le faisceau fut injecté et focalisé en chambre au travers de l'accès prévu pour une bougie d'allumage standard. Le support de bougie est présenté sur la figure 2-54.



FIGURE 2-54 – Photo du support de bougie du montage trisecteur.

Le but initial était de réaliser ces essais avec la lentille saphir précédemment utilisée sur le montage monosecteur (Fig. 2-51). Cette lentille qui avait résisté en laboratoire lors d'essais préliminaires à des énergies de 13 mJ n'a pas supporté plus de 10 mJ en conditions réelles sur le banc. Il fallut donc remplacer le système initial par un système permettant de fixer une lentille L_f de 25,4 mm de diamètre avec des focales de 40 mm et 45 mm. Pour que le faisceau incident éclaire toute la pupille de la lentille L_f , nous plaçons en amont une lentille divergente de -75 mm. De cette manière la fluence sur L_f est inférieure à son seuil d'endommagement. Nous ajustons la distance séparant ces deux lentilles afin de positionner l'étincelle à 7 mm de la paroi de la chambre (Fig. 2-55 et 2-56).



FIGURE 2-55 – Trajet du faisceau dans la chambre trisecteur.

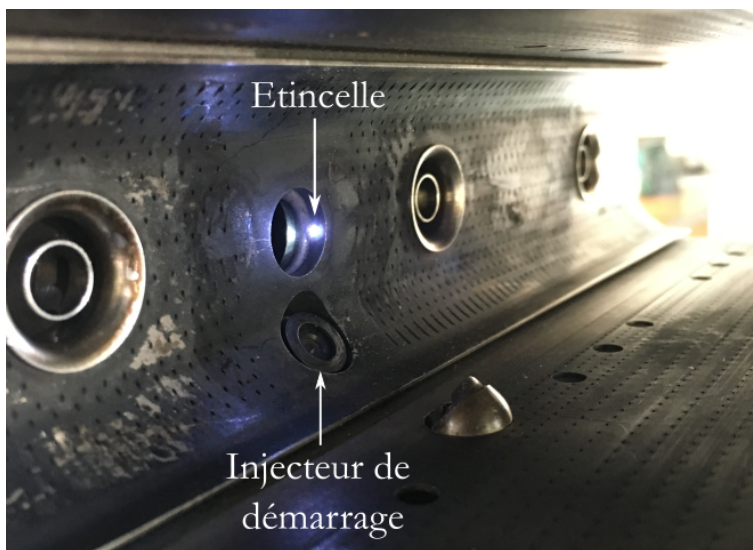


FIGURE 2-56 – Étincelle laser en chambre.

Caractérisation du seuil d'énergie d'allumage

Cette première étude avait pour but de comparer notre allumeur avec une bougie à arc conventionnelle. Nous fixons donc les débits d'air Q_a et de kérosène Q_k de façon à ce que la richesse globale soit égale à 0,136, ce qui est la valeur de référence pour l'allumage du montage trisecteur à température ambiante et pression atmosphérique. Pour des raisons de confidentialité, il n'est pas possible d'indiquer les valeurs des débits d'air et de kérosène dans ce manuscrit.

La richesse ϕ du milieu est donnée par :

$$\Phi = \frac{Q_k}{Q_a} \times \frac{1}{14,725} \quad (2.38)$$

Où 14,725 est le rapport de masse à la stœchiométrie pour un mélange kérosène/air. Ces essais d'allumages durent 6 s. La séquence d'allumage suit le chronogramme représenté sur la figure 2-57.

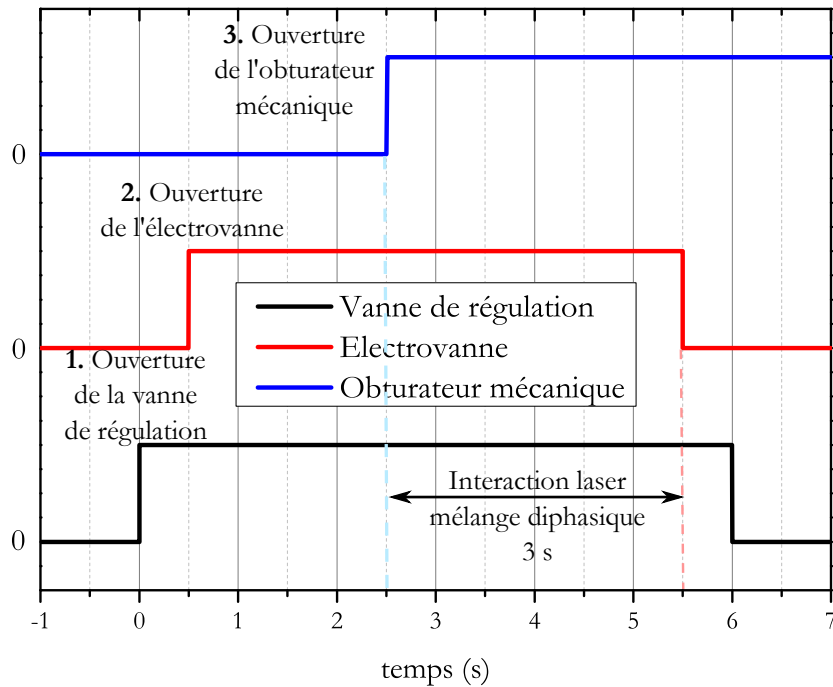


FIGURE 2-57 – Chronogramme d'une séquence d'allumage.

La séquence commence par l'ouverture de la vanne de régulation de carburant ($t = 0$ s) qui fixe Q_k à une valeur désirée. Ensuite, l'électrovanne qui alimente la chambre en carburant s'ouvre ($t = 0,5$ s). Cette ouverture entraîne un dépassement du débit de kérosène au-dessus de la consigne qui est due à la surpression initiale au niveau de l'électrovanne quand celle-ci est fermée (fig. 2-58). Pour que la caractérisation d'un allumage à l'autre se fasse dans les mêmes conditions de débit, nous plaçons un obturateur mécanique dont l'ouverture n'est actionnée qu'après que le débit massique de carburant a atteint sa consigne (2 s après l'ouverture de

l'électrovanne). Pour que cet obturateur supporte l'intensité laser et ne soit pas percé, nous l'avons recouvert d'une couche d'oxyde de zirconium. L'injecteur continue à être carburé pendant une durée de 3,5 s lors de laquelle l'étincelle laser interagit avec le mélange diphasique à une cadence de 100 Hz pour initier un allumage. La fermeture de l'électrovanne ($t = 5,5$ s) coupe l'alimentation en carburant de la chambre puis la vanne de régulation se ferme également. ($t = 6$ s). L'air continue de circuler dans la chambre après un essai qu'il ait réussi ou non. Cela permet soit de refroidir la chambre, soit d'évacuer les résidus de carburant de la chambre. Un essai d'allumage réussi entraîne une surpression dans la chambre dont la mesure nous donne l'instant d'allumage (fig. 2-59). Cette mesure est représentée par le pic de la figure 2-59. La pression revient ensuite à la valeur ambiante lorsque l'électrovanne coupe l'alimentation en kérosène qui entraîne l'arrêt de la flamme.

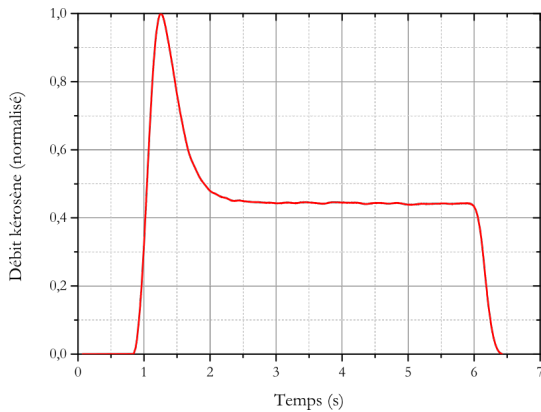


FIGURE 2-58 – Évolution du débit kérosène injecté dans la chambre de combustion en fonction du temps.

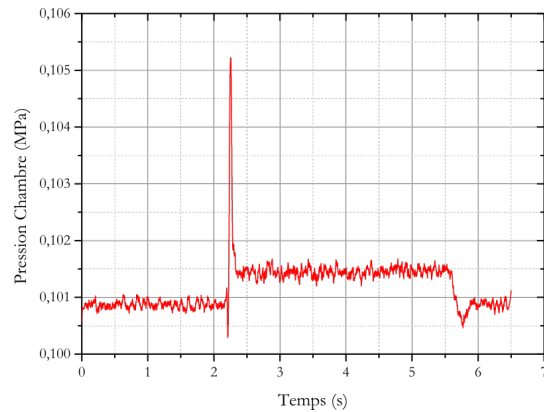


FIGURE 2-59 – Évolution de la pression intra chambre en fonction du temps lors d'un allumage réussi.

Les résultats obtenus avec la lentille de focale 45 mm ne seront pas présentés dans cet ouvrage. Nous avons cependant obtenu avec cette lentille des résultats satisfaisants, notamment un allumage avec une énergie de 8 mJ pour une richesse de 0,136 après 1,55 s qui correspond aux performances obtenues avec une bougie conventionnelle. Cette lentille était un doublet achromatique dont la colle située à l'interface des deux lentilles n'a pas supporté des énergies de 13 mJ. Les résultats obtenus avec cette lentille n'ont donc pas pu être reproduits.

Les résultats que nous présentons dans le tableau 2-60 sont un panel représentatif des essais menés à température et pression ambiantes. L'instant d'allumage est le temps d'allumage de la chambre après l'ouverture de l'obturateur (soit 2 s après l'ouverture de l'électrovanne + 0,1 s de délai pendant lequel l'obturateur mécanique s'ouvre).

Température air (K)	Pression chambre (MPa)	Richesse	Instant allumage (s)	Energie laser (mJ)
294	0,1	0,14	0,42	10
294	0,1	0,141	1,52	8
294	0,1	0,139	0,37	8
294	0,1	0,142	0,19	7
294	0,1	0,137	0,66	7
294	0,1	0,137	0,68	6
294	0,1	0,139	—	6
294	0,1	0,136	0,4	6
294	0,1	0,166	—	4
294	0,1	0,169	—	4
294	0,1	0,148	—	5
294	0,1	0,144	—	5
294	0,1	0,143	—	5,5
294	0,1	0,165	—	5,5
294	0,1	0,136	0,22	6
293	0,1	0,209	0,88	10
293	0,1	0,149	0,58	10
293	0,1	0,155	0,41	6
293	0,1	0,163	0,77	10

FIGURE 2-60 – tableau de résultats d'allumage laser.

Les premiers essais ont été consacrés à la recherche de l'énergie minimale nécessaire pour allumer le mélange diphasique (notée EMA pour « Énergie Minimale d'Allumage » par la suite) dans les mêmes conditions expérimentales que celles obtenues avec une bougie conventionnelle. Les essais suivants nous ont permis de nous assurer du bon alignement de l'allumeur. La figure 2-61 résume ces résultats. Nous voyons qu'au-dessus de 6 mJ la probabilité d'allumage est proche de 100 %, et qu'au-dessus de 8 mJ, nous sommes capable d'allumer le moteur dans les mêmes conditions qu'une bougie classique.

Trois informations importantes sont à retenir de ces essais :

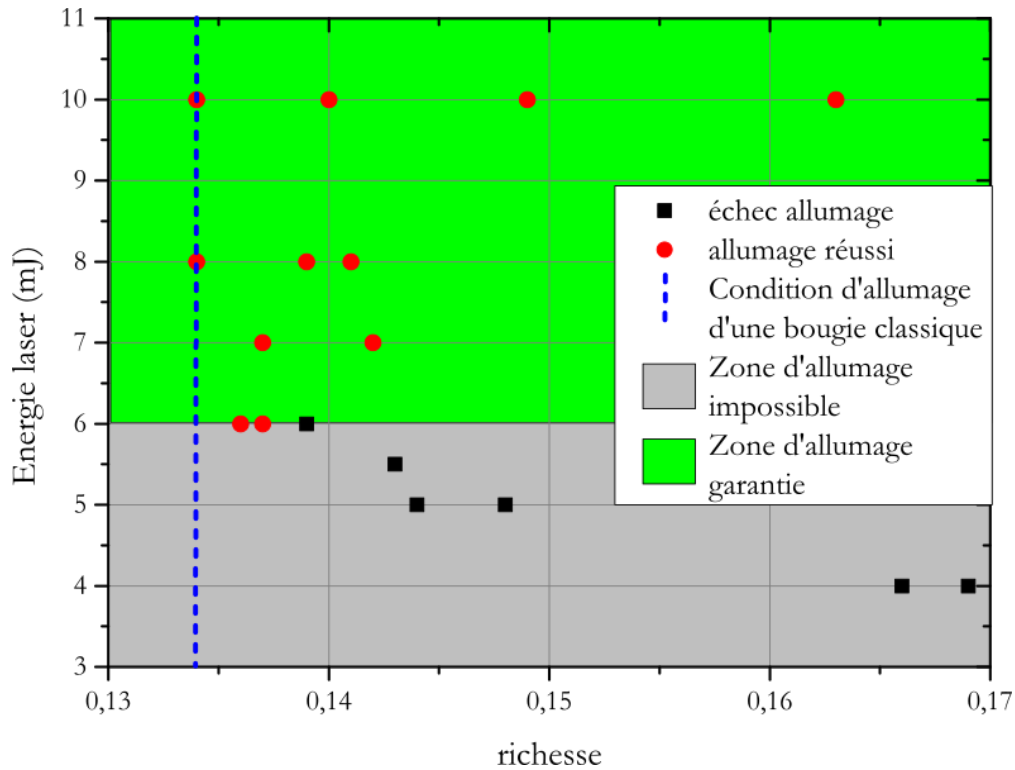


FIGURE 2-61 – Succès d’allumage de la chambre pour un couple d’énergie et de richesse donné à température et pression ambiantes. Le trait pointillé en bleu indique la richesse à laquelle une bougie à arc allume la chambre dans ces mêmes conditions. Deux zones se distinguent : la première (en gris) correspond au seuil d’énergie minimale nécessaire à un allumage, la deuxième (en vert) où l’énergie est suffisante pour allumer le montage trisecteur dans des conditions proches d’une bougie à arc.

1. Notre allumeur laser est capable d’allumer le montage trisecteur à température et pression ambiantes dans les mêmes conditions qu’une bougie conventionnelle.
2. Cet allumeur est capable à énergie équivalente de 10 mJ d’allumer un mélange diphasique avec une richesse trois fois inférieure à celle nécessaire pour un allumage avec le système développé dans le précédent projet CALAS ([1]).
3. Alors que l’EMA fut estimée à 10 mJ lors du projet CALAS ([1]), nous sommes arrivés à abaisser cette valeur à 6 mJ.

Les progrès réalisés par rapport au projet au CALAS sont considérable dans la mesure où nous obtenons des performances d’allumages comparables à celles d’une bougie à arc conventionnelle.

Optimisation de l'allumage en dépression à température ambiante

Nous réalisons les essais en dépression à température ambiante avec une énergie laser incidente constante. Nous changeons la richesse du mélange en faisant varier le débit d'air Q_a . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2-62 en termes de débit d'air normalisé par rapport à celui obtenu à température ambiante et pression atmosphérique.

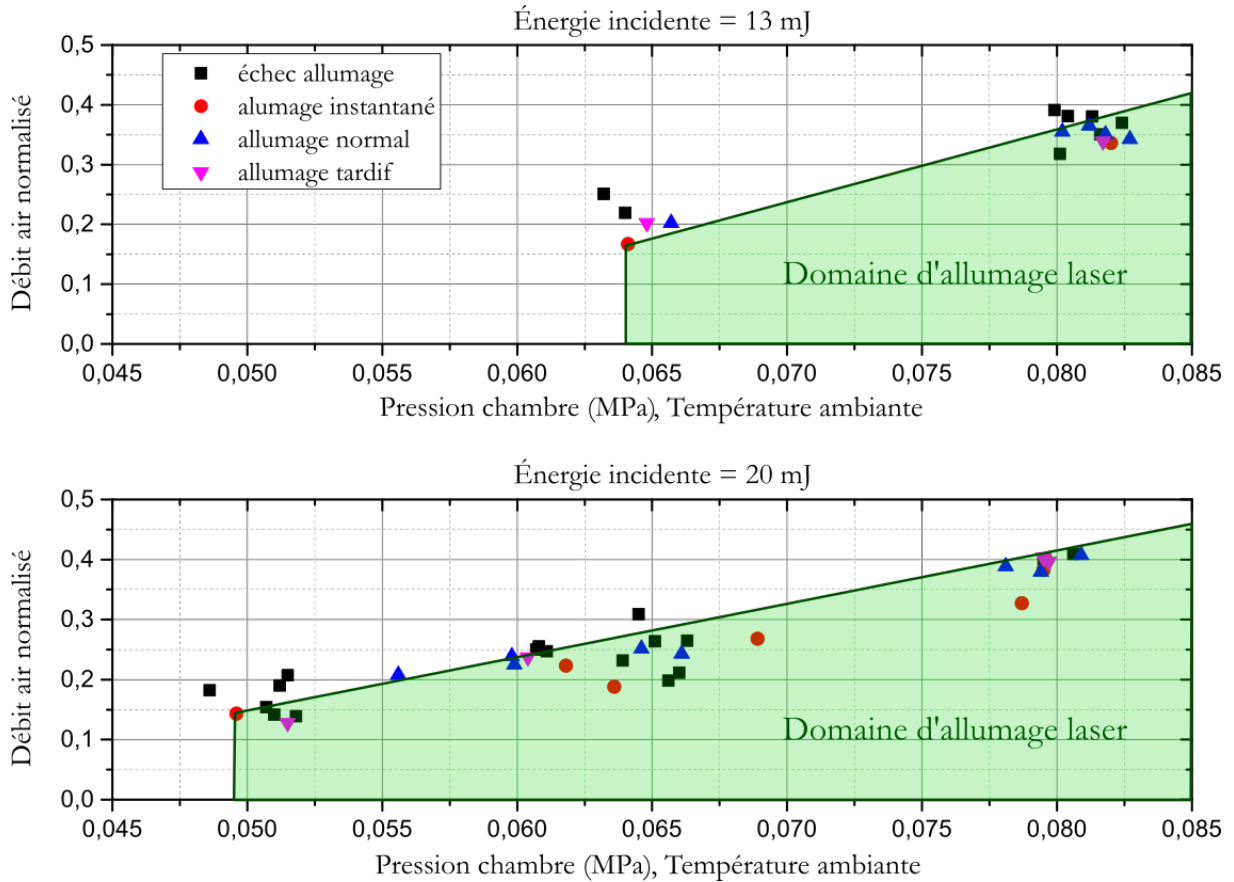


FIGURE 2-62 – Succès d'allumage pour un couple de pression et de débit d'air donné à température ambiante et énergie incidente constante. Un allumage instantané correspond à un temps d'allumage inférieur ou égal à 1,2 s, un allumage normal à un temps compris entre 1,2 s et 2,3 s, enfin un allumage tardif correspond à un temps d'allumage supérieur à 2,3 s.

Les essais montrent deux phénomènes principaux. Le premier est que plus l'énergie des impulsions incidentes augmente, plus la plage de pression du domaine d'allumage augmente. Le deuxième est que plus la pression diminue, plus le débit d'air nécessaire pour réussir un allumage doit être bas. En effet, la vitesse de l'air à l'intérieur de

la chambre est proportionnelle au rapport des pressions entre la conduite d'air et la chambre. Ainsi à débit d'air constant, baisser la pression de la chambre revient à augmenter la vitesse d'air dans la chambre. Ceci entraîne une augmentation de la turbulence et des effets convectifs et donc une augmentation des pertes de chaleur du noyau de flamme. Ceci peut conduire à l'extinction du noyau avant même qu'il ne se soit développé. Cette convection peut aussi déplacer le noyau en dehors de la zone favorable à son développement, c'est-à-dire dans une région de l'écoulement avec une faible densité de gouttes ou un fort cisaillement, et ainsi mener à son extinction ([42]). Ces résultats sont à ce jour les premiers obtenus dans ces conditions environnementales à aussi basse pression sur un injecteur aéronautique. Les seuls allumages laser réussis précédemment sur ce type d'injecteur furent lors du projet CALAS ([1]) à 0,8 bar et 0,7 bar, mais avec des durées d'impulsions plus grandes (6 ns) et des énergies laser de 110 mJ et 240 mJ soit 10 fois plus que lors des présents essais. De plus, les conditions d'allumages à 20 mJ sont très proches des conditions d'allumages obtenus avec une bougie à arc classique à $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Recherche de l'allumage en déprimé froid

Les derniers essais visèrent à déterminer les seuils de débit d'air nécessaire pour réaliser un allumage à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ en fonction de la pression en chambre. Ces essais permettent de simuler aussi bien des allumages au sol à pression ambiante dans des régions froides du globe que des allumages en altitude. Pour simuler ces conditions, l'échangeur thermique envoie de l'air à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ dans la chambre (Fig. 2-63a). La thermalisation de la chambre dure 2 heures et consomme beaucoup d'azote. Nous rappelons que lors des essais la température extérieure atteignait jusqu'à $45\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ainsi pas moins de trois remplissages de la cuve de stockage, soit 3600 litres d'azote liquide furent nécessaires pour mener à bien ces essais. De plus pour empêcher le givre de se former sur la lentille de focalisation en chambre, il fallut installer un soufflage d'azote gazeux sur la face d'entrée de celle-ci (Fig. 2-63b).

Pour ces essais, l'énergie des impulsions est fixée à 20 mJ, car aucun allumage n'a pu être obtenu en dessous de cette valeur. Pour chaque essai, la température est

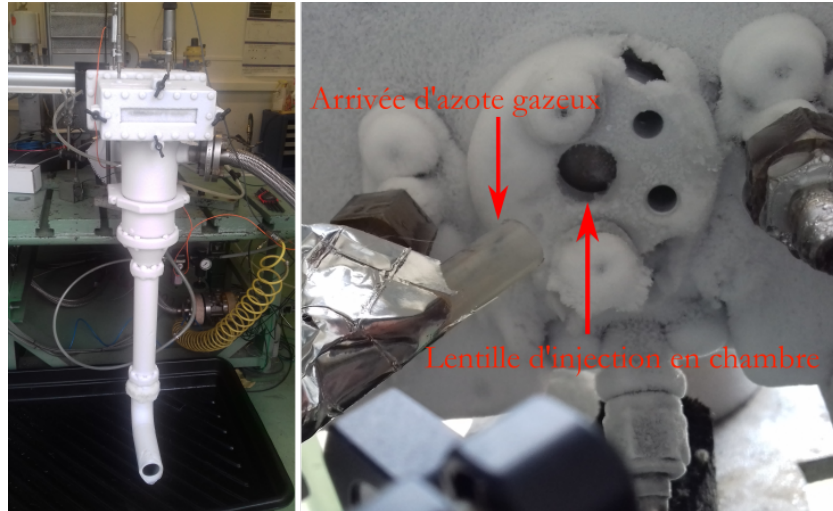


FIGURE 2-63 – a) : Chambre d’allumage trisecteur refroidie à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ par $+40\text{ }^{\circ}\text{C}$ extérieur.

b) : Face d’entrée de la chambre d’allumage refroidie à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

maintenue constante à $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, puis à pression donnée, nous cherchions le débit d’air maximal permettant un allumage réussi et reproductible. Les résultats sont présentés sur la figure 2-64 et comparés avec les résultats obtenus (figure 2-65) avec une bougie classique dans des conditions équivalentes présentés dans la thèse de G. Linassier ([40]). Les résultats sont présentés en termes de débit d’air normalisé par celui à température ambiante et pression atmosphérique.

Une recherche bibliographique intensive montre que ces résultats d’allumage laser d’un mélange diphasique en condition déprimée froid sur un injecteur aéronautique sont les premiers jamais obtenus. Notre système permet un allumage à une pression de 0.67 bar. En comparant les conditions d’allumage laser à P_a et $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Fig. 2-64) avec celles d’une bougie conventionnelle à seulement $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Fig. 2-65), nous remarquons que les résultats sont tout à fait similaires. À plus basses pressions, nos conditions d’allumages paraissent moins performantes que celles de Linassier, mais nos essais ont été réalisés à une température plus basse de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ceci peut justifier l’écart de performances. Enfin, à 0,7 bar, les points échec/réussite sont mélangés et plus étalés. Ceci est certainement lié d’une part à la modification du cône d’injection du kérosène à basse pression, et d’autre part au fait que notre étincelle est plus petite que celle d’une bougie classique. A l’avenir, il sera donc important d’optimiser la position de

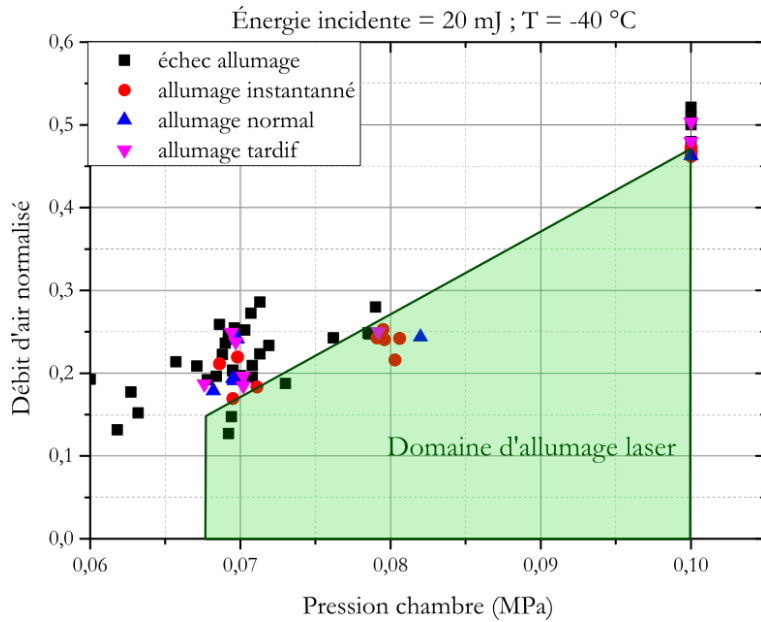


FIGURE 2-64 – Succès d’allumage pour un couple de pression et de débit d’air donné à -40 °C pour une énergie incidente de 20 mJ. Un allumage instantané correspond à un temps d’allumage inférieur ou égal à 1,2 s, un allumage normal à un temps compris entre 1,2 s et 2,3 s, enfin un allumage tardif correspond à un temps d’allumage supérieur à 2,3 s.

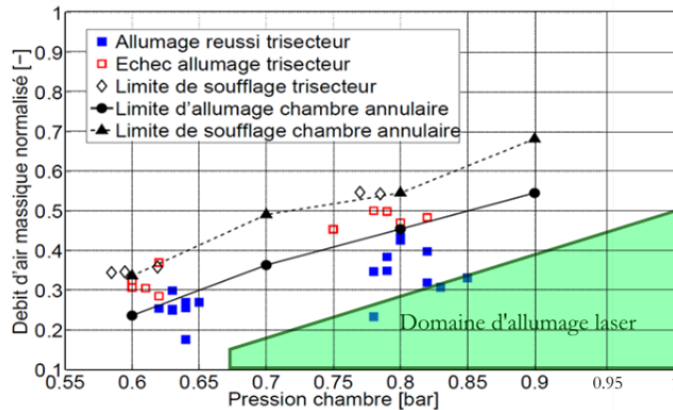


FIGURE 2-65 – Succès d’allumage pour un couple de pression et de débit d’air donné à -30 °C réalisé avec une bougie à arc conventionnelle (extrait de la thèse de G. Linassier [40] partie 5.11 p. 218).

l’étincelle vis-à-vis de la distribution spatiale de carburant dans la chambre en fonction de la température et surtout de la pression. Pour définir la position idéale, il sera nécessaire de visualiser le brouillard de gouttes par tomographie laser synchronisées avec la création du plasma pour ces différentes conditions de fonctionnement.

2.5 Conclusion

Au cours du projet nous avons développé et amélioré un système amplificateur à deux étages permettant d'amener des impulsions nanosecondes de $100 \mu\text{J}$ à 20 mJ à une cadence de 100 Hz . Ces différents étages d'amplification ont systématiquement été modélisés pour comprendre et caractériser leurs régimes transitoires. La compréhension de la formation de la lentille dynamique à l'intérieur du deuxième étage est un premier pas vers l'optimisation du système d'imagerie en sortie de l'amplificateur. Toutefois les résultats numériques devront être confrontés à la mesure expérimentale. Chacun de ces amplificateurs faisait partie des livrables du projet ECLAIR. Compte tenu des faibles délais associés à la mise en place de ces éléments, nous n'avons pas pu travailler sur la compacité du système. Cette problématique sera bien plus approfondie dans la suite du projet. Toutefois le système développé est plus que satisfaisant compte tenu des résultats qu'il permet d'obtenir lors des essais d'allumages à l'ONERA.

Grâce à cette source, nous avons réussi à allumer pour la première fois un injecteur aéronautique à $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ et $0,67 \text{ bar}$ dans des conditions réelles avec une bougie laser délivrant des impulsions de 20 mJ , d'une durée de 1 ns , centrées à 1064 nm et à une cadence de 100 Hz . Ce couple de température et de pression est caractéristique des conditions thermodynamiques d'un allumage à haute altitude et représente un intérêt majeur pour les motoristes d'hélicoptères. Par ailleurs, à température et pression ambiante, notre système est capable d'allumer la chambre avec le même débit d'air qu'une bougie à arc classique avec une énergie de seulement 8 mJ . L'importance donnée à la qualité du profil spatial du faisceau a rendu possible une meilleure focalisation de l'énergie en chambre et donc le maintien du plasma en dépit des conditions extérieures hostiles.

Pour estimer l'énergie nécessaire à un allumage à plus basse pression, il faudra augmenter l'énergie transmise au plasma pour compenser les pertes d'énergies du noyau d'allumage. Ceci permettra aussi d'élargir le domaine d'allumage du moteur en garantissant une probabilité d'allumage à des débits d'air plus élevés. Pour cela nous

utilisons les travaux de Ballal et Lefebvre [43]. Si on considère que la taille des gouttelettes de kérosène est indépendante de la pression, alors pour une température donnée, l'énergie minimale d'allumage d'un mélange diphasique est inversement proportionnelle à la pression ($E_{min} \propto P^{-1}$). A température ambiante, nous avons observé qu'en diminuant la pression d'un facteur 2 (de 1 bar à 0,5 bar) il nous a fallu multiplier l'énergie des impulsions par deux (de ~ 10 à 20 mJ) pour réaliser un allumage. Sachant qu'il faut des impulsions de 20 mJ pour allumer la chambre trisecteur à 0,7 bar et -40 °C, on conclut qu'il faut 28 mJ pour allumer cette chambre à 0,5 bar et -40 °C ($0,7/0,5 \times 20$). Cette valeur fut obtenue dans des conditions de fonctionnement différentes des nôtres, il paraît donc prudent de proposer une énergie de 40 mJ pour les futurs améliorations du prototype. Enfin, une étude de l'optimisation de la position relative de l'étincelle par rapport au brouillard de gouttes de kérosène en fonction de la pression et de la température permettra aussi d'améliorer la probabilité d'allumage de la chambre.

Chapitre 3

Mise en œuvre d'une source laser
picoseconde pour le pompage d'un
oscillateur paramétrique optique
(OPO) femtoseconde

Sommaire

3.1	Introduction	107
3.1.1	Contexte	107
3.1.2	Travaux précédents	109
3.1.3	Objectifs du chapitre	111
3.2	L'oscillateur pompe à dispersion normale (ANDi)	112
3.2.1	Description du système	112
3.2.2	Caractéristiques de l'ANDi	113
3.2.3	Compression des impulsions	114
3.3	Application au pompage d'un OPO	115
3.3.1	Introduction	115
3.3.2	Caractérisation du cristal	117
3.3.3	Description de l'OPO	121
3.4	Fonctionnement en régime picoseconde	124
3.4.1	Performances à simple cadence ($1f$)	124
3.4.2	Performances à cadence doublée ($2f$)	128
3.4.3	Influence du désynchronisme	131
3.5	Fonctionnement en régime sub picoseconde	137
3.5.1	Performances à simple cadence ($1f$)	138
3.5.2	Performances à cadence doublée ($2f$)	140
3.5.3	Autocompression des impulsions signal	144
3.6	Conclusion	150

3.1 Introduction

Ce chapitre s'inscrit dans la suite de la thèse de P. Deslandes [2] portant sur le développement d'un oscillateur laser fibré dopé ytterbium. La source mise en place lors de ce projet est un laser à blocage de mode passif en régime de dispersion normale capable de délivrer à 40 MHz des impulsions de puissance moyenne supérieure à 10 W avec une durée accordable entre la picoseconde et la centaine de femtosecondes. À la suite de cet oscillateur développé pour Eolite, le LOMA a conçu un système semblable délivrant à 108 MHz, des impulsions ayant une énergie de 55 nJ et une durée de 1 ps pouvant être comprimée jusqu'à 200 fs.

3.1.1 Contexte

L'équipe photonique du LOMA consacre une partie importante de ces travaux à la spectroscopie résolue en temps. Ces travaux sont réalisés sur la plateforme COLA fournissant des impulsions ultracourtes dans une gamme spectrale allant des UV (250 nm) aux ondes THz. La plateforme COLA est séparée en deux voies principales : une voie dédiée à la spectroscopie THz résolue en temps et à l'imagerie THz, et une autre voie dédiée surtout à des expériences de physique moléculaire (Fig. 3-1). Le banc de spectroscopie moléculaire résolue en temps, basée sur une technique classique pompe-sonde permet grâce à l'étendue des longueurs d'onde disponibles (UV-Vis-NIR) d'étudier les transitions électroniques et vibrationnels de différentes molécules avec une dynamique allant de quelques dizaines de femtosecondes à plusieurs centaines de picosecondes. Deux amplificateurs paramétriques optiques (OPA) TOPAS-C conçus par Light Conversion permettent de délivrer des impulsions accordables dont la longueur d'onde centrale est comprise entre 240 nm et 12 μm . Chacun des OPA est pompé avec des impulsions femtosecondes ayant une énergie de 1 mJ cadencées à 1 kHz. Les impulsions pompe de ces OPA sont délivrées par un oscillateur Titane saphir et amplifiées par un amplificateur régénératif LEGEND (Coherent). Cet amplificateur délivre à 1 kHz, des impulsions de 56 fs ayant une énergie de 3 mJ.

Cet amplificateur est lui-même pompé par un laser Nd :YAG délivrant à 1 kHz des impulsions nanosecondes centrées à 530 nm ayant une énergie de 20 mJ.

Cet ensemble est représentatif du système nécessaire pour réaliser des expériences de

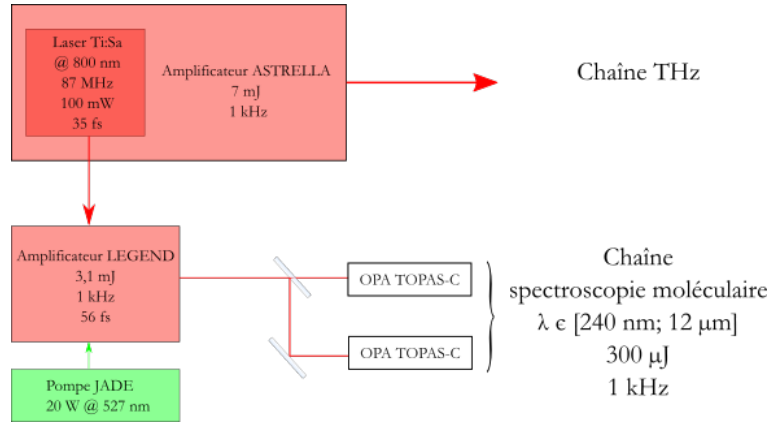


FIGURE 3-1 – Agencement des différentes sources installées sur la plateforme COLA du LOMA.

spectroscopie moléculaire résolue en temps nécessitant des puissances crêtes élevées. Ce système est néanmoins imposant en taille et son coût de fonctionnement est important. Les OPA sont optimisés pour fonctionner avec des impulsions pompe ayant une énergie de 1 mJ et une durée de 56 fs. Le taux de conversion de ces OPA est alors de 30 %. Les impulsions accordables délivrées par les OPA ont une énergie maximale de 300 μ J. Si toutefois l'échantillon étudié ne supporte pas ces niveaux d'énergie, il faut diminuer l'énergie incidente avec des atténuateurs (densités optiques) tout en utilisant l'ensemble des lasers en régime nominal.

Une alternative à l'utilisation d'OPA est l'utilisation d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO). Ces systèmes basés sur la génération paramétrique dans d'un cristal non linéaire placé dans une cavité résonante permettent d'accorder une onde pompe sur une large gamme spectrale. Il nous a paru opportun de concevoir un OPO pompé par le laser ANDi mis au point au laboratoire pour apporter une solution supplémentaire à l'arsenal spectroscopique de la plateforme COLA. L'utilisation du laser ANDi comme pompe d'un OPO en alternative à un OPA pompé par l'amplificateur LEGEND présente plusieurs bénéfices. Le premier est le coût de fonctionnement et d'amortissement du système, qui est bien moindre. Le deuxième est la cadence. Les

108 MHz de l'ANDi comparés aux 1 kHz de l'ensemble actuel permettront un meilleur échantillonnage et des temps d'acquisition plus courts. Ces bénéfices ne s'appliquent que si les études spectroscopiques ne nécessitent pas de forte puissance crête. En effet L'ANDi délivre des impulsions ayant des puissances crêtes de 55 kW (0,3 GW) en régime picoseconde (femtoseconde) qui sont 10^3 plus faibles par rapport à celles fournies sur la plateforme COLA.

3.1.2 Travaux précédents

Les caractéristiques et performances des OPO présentés dans la littérature

Les performances de notre OPO seront à comparer avec les travaux présents dans la littérature. En 2009, Lamour et al. [44] présentent le premier OPO pompé par une source fibrée ytterbium. La source fournit des impulsions de 6 W centrée à 1064 nm de 437 fs à une cadence de 15 MHz. La cavité de l'OPO est construite autour d'un cristal PPLN de 1 mm de long. Le coupleur de sortie de la cavité a une transmission de 22 %. Le signal extrait a une puissance maximale de 1,25 W pour une puissance de pompe de 6 W. Cet OPO a un seuil de fonctionnement à 1,25 W et possède une efficacité de conversion pompe-signal de 22 %. En 2010, Kokabee et al. [45] présentent un OPO pompé par un laser fibré ytterbium délivrant des impulsions de 20 ps à 1064 nm. La puissance maximale du signal extrait vaut 7,4 W pour une puissance moyenne de pompe de 16 W. Cet OPO est construit autour d'un cristal de PPLN de 50 mm dont la transmission du coupleur de sortie de 55 % permet une efficacité de conversion de 51 %. Enfin en 2015 Chaitanya Kumar [46] propose un OPO possédant une excellente stabilité construit autour d'un cristal de PPLN de 35 mm avec un coupleur de 10 %. L'efficacité de conversion de cet OPO est de 31 %, un seuil de fonctionnement à 1 W et capable de délivrer des impulsions signal de 2,16 W pour une puissance de pompe de 8,5 W.

Méthode de compression temporelle

Le développement d'un OPO peut aussi présenter un autre intérêt que d'élargir la gamme spectrale d'émission du laser ANDi. Comme nous le verrons plus tard dans le chapitre, ce laser ANDi délivre des impulsions dont nous pouvons ajuster la durée. En effet les impulsions délivrées par cet oscillateur présentent de la dérive en fréquence (chirp) qu'il est possible de compenser. Il existe plusieurs méthodes pour comprimer une impulsion chirpée. Les plus répandues utilisent une paire d'optiques destinées à réduire la dispersion chromatique de l'impulsion telles que des réseaux, des prismes ou des miroirs chirpés. Nous verrons dans la suite quelle solution nous avons choisie et son efficacité de compression. Il existe une autre solution originale pour diminuer voir annuler cette dispersion intrinsèque aux impulsions de notre laser ANDi grâce à un OPO. Il s'agit de l'autocompression.

L'autocompression des impulsions générées dans un OPO par la désynchronisation de la pompe avec l'onde oscillante est un phénomène connu depuis 1990, mais peu utilisé. En 1990, Cheung et Liu [47] ont calculé l'influence de la dispersion de vitesse de groupe entre l'onde signal et pompe à l'intérieur du milieu amplificateur d'un OPO sur la durée temporelle du signal. Cependant ils ont traité uniquement le cas d'une impulsion limitée par transformée de Fourier qui subit un étirement temporel plus ou moins important selon le désaccord de la longueur de la cavité par rapport au synchronisme. En 1995, Fallnich [48] observe dans un OPO utilisant un cristal de KTP que les impulsions générées peuvent être élargies ou compensées en fonction du désaccord de la longueur de la cavité. La même année Khaydarov [49] modélise ce phénomène et montre qu'il est possible dans un OPO construit autour d'un cristal de BBO, de comprimer des impulsions signal de 11 ps jusqu'à 550 fs en allongeant la cavité de leur OPO. En 2008 Ryasnyanskiy [50] utilise le même principe pour comprimer la durée d'impulsion signal de son OPO de 16 à 10 ps. L'un des problèmes majeurs rencontrés dans un OPO en régime picoseconde ou femtoseconde est l'automodulation de phase. Cet effet non linéaire modifie les distributions spectrales et temporelles des impulsions générées.

Malgré l'intérêt évident de pouvoir générer des impulsions limitées par transformée de Fourier sans ajout d'optiques supplémentaires dans un système déjà complexe, ce procédé de génération et compression n'est pas ou peu développé dans le secteur industriel. La raison principale étant sans doute la baisse d'efficacité de conversion de l'impulsion pompe en signal notamment chez Ryasnyanski [50] qui enregistre une perte du rendement initial comprise entre 25 et 75 %. Cependant cette perte ne concerne que la puissance moyenne de l'onde signal. En effet, si le facteur de compression est suffisant, alors cette perte en puissance moyenne peut être contre balancer par l'augmentation de la puissance crête des impulsions.

3.1.3 Objectifs du chapitre

Le premier objectif de ce chapitre est de concevoir, réaliser puis caractériser un OPO pompé par notre laser ANDi. Nous décrirons dans ce chapitre les raisonnements qui nous ont amenés à choisir un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé comme milieu non linéaire ainsi que ses paramètres (taille et pas du réseau notamment). Nous décrirons ensuite le design de la cavité construite autour de ce cristal et adapté aux caractéristiques du laser de pompe ANDi. Puis nous décrirons les performances de cet OPO : sa plage d'accord, ses rendements, et les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions signal générées.

Le deuxième objectif est de générer des impulsions signal limitées par transformée de Fourier à partir d'ondes pompe chirpées. Pour cela nous étudierons l'influence du désynchronisme de la cavité de l'OPO sur la durée temporelle des impulsions signal. Enfin nous montrerons que la perte de puissance moyenne entraînée par la désynchronisation de la longueur de la cavité peut être compensée par l'augmentation de la puissance crête.

3.2 L'oscillateur pompe à dispersion normale (ANDi)

3.2.1 Description du système

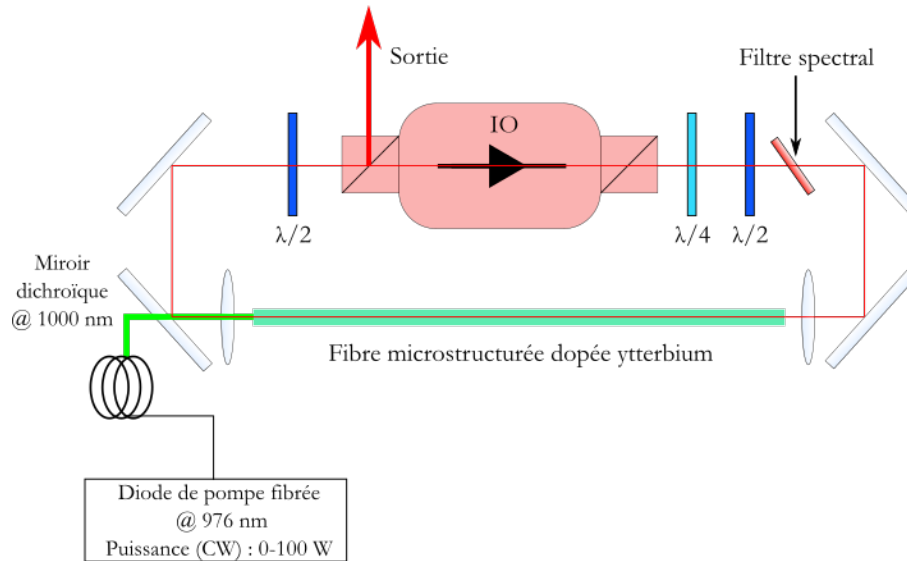


FIGURE 3-2 – Schéma de l'oscillateur pompe ANDi utilisé.

Le laser de pompe (Fig. 3-2) est un laser développé pendant la thèse de P. Deslandes [2]. Ce laser est un oscillateur fibré dopé ytterbium à blocage de mode passif fonctionnant en régime de dispersion normal.

Le milieu amplificateur est une fibre microstructurée dopée ytterbium. Ce milieu amplificateur est pompé par une diode laser fibrée fonctionnant à 976 nm en régime continu au travers d'un miroir dichroïque. Le sens de propagation de l'onde oscillante est fixé par un isolateur optique dont l'un des polariseurs est utilisé comme coupleur de sortie. Le mode-locking est réalisé par automodulation de phase et par rotation non linéaire de polarisation couplée à un filtrage spectral. Pour déclencher le blocage des modes, une lame quart d'onde et une lame demi-onde sont placées en sortie de l'isolateur pour injecter une onde elliptique correctement orientée dans la fibre. Une lame demi-onde est placée en entrée de l'isolateur afin d'ajuster le niveau des pertes dans la cavité et donc le couplage de sortie de la cavité. Quand la cavité de ce laser est bien réglée, le mode locking est automatique dès que la puissance moyenne en sortie du laser est supérieure à 5 W.

3.2.2 Caractéristiques de l'ANDi

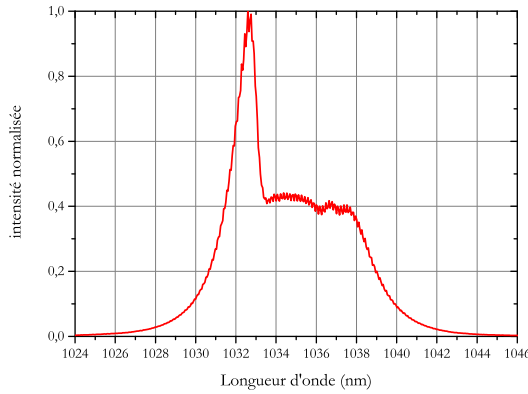


FIGURE 3-3 – Spectre des impulsions délivrées par l'oscillateur ANDi en régime impulsionnel.

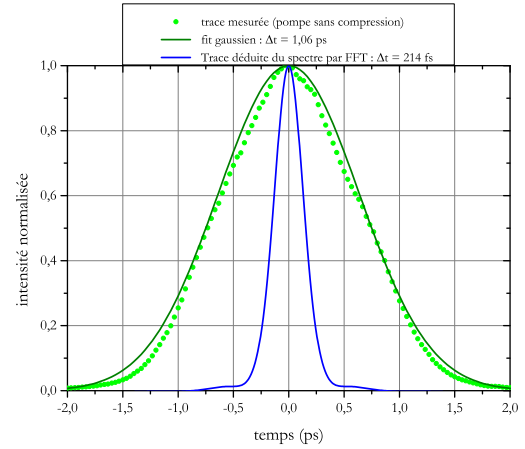


FIGURE 3-4 – Trace d'autocorrélation des impulsions délivrées par l'oscillateur ANDi.

Ce laser délivre à une cadence de 108 MHz un train d'impulsions dont la puissance moyenne délivrée est de 6 W. Ces impulsions sont centrées à 1034 nm (Fig. 3-3). Elles ont une durée temporelle à mi-hauteur de 1,06 ps (Fig. 3-4). Les impulsions ont donc une énergie de 54 nJ et une puissance crête de 54 kW. La durée des impulsions délivrées par cet oscillateur n'est pas limitée par leur spectre. Au cours de leurs propagations dans la fibre, ces impulsions subissent de la dispersion introduisant une dérive de fréquence des impulsions. Ce phénomène est mis en évidence sur la figure 3-4 la courbe bleue représente la trace d'autocorrélation déduite par transformée de Fourier du spectre en figure 3-3 tandis que la courbe en vert représente la trace mesurée d'une impulsion délivrée par notre source ANDi. Les durées temporelles indiquées en encart sont les durées temporelles déduites de la largeur à mi-hauteur ($FWHM$) de la trace en supposant que celle-ci est une gaussienne :

$$\Delta t = \frac{FWHM}{\sqrt{2}} \quad (3.1)$$

On peut évaluer la dérive en fréquence introduite par la dispersion induite par la propagation des impulsions dans notre laser. En posant D la dispersion totale induite par l'oscillateur lors de la propagation d'une impulsion à travers la cavité de notre

ANDi, et en négligeant les dispersions d'ordre supérieures, on peut relier la durée d'impulsion avant et après propagation par la relation :

$$\tau_{reel} = \tau_{FFT} \sqrt{1 + \left(4 \ln(2) \frac{D}{\tau_{FFT}^2}\right)} \quad (3.2)$$

Dans notre cas particulier, ce calcul indique que la dispersion totale dans le système est $D \approx 8 \times 10^4 \text{ fs}^{-2}$.

3.2.3 Compression des impulsions

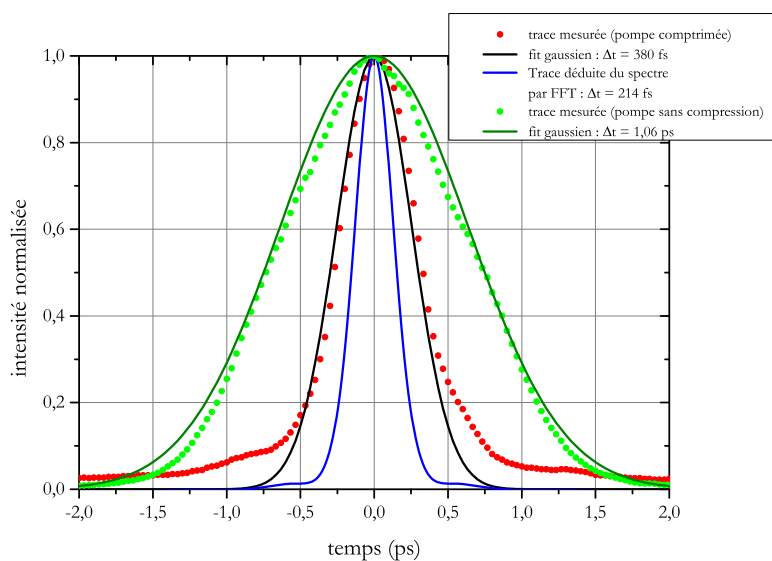


FIGURE 3-5 – Trace de référence de la pompe comprimée.

Pour augmenter la puissance crête des impulsions délivrées par notre laser, nous compensons la dérive en fréquence des impulsions à l'aide de deux miroirs chirpés. Ces miroirs introduisent, pour un angle d'incidence de 8° , une dispersion de vitesse de groupe (GDD pour Group Delay Dispersion) de -10000 fs^2 à 1035 nm . Sachant que nos estimations indiquent que la dispersion subit par les impulsions est de $\sim 80000 \text{ fs}^{-2}$, nous pouvons donc compenser cette dispersion avec huit réflexions successives sur ces miroirs. En pratique, nous avons constaté que les impulsions ont la durée la plus courte ($\sim 380 \text{ fs}$) après 10 rebonds successifs (Fig. 3-5). La compa-

raison de la trace d'autocorrélation déduite du spectre de l'impulsion avec la trace mesurée expérimentalement indique que la dispersion spectrale de l'impulsion n'est que partiellement compensée.

Lorsque ce laser ANDi est utilisé pour pomper un OPO, un isolateur Faraday est utilisé pour éviter les retours néfastes dans sa cavité. Ce rotateur entraîne des pertes de 15 %. La puissance moyenne du train d'impulsions délivrées par le laser ANDi est alors de 3,9 W.

3.3 Application au pompage d'un OPO

3.3.1 Introduction

Notre but est de réaliser une source accordable dans l'infrarouge pompé par notre laser ANDi qui conserve les caractéristiques des impulsions délivrées par cette source fibrée. Pour conserver la forte puissance crête de nos impulsions tout en étendant la gamme spectrale d'émission, nous avons décidé de réaliser un oscillateur paramétrique optique (OPO). Ce type d'oscillateur permet par un processus non linéaire d'ordre deux, de mélange à trois ondes, de convertir une impulsion pompe incidente en deux impulsions accordables signal et idler. D'après le principe de conservation de l'énergie, la somme des fréquences de ces impulsions signal et idler doit être égale à la fréquence de l'impulsion pompe, leurs longueurs d'onde sont donc plus grandes. Un OPO permet donc d'adresser une gamme spectrale dans l'infrarouge en utilisant une source située dans le proche infrarouge. En régime de faible déplétion de l'onde pompe, on peut par exemple montrer que l'intensité I_s de l'onde signal généré s'écrit [4] :

$$I_s(z) = \left(\frac{\omega_s}{2n_s c} \chi_{eff}^{(2)} \right)^2 I_p I_i \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k z}{2} \right) \quad (3.3)$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, l'efficacité de ce processus dépend de l'accord de phase entre les trois ondes. Il est optimum si le terme de désaccord de phase $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$. Si $\Delta k \neq 0$, l'onde signal se construit et se détruit

périodiquement sur une distance Λ_c appelée longueur de cohérence. Pour satisfaire la condition d'accord de phase ($\Delta k = 0$), nous utilisons un cristal non linéaire dans lequel le déphasage accumulé lors de sa traversée est compensé pour chaque distance $2\Lambda_c$ parcourue. On parle alors de quasi-accord de phase (QPM). Pour réaliser un quasi-accord de phase, il faut utiliser des matériaux polarisés périodiquement dans lesquels, on inverse périodiquement le long de l'axe de propagation des faisceaux le signe de la non-linéarité d'ordre deux.

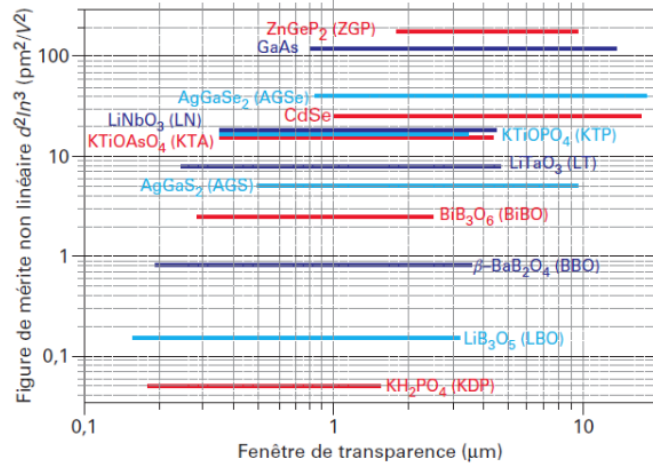


FIGURE 3-6 – Fenêtre de transmission optique et figure de mérite non linéaire de différentes familles de cristaux non linéaires [51].

Le premier critère de sélection d'un cristal non linéaire en vue de réaliser un OPO est la fenêtre de transparence. Ce cristal doit être transparent dans le domaine spectral couvert par la longueur d'onde de l'onde idler λ_i . Dans notre cas, lorsque la puissance crête est importante et les effets non linéaires d'ordre 3 ne peuvent plus être négligés notamment l'absorption à deux photons. Il faut donc également que le cristal soit transparent à la moitié de la longueur d'onde de l'onde pompe $\lambda_p/2$. Parmi les cristaux ferroélectriques disponibles ayant une bonne fenêtre de transparence dans l'infrarouge, on peut citer le LiNbO₃ dopé MgO (Fig. 3-6). Dans ce matériau, pour un quasi-accord de phase de type 0 (où l'ensemble des ondes pompe signal et idler sont polarisées selon l'axe extraordinaire du cristal), le coefficient non linéaire $d_{eff} = 14$ pm/V est bien plus grand que dans la plupart des matériaux ferroélectriques (Fig. 3-7). Par ailleurs, ce matériau est disponible en grande quantité à un prix intéressant.

Matériaux	d_{eff} (pm/V)
MgO :PPLN	14
KTP	9,3
KTA	9,4
LiTaO ₃	8,3

FIGURE 3-7 – Liste de différents matériaux ferroélectriques et biréfringents disponibles commercialement pour réaliser du mélange à 3 ondes et leur d_{eff} en QPM.

3.3.2 Caractérisation du cristal

Pas des réseaux dans le cristal

Pour réaliser notre OPO, nous avons opté pour un cristal de LiNbO₃ polarisé périodiquement (PPLN) fourni par la société Covesion. Ce cristal est doté d'un traitement antireflet $R < 1,5 \%$ entre 1400 nm et 1800 nm, $R < 1 \%$ à 1035 nm et $R < 6 \%$ entre 2600 nm et 4800 nm. Ce cristal est composé de cinq réseaux parallèles les uns aux autres. Les pas $\Lambda = 2\Lambda_c$ des réseaux sont : 29,52 μm , 29,98 μm , 30,49 μm , 31,02 μm et 31,59 μm . Notons qu'il est possible de changer l'indice effectif du cristal en changeant la température de ce dernier. On rappelle que pour un QPM de type 0, toutes les ondes sont polarisées selon l'indice extraordinaire du cristal. Pour le cristal utilisé, la loi de Sellmeier qui permet de calculer la dispersion spectrale de l'indice est la suivante :

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f(T) + \frac{a_2 + b_2 f(T)}{\lambda_j^2 - (a_3 + b_2 f(T))^2} + \frac{a_4 + b_4 f(T)}{\lambda_j^2 - a_5^2} - a_6 \lambda_j^2 \quad (3.4)$$

$$\text{où } j = s, i, p \quad (3.5)$$

$$\text{et } f(T) = \left(T(^{\circ}C) - T_0(^{\circ}C)\right) \left(T(^{\circ}K) + T_0(^{\circ}K)\right) \quad (3.6)$$

$$T_0 = 24,5^{\circ}C \quad (3.7)$$

L'évolution spectrale de l'indice de phase du cristal ainsi que l'indice de groupe des ondes signal et idler générées est présentée en figure 3-9.

a_1	5,756
a_2	0,0983
a_3	0,2020
a_4	189,32
a_5	12,52
a_6	$1,32.10^{-2}$
b_1	$2,86.10^{-6}$
b_2	$4,7.10^{-8}$
b_3	$6,113.10^{-8}$
b_4	$1,516.10^{-4}$

FIGURE 3-8 – Valeurs numériques de différents coefficients de Sellmeier pour calculer l'indice extraordinaire d'un cristal de PPLN dopé avec 5 % de MgO utilisé.

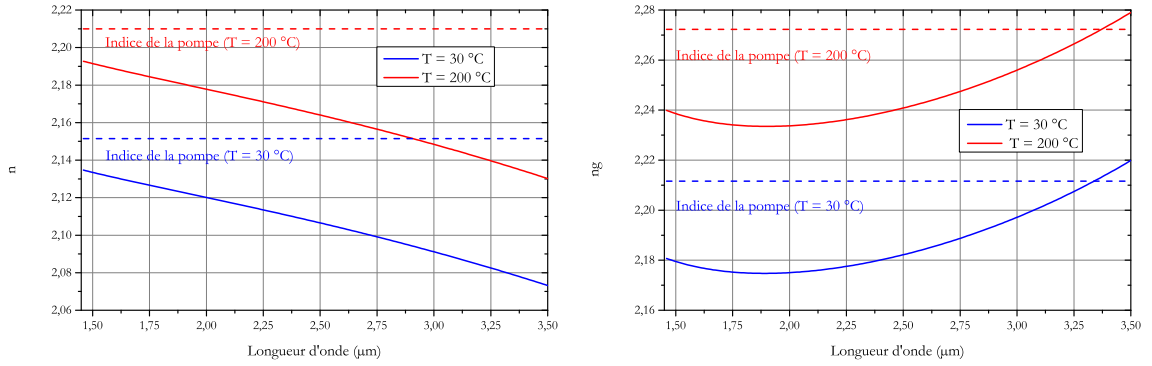


FIGURE 3-9 – Indice de phase et indice de groupe des ondes pompe, signal et idler se propageant dans notre PPLN à 30°C et 200°C .

Domaine d'accord de l'OPO

Connaissant la variation de l'indice du cristal en fonction de la température ainsi que les pas du réseau et la longueur d'onde de pompe λ_p , nous pouvons désormais déterminer la gamme spectrale des ondes signal et idler satisfaisant la condition de quasi-accord de phase en fonction de la température :

$$\frac{n_p(T)}{\lambda_p} - \frac{n_s(T)}{\lambda_s} - \frac{n_i(T)}{\lambda_i} - \frac{1}{\Lambda} = 0 \quad (3.8)$$

Ces gammes spectrales sont présentées en figure 3-10 lorsque notre PPLN est pompé à 1035 nm. Ainsi avec notre laser ANDi, nous sommes donc susceptibles d'accorder la longueur d'onde de l'onde signal de $1,45 \mu\text{m}$ jusqu'à $2,07 \mu\text{m}$ (par conjugaison,

la longueur d'onde de l'onde idler sera comprise entre 2,07 et 3,5 μm). Pour le réseau à 31,59 μm , nous n'obtenons pas d'accord de phase au-dessus de 30 $^{\circ}\text{C}$ (la dégénérescence est atteinte à 31.05 $^{\circ}\text{C}$).

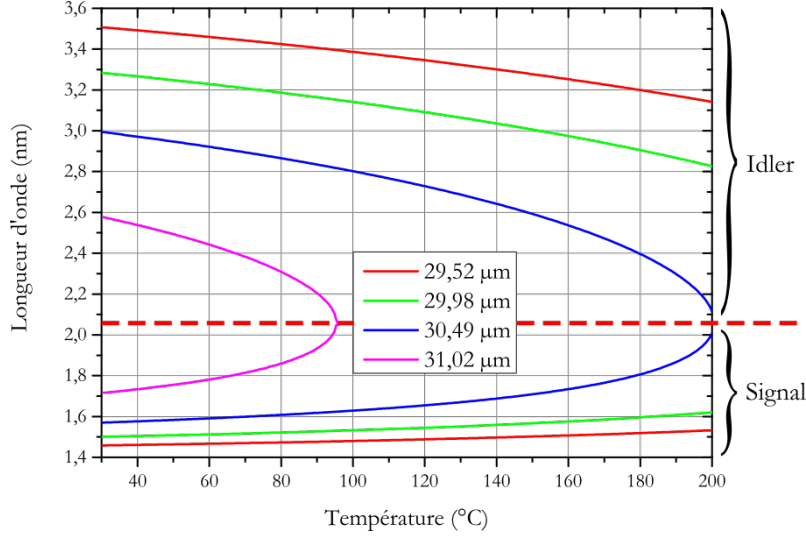


FIGURE 3-10 – Quasi accord de phase en fonction de la température pour chaque réseau du PPLN pompé à 1035 nm.

Longueur optimale du cristal

L'un des phénomènes qui limitent généralement l'efficacité de conversion et la largeur spectrale des impulsions générées dans un OPO pompé par des impulsions courtes est la différence de vitesse de groupe entre les différentes ondes interagissant dans le cristal non linéaire. Ce phénomène est dû au fait que les impulsions pompe et signal se propageant à des vitesses de groupe différentes v_{gp} et v_{gs} , elles se décalent temporellement au cours de leurs propagations dans le cristal. En supposant que ces impulsions aient la même durée τ , on peut calculer la distance $l_{p,s}$ au bout de laquelle, elles se sont séparées d'un temps τ .

$$l_{p,s} = \frac{\tau}{\delta_{p,s}} \quad (3.9)$$

$$\text{où } \delta_{p,s} = \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}} \quad (3.10)$$

$$\text{et } \frac{1}{v_{gj}} = \frac{1}{c} \left(n(\omega_j) + \omega_j \left(\frac{\partial n}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_j} \right) \quad (3.11)$$

Au-delà de cette distance, l'efficacité de conversion est donc réduite. En pratique, il est important de limiter la longueur effective du cristal non linéaire utilisé à $l_{p,s}$. La figure 3-11 présente l'évolution de $l_{p,s}$ dans un PPLN pour une onde signal dont la longueur d'onde est comprise entre 1,45 et 2 μm avec une impulsion pompe ayant une durée de 1 ps et 390 fs centrée à 1035 nm. L'indice dépend de la température à laquelle le QPM est réalisé. La fréquence de l'onde signal dépend donc elle aussi de la température et du pas du réseau. Il faut prendre en compte cette dépendance thermique dans le calcul de la longueur d'interaction. La figure 3-11 montre l'importance de la prise en

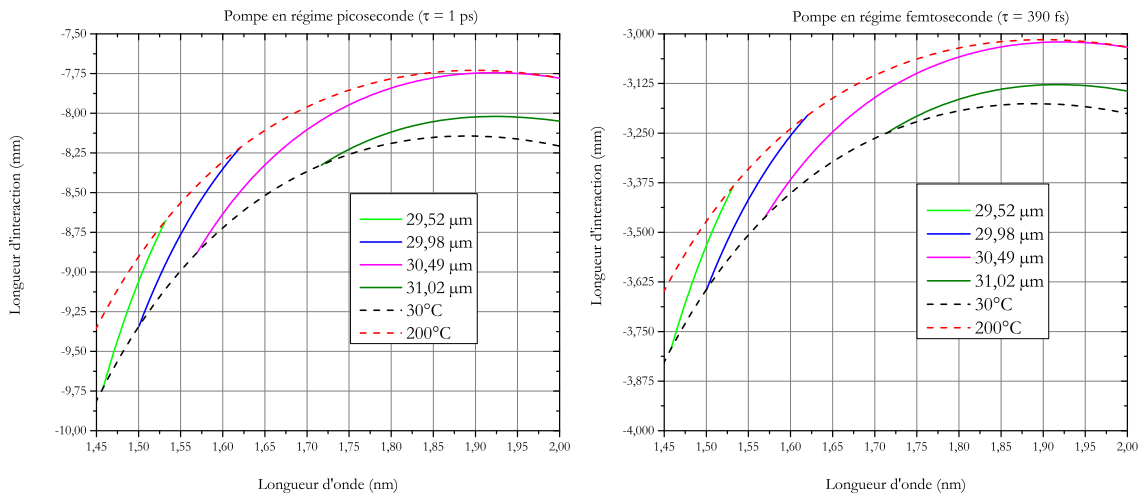


FIGURE 3-11 – Longueur d'interaction entre la pompe et le signal dans chaque réseau du cristal suivant le régime (pico ou femtoseconde) du laser de pompe. En pointiller les longueurs d'interaction usuellement calculées à températures fixes.

compte de la dépendance en température de l'indice du cristal dans le calcul de la longueur d'interaction du signal et de la pompe. Celle-ci est généralement calculée en supposant que la pompe et le signal se propagent dans un cristal à température ambiante (pointillés noirs); or il est plus pertinent de prendre en considération la température maximale à laquelle on compte travailler (pointillés rouges). Comme le souligne la figure 3-11, pour une impulsion pompe de 390 fs, la longueur du cristal de PPLN doit être inférieure ou égale à 3 mm.

Focalisation optimale du faisceau pompe

Comme nous venons de le voir la longueur maximale du cristal pour une durée fixée de l'impulsion pompe est limitée par la différence de vitesse de groupe entre les ondes pompe et signal. Cette longueur de cristal permet en théorie de dimensionner le waist du faisceau pompe dans le cristal. Pour permettre à un OPO une génération et une amplification optimale, il faudrait focaliser le faisceau pompe au centre de la longueur du cristal en ayant un paramètre confocal égal à longueur du cristal [4]. Ce calcul n'est cependant valable que si la densité de puissance dans le cristal est inférieure au seuil de dommage du matériau. Dans notre cas, c'est ce seuil d'endommagement à $\sim 4 \text{ GW/cm}^2$ qui va limiter le waist du faisceau pompe dans le cristal. Pour éviter toute détérioration du cristal, nous avons choisi de fixer le maximum de densité de puissance à $\sim 1 \text{ GW/cm}^2$ en régime femtoseconde ($\tau = 390 \text{ fs}$). Cette densité de puissance impose alors un waist de pompe minimum dans le cristal de $64 \mu\text{m}$ et fixe la valeur du paramètre confocale à 25 mm .

Les calculs que nous venons de présenter nous ont permis de déterminer la longueur, le pas des réseaux et la focalisation du faisceau pompe dans le cristal de PPLN que nous devons utiliser. Dans la suite, nous détaillerons les paramètres de la cavité de l'OPO que nous avons construite autour de ce cristal.

3.3.3 Description de l'OPO

Cet OPO est pompé par le laser ANDi décrit précédemment. Il délivre des impulsions centrées à 1035 nm avec une largeur spectrale de 8 nm polarisées P, ayant une durée de $1,03 \text{ ps}$ cadencées à 108 MHz . Pour avoir un waist de $64 \mu\text{m}$, le faisceau pompe est focalisé par une lentille de 200 mm dans le cristal. La puissance moyenne maximale délivrée par la pompe focalisée est de 4 W . Le milieu amplificateur de notre OPO est un cristal de niobate de lithium dopé au manganèse ($\text{MgO} : \text{PP} - \text{LiNbO}_3$) polarisé périodiquement (PPLN) de chez Covesion (MOPO1-1.0-3) qui présente les caractéristiques décrites précédemment :

1. Un traitement antireflet $R < 1,5 \%$ à 1035 nm et $R < 1,5 \%$ sur $[1,4; 1,8] \mu\text{m}$ et $R < 6 \%$ sur $[2,5; 4] \mu\text{m}$.
2. 5 réseaux parallèles de pas $\Lambda = 29,52 \mu\text{m}; 29,98 \mu\text{m}; 30,49 \mu\text{m}; 31,02 \mu\text{m}$ et $31,59 \mu\text{m}$.
3. La taille transverse des domaines polarisés est de 1 mm.
4. Une longueur $L = 3 \text{ mm}$.
5. Température du cristal réglable à l'aide d'un four entre $20 \text{ }^\circ\text{C}$ et $200 \text{ }^\circ\text{C}$ avec une précision de $0,01 \text{ }^\circ\text{C}$ pour accorder la longueur d'onde de notre OPO.
6. Faisceau pompe focalisé par une lentille de 200 mm pour un waist de $64 \mu\text{m}$.

Le schéma descriptif de la cavité linéaire que nous avons réalisée est présenté sur la figure 3-12-a.

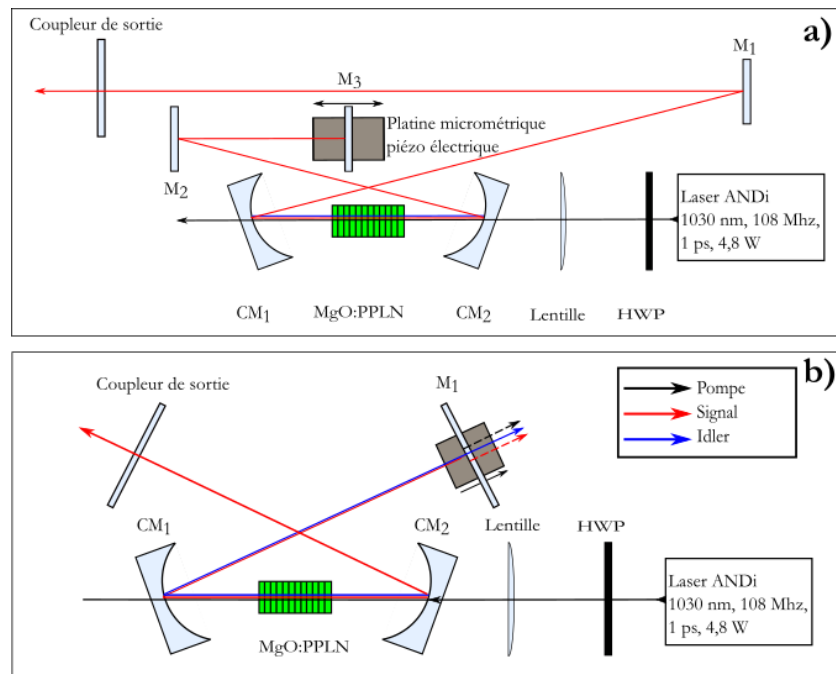


FIGURE 3-12 – a) : Schéma de la cavité OPO en fonctionnement 1f. b) : Schéma de la cavité OPO en fonctionnement 2f.

Le cristal est monté sur une platine de translation permettant d'ajuster les positions x, y, z de celui-ci afin d'ajuster finement la position du waist du faisceau pompe dans le cristal et de sélectionner le réseau sur lequel nous voulons travailler. Pour ajuster la polarisation linéaire de l'onde pompe selon l'axe extraordinaire du cristal,

nous plaçons une lame demi-onde en amont de l'oscillateur. Le cristal est positionné au centre d'une cavité linéaire simplement résonnante sur l'onde signal. La longueur de la cavité est imposée par la cadence de répétition du laser ANDi. Celle-ci étant $f = 108$ MHz ceci impose une longueur de cavité $L = c/2f = 1,39$ m dans l'air.

La cavité est composée de deux miroirs sphériques et de deux miroirs plans. Pour obtenir un recouvrement spatial optimal entre le faisceau pompe et le faisceau signal, les miroirs sphériques ont un rayon de courbure de 100 mm et sont situés à $\simeq 50$ mm de part et d'autre du cristal. Dans cette configuration, en ajustant la distance entre ces deux miroirs, on peut obtenir un waist du signal dans le cristal de $64 \mu\text{m}$. Chacun de ces miroirs est donc monté sur une platine micrométrique pour optimiser le waist du signal et se placer dans le domaine de stabilité de la cavité. Enfin, ce couple de miroirs sphériques permet d'obtenir en sortie un faisceau signal collimaté avec un waist de ~ 1 mm.

Pour ajuster la longueur de la cavité de telle sorte que nous puissions ajuster le recouvrement temporel des impulsions pompes et signal dans le cristal, un miroir de fond de cavité est monté sur une platine de translation piézoélectrique.

À l'exception du miroir de sortie, tous les miroirs de la cavité ont une réflexion $R > 99,98$ % sur le domaine spectral compris entre 1,4 et 1,8 μm . Ils ont par ailleurs été configurés pour assurer une transmission $T \sim 99$ % à la longueur d'onde de la pompe et de l'idler.

Le miroir de sortie possède un coefficient de réflexion de 90 %. C'est essentiellement les pertes induites par ce miroir qui fixe le seuil de fonctionnement de l'oscillateur. Pour faire varier ce seuil, nous nous donnons la possibilité de faire fonctionner l'oscillateur à deux fois la cadence du laser de pompe en divisant la longueur de la cavité par deux. Dans ce cas, une impulsion signal se propagera deux fois dans la cavité avant d'interagir avec une nouvelle impulsion pompe. Ce faisant cette impulsion signal passera deux fois par le coupleur de sortie. Après deux passages, le coefficient de réflexion du coupleur de sortie vaut alors $R^2 = 81$ % (Fig. 3-12-b). Pour le lecteur intéressé, la méthode utilisée pour aligner et faire fonctionner notre OPO est détaillée dans l'annexe 1.

3.4 Fonctionnement en régime picoseconde

Dans cette section nous présenterons les résultats obtenus en pompant le système avec les impulsions picosecondes délivrées par l'oscillateur ANDi.

Les mesures de spectres ont été réalisées avec un analyseur de spectre optique (OSA) couvrant la gamme de $1\ \mu\text{m}$ à $5,6\ \mu\text{m}$. Cet OSA possède une résolution de $13\ \text{pm}$ et une sensibilité de $-40\ \text{dB/nm}$. Ces mesures ont été prises soit après le coupleur de sortie pour la mesure du spectre de l'onde signal, soit derrière l'autre miroir de fond de cavité pour mesurer le spectre de l'onde idler.

Les mesures de puissance de l'onde signal ont été réalisées à l'aide d'un pyromètre directement en sortie de l'oscillateur ($10\ \text{mW}$ de précision). Pour nous assurer de ne mesurer que la puissance de l'onde signal sans résidu de pompe ou d'idler, nous avons vérifié que la puissance en sortie était négligeable ($< 10\ \text{mW}$) lorsque la cavité était en désaccord de phase (donc pas de résidu de pompe). De plus, les spectres mesurés en sortie de l'oscillateur indiquent qu'il y a typiquement plus de deux ordres de grandeur entre l'intensité de l'onde signal et celle de l'onde idler (Fig. 3-13).

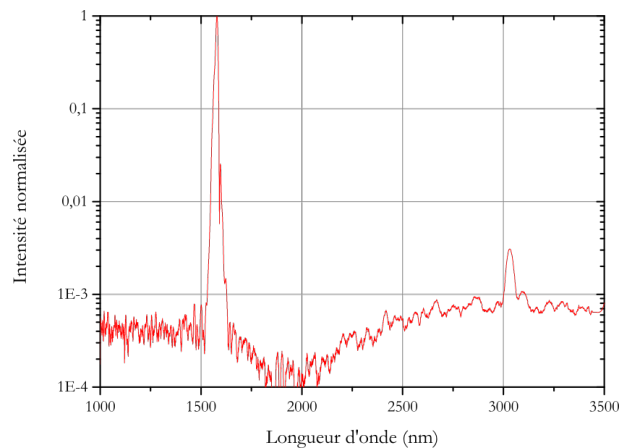


FIGURE 3-13 – Spectre normalisé standard obtenu en sortie de l'oscillateur.

3.4.1 Performances à simple cadence ($1f$)

Dans la suite de ce chapitre, tous les résultats seront présentés en condition de synchronisme du signal avec l'onde pompe.

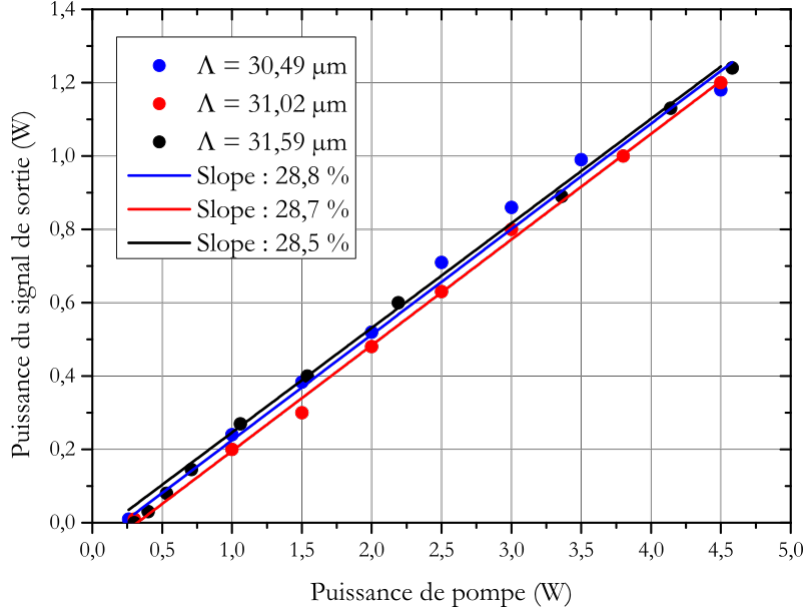


FIGURE 3-14 – Évolution de la puissance moyenne du signal en fonction de la puissance moyenne de pompe généré par le réseau de 30,49 μm de pas à 30 °C.

Notre OPO a un seuil de fonctionnement à $P_{seuil} = 300 \text{ mW}$ (Fig. 3-14). Pour une puissance $P_p = 4,1 \text{ W}$ de pompe, il délivre des impulsions signal possédant une puissance moyenne $P_s = 1,25 \text{ W}$. On peut alors simplement évaluer la puissance de l'onde idler [4] :

$$P_{idler} = P_{signal} * \frac{\lambda_s}{\lambda_i} = 0,64 \text{ W} \quad (3.12)$$

Sachant que la puissance de pompe résiduelle est $P_{res} = 2,2 \text{ W}$ et que la puissance de pompe pondérée par les pertes intrinsèques à la cavité vaut 4,1 W nous retrouvons $P_i + P_s + P_{res} = 4,09 \text{ W}$. Ceci nous permet d'évaluer le taux de conversion η_{total} :

$$\eta_{total} = \frac{P_s + P_i}{P_p - P_{seuil}} = 44 \% \quad (3.13)$$

La déplétion de la pompe mesurée est alors de 52 %. L'efficacité de conversion de la pompe vers le signal est alors donné par :

$$\eta_{Slope,1f} = \frac{P_{signal}}{P_{pompe} - P_{seuil}} = 29 \% \quad (3.14)$$

Comme attendu [3], au-delà du seuil de fonctionnement, l'efficacité de conversion est indépendante de la puissance de pompe. Comme nous le voyons sur la figure 3-15, l'accordage de l'OPO en fonction de la température suit parfaitement les courbes théoriques calculées en figure 3-10 avec un écart maximal $< 1\%$ (< 10 nm) et un écart moyen de $0,3\%$ ($4,6$ nm). Chacun de ces réseaux permet donc d'accorder notre OPO sur une bande spectrale d'une centaine de nanomètres.

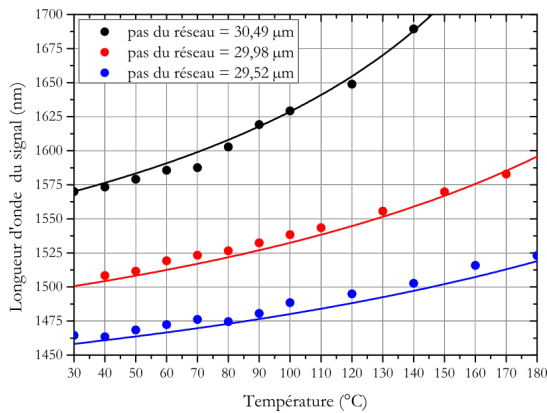


FIGURE 3-15 – Évolution de la longueur d'onde du signal en fonction de la température du PPLN pour chaque réseau permettant un accord de phase dans la bande spectrale d'oscillation définie par le coefficient de réflexion des miroirs de la cavité de l'OPO. En trait plein les valeurs théoriques d'accord de phase donné par le logiciel SNLO.

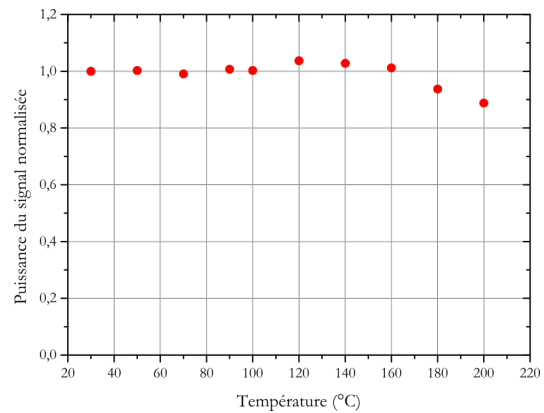


FIGURE 3-16 – Évolution de la puissance moyenne du signal en fonction de la température. Les mesures ont été réalisées sur le réseau de pas de $30,49\ \mu\text{m}$. Les puissances du signal sont normalisées en fonction de la puissance de référence à $30\ ^\circ\text{C}$.

Par ailleurs, on note une très bonne stabilité de l'OPO au cours de l'accordage en température (3-16) avec un écart moyen $< 3\%$. Les spectres typiques des ondes signal générées pendant cet accordage en température sont donnés en figure 3-17. Les traces d'autocorrélation des ondes signal présentées en figure 3-17 sont données en figure 3-18. On remarque ici la stabilité de ces spectres, quelle que soit la température avec une variation de la largeur spectrale inférieure à $0,2$ nm. Les durées d'impulsions (≈ 1 ps) quant à elles restent comparables à celle de la pompe avec un écart $< 6\%$.

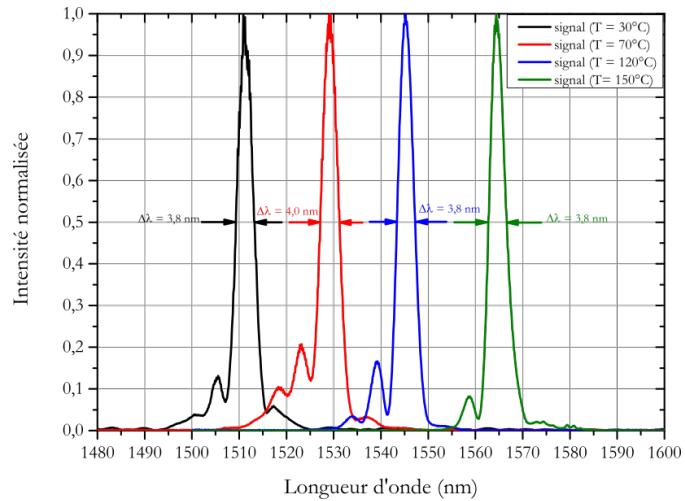


FIGURE 3-17 – Évolution du spectre du signal en fonction de la température du PPLN pompé en régime ps à simple cadence mesurée sur le réseau de pas $\Lambda = 29,98 \mu\text{m}$. La largeur spectrale moyenne de l'onde signal est de 3,8 nm.

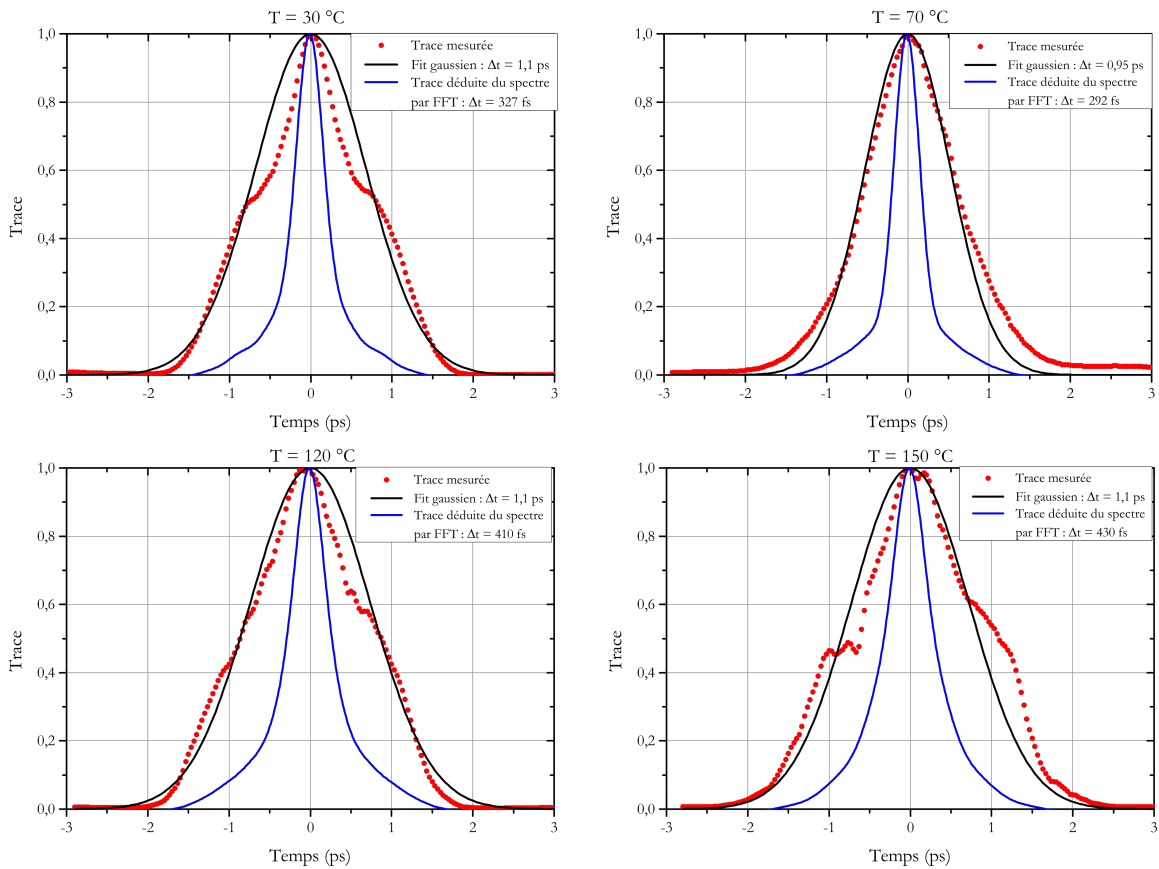


FIGURE 3-18 – Trace d'autocorrélation du signal mesurée à 30, 70, 120 et 150 °C sur le réseau $\Lambda = 29,98 \mu\text{m}$. En rouge la trace mesurée ; en noir son fit gaussien ; en bleu la trace déduite de la FFT du spectre de l'onde signal en figure 3-17.

3.4.2 Performances à cadence doublée ($2f$)

Nous venons de voir que cet OPO pompé avec 4,6 W peut délivrer des impulsions signal ayant une puissance allant jusqu'à 1,2 W. Il existe plusieurs solutions pour accroître la puissance délivrée. La première est évidemment d'augmenter la puissance de la pompe ce qui dans notre cas est impossible à moins de changer la pompe. Une deuxième solution serait de diminuer le coefficient de réflexion du coupleur de sortie de l'OPO pour augmenter la puissance extraite du système. Ceci nécessiterait de disposer de miroirs de sortie ayant une transmission ajustable. Là encore le coût de ces miroirs rend l'option difficile. Néanmoins en suivant cette idée, nous avons choisi de réduire la longueur de la cavité d'un facteur deux. Ce faisant, une impulsion signal fait alors deux aller-retour dans la cavité entre deux impulsions pompe. Ceci augmente la cadence de répétition d'un facteur deux. Le signal passe donc deux fois par le coupleur de sortie faisant passer artificiellement le coefficient de réflexion de ce miroir à $0,9 \times 0,9 = 81\%$.

En configuration de cadence doublée, le système possède naturellement un seuil de fonctionnement plus élevé à 1,1 W. En effet comme le coefficient de réflexion du coupleur de sortie est plus bas, les pertes dans la cavité sont donc plus élevées et le seuil d'oscillation est donc plus haut. Un rapide calcul partant de l'équation 2.9.6 proposée par Boyd [4] permet d'évaluer le seuil à $2f$ depuis le seuil à $1f$ [52].

$$g_{1f}L = 1 - R_{1f} \quad (3.15)$$

$$g_{2f}L = 1 - R_{2f} \quad (3.16)$$

Avec g_{if} le gain de la cavité à i fois la cadence de la pompe. Ce gain est proportionnel à la racine de la puissance seuil, L la longueur du cristal et R_i le coefficient de réflexion du coupleur de sortie où $R_{2f} = R_{1f}^2$. Nous avons donc :

$$g_{1f} \propto \sqrt{P_{seuil,1f}} \quad \text{et} \quad g_{2f} \propto \sqrt{P_{seuil,2f}} \quad (3.17)$$

$$\text{Donc } P_{seuil,1f} = P_{seuil,2f} \left(\frac{1 - R_{1f}}{1 - R_{2f}} \right)^2 = 0,33 \text{ W} \quad (3.18)$$

Ce résultat 3.18 est en bon accord avec les résultats que nous obtenons (Fig. 3-19).

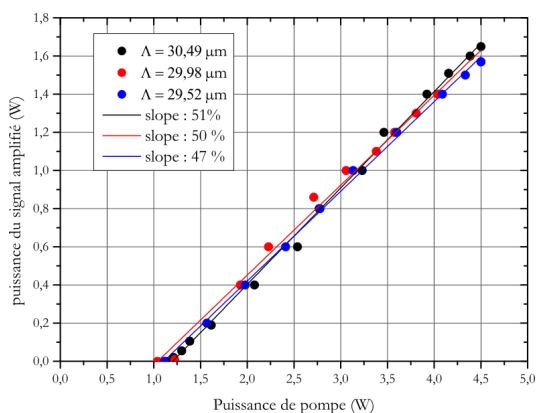


FIGURE 3-19 – Puissance moyenne du signal en fonction de la puissance moyenne de pompe générée pour différents réseaux du PPLN à 30 °C.

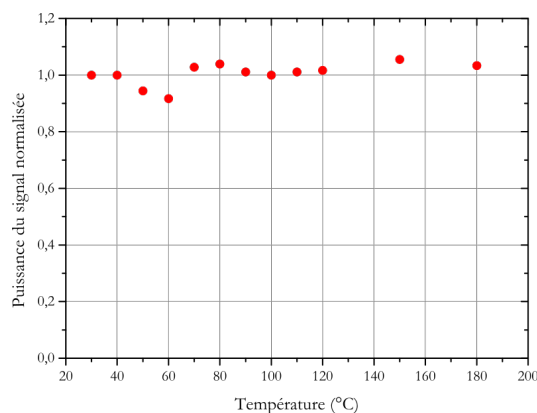


FIGURE 3-20 – Puissance moyenne du signal en fonction de la température. Les mesures ont été réalisées sur le réseau de pas de 30,49 μm . Les puissances du signal sont normalisées en fonction de la puissance de référence à 30 °C.

Comme attendu, pour une puissance de pompe de 4,5 W le système à cadence doublée délivre des impulsions signal à une puissance moyenne de 1,6 W plus importante. Ceci représente une augmentation de la puissance extraite de 33 % par rapport au fonctionnement à simple cadence. Là encore, le système est stable en puissance au cours de l'accord en température (Fig. 3-20) avec un écart moyen $< 3\%$.

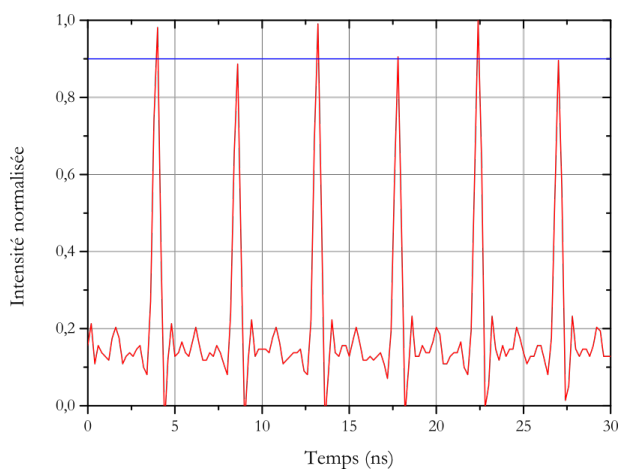


FIGURE 3-21 – Visualisation du train d'impulsion de l'onde signal délivré par l'OPO fonctionnant à $2f$.

Cependant comme une impulsion signal passe deux fois par le coupleur de sortie avant d'être amplifié à nouveau par une impulsion pompe, la puissance crête d'une impulsion signal sur deux vaut 90 % de l'impulsion précédente (Fig. 3-21). La déplétion de la pompe est de 54 % et la pente de l'efficacité de conversion de la pompe vers le signal $\eta_{Slope,2f}$ vaut ~ 50 %. En appliquant la relation 3.12, on trouve que le système délivre une onde idler de 0,82 W.

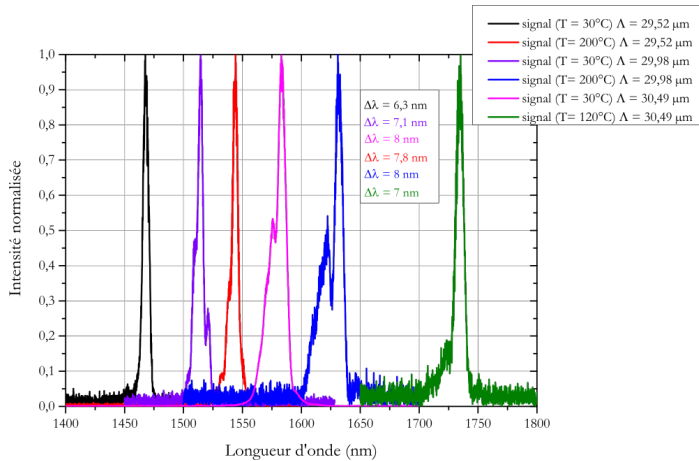


FIGURE 3-22 – Spectres de l'onde signal obtenus à différentes températures sur chacun des réseaux du PPLN.

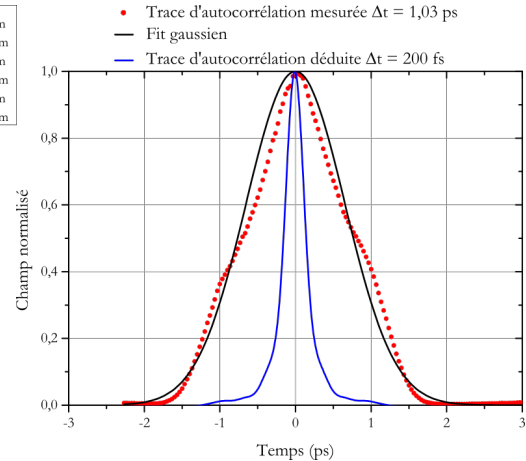


FIGURE 3-23 – Trace d'auto-corrélation du signal mesurée sur le réseau de pas $\Lambda = 29,98 \mu\text{m}$ à 30°C . En rouge la trace mesurée ; en noir son fit gaussien ; en bleu la trace déduite de la FFT du spectre de l'onde signal en figure 3-22.

Les spectres des ondes signal délivrées par l'OPO en configuration $2f$ ont une largeur spectrale de $7,4 \pm 0,7$ nm (Fig. 3-22) et ont encore une durée comparable à celle de la pompe (Fig. 3-23). La largeur spectrale de l'onde signal est plus importante en fonctionnement $2f$ qu'en fonctionnement $1f$. Cette différence s'explique par le fait que la condition de synchronisme est plus difficile à obtenir à $2f$. En effet chaque incrément de position de la platine de translation piézoélectrique (100 nm) implique une incertitude sur la longueur de cavité de quatre fois cet incrément contre deux fois en configuration $1f$. Comme nous le verrons plus tard, le spectre de l'onde signal s'élargit lorsqu'on s'éloigne du synchronisme. L'incertitude sur la longueur de cavité explique donc raisonnablement cet élargissement.

Quelque soit le régime de fonctionnement ($1f$ ou $2f$), les impulsions signal présentent du chirp. Sur les figures 3-18 et 3-23 sont représentées en bleu les traces supportées par leurs spectres respectifs. Ce phénomène n'est pas surprenant. En effet l'acceptance spectrale du cristal $\Delta\omega = \frac{1}{\Delta n_g L} = 138 \text{ cm}^{-1}$ ne limite pas la conversion de la pompe ($\Delta\nu_p = 68 \text{ cm}^{-1}$). Au synchronisme, le chirp du spectre de l'onde pompe peut donc être transmis à l'onde signal.

3.4.3 Influence du désynchronisme

Il est possible d'ajuster la longueur d'onde finement en ajustant la longueur de la cavité autour du synchronisme. Ce comportement observé pour la première fois par Edelstein et al. [53] est utilisé par de nombreuses équipes pour ajuster l'accordage d'un OPO [53, 47, 48, 49, 54, 55, 56, 57, 50, 58]. La désynchronisation de la pompe et du signal introduite par la modification de la longueur de la cavité induit des pertes à la longueur d'onde centrale du signal. Pour compenser, le système réalise l'accord de phase sur une longueur d'onde plus favorable pour laquelle la vitesse de groupe du signal a un meilleur recouvrement temporel avec la pompe dans le PPLN.

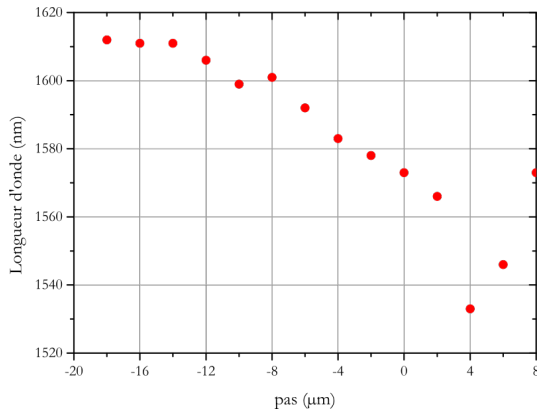


FIGURE 3-24 – Évolution de la longueur d'onde de l'impulsion signal en fonction du désaccord au synchronisme sur le réseau de pas $30,49 \mu\text{m}$ à 30°C .

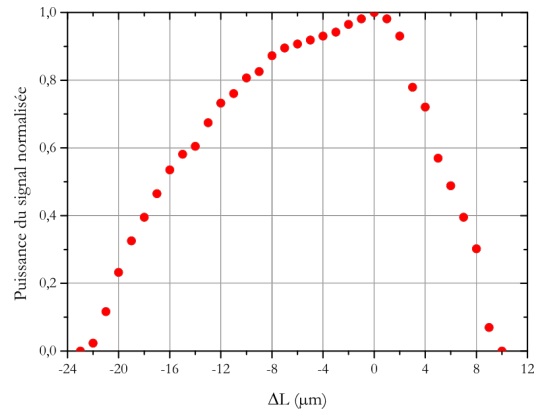


FIGURE 3-25 – Évolution de la puissance moyenne de l'onde signal en fonction de l'écart au synchronisme réalisée sur le réseau de pas $30,49 \mu\text{m}$ à 30°C .

On mesure ainsi un décalage en longueur d'onde de $2,8 \text{ nm}$ par micromètre d'écart au synchronisme (Fig. 3-24). Cependant, le désaccord implique une diminution du gain

effectif pour l'impulsion signal, ce qui entraîne naturellement une perte de conversion (Fig. 3-25). Comme l'ont observé précédemment différents auteurs [47, 59], cette évolution de la conversion en fonction du désynchronisme est asymétrique suivant que la longueur de cavité augmente ou diminue. Comme l'explique Ebrahimzadeh [60], l'augmentation (la diminution) de la longueur de cavité entraîne un décalage de la longueur d'onde du signal vers les plus petites (grandes) longueurs d'onde, celles-ci ayant une vitesse de groupe plus rapide (lente). Cet ajustement permet d'accorder l'onde signal sur plus de 70 nm. Cette large plage d'accord est permise par la grande largeur de l'acceptance spectrale de notre cristal ($\sim 138 \text{ cm}^{-1}$) par rapport à la largeur spectrale des ondes signal (31 cm^{-1} à $1,5 \mu\text{m}$) et pompe (61 cm^{-1}).

Cette acceptation spectrale devrait a priori permettre de générer des impulsions limitées par transformée de Fourier ayant une durée de 106 fs (à $1,5 \mu\text{m}$).

Autocompression du signal par désynchronisation

Comme nous allons le souligner dans la suite, nous avons pu générer des impulsions signal dont la durée est plus courte que celles des impulsions pompe. La compréhension générale du phénomène peut être attribuée à Khaydarov et al. [49]. Depuis plusieurs équipes ont observé ce phénomène [48, 47]. Ce phénomène ne peut se produire que lorsque la vitesse de groupe de l'onde signal est supérieure à celle de l'onde pompe et que le désynchronisme ΔL introduit dans la cavité est positif. Dans ce cas la longueur de la cavité est augmentée et donc le signal arrive avec en retard de $\tau_{retard} = 2\Delta L/c$ par rapport à la pompe à l'entrée du cristal. Lors de l'amplification paramétrique le long du cristal, le front montant de l'impulsion signal est amplifié en interagissant avec le front aval de l'onde pompe. Comme le signal se déplace plus vite que la pompe dans le cristal, le front montant du signal voit toujours un gain important alors qu'il rattrape la pompe. Cette déplétion de la pompe par le front montant de l'impulsion signal limite le gain pour le train arrière du signal qui en conséquence est peu ou pas amplifié. La compression temporelle ne se fait donc pas ici par l'annulation de la dispersion chromatique du signal, mais par la suppression des composantes tardives. Si les techniques d'annulation (ou réduction) de la dispersion chromatique conservent

l'énergie de l'impulsion, l'autocompression induit une baisse du gain et ainsi une baisse de la conversion.

Résultats d'autocompression

En ajustant la longueur de la cavité de notre OPO, nous pouvons nous décaler par rapport au synchronisme à la longueur d'onde centrale de l'onde signal. Ainsi nous pouvons retarder ou avancer temporellement l'impulsion signal par rapport à l'impulsion pompe dont la grandeur caractéristique est le désaccord de vitesse de groupe (GVM) décrit par :

$$GVM_{p,s} = \frac{n_{g,p}(\lambda_p) - n_{g,s}(\lambda_s)}{c} \quad (3.19)$$

Dans la bande spectrale d'accord de phase de notre OPO, cette GVM varie de 103 fs/mm à 123 fs/mm (Fig. 3-26). Quelle que soit la longueur d'onde du signal, cette GVM reste positive. L'impulsion pompe prend donc du retard par rapport à l'impulsion signal lors de leur propagation dans le cristal. Les conditions pour réaliser de l'autocompression sont donc remplies.

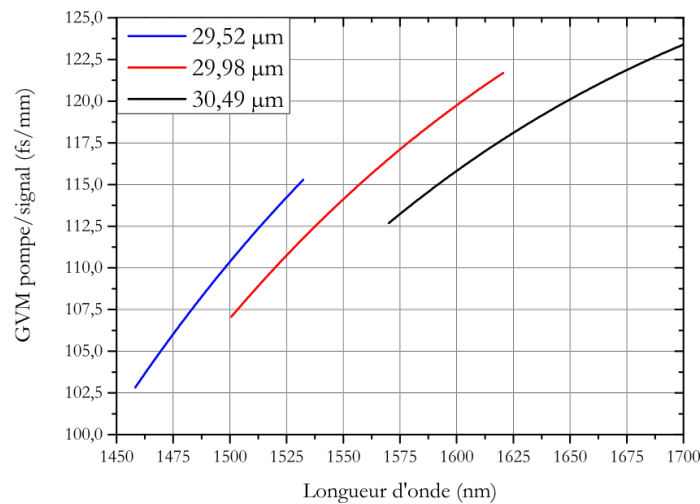


FIGURE 3-26 – Différence de vitesse de groupe (GVM) entre l'impulsion pompe et signal dans les différents réseaux du PPLN en fonction de la longueur d'onde de l'impulsion signal.

Nous avons donc mesuré la durée d'impulsion du signal en faisant varier la longueur de la cavité de l'OPO. Les résultats sont présentés sur la figure 3-27.

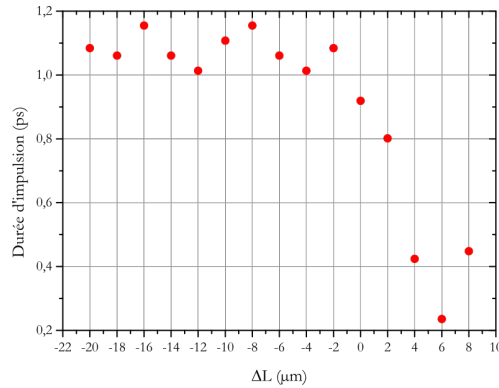


FIGURE 3-27 – Évolution de la durée de l'impulsion signal en fonction du désynchronisme. La mesure est réalisée à 30 °C sur le réseau de pas 30,49 μm.

Le système est toujours pompé avec les impulsions pompe non comprimées ayant une durée à mi-hauteur de 1 ps. Comme attendu la durée à mi-hauteur des impulsions signal décroît lorsque la longueur de cavité augmente. Nous obtenons de cette manière une compression des impulsions signal jusqu'à 236 fs (Fig. 3-29).

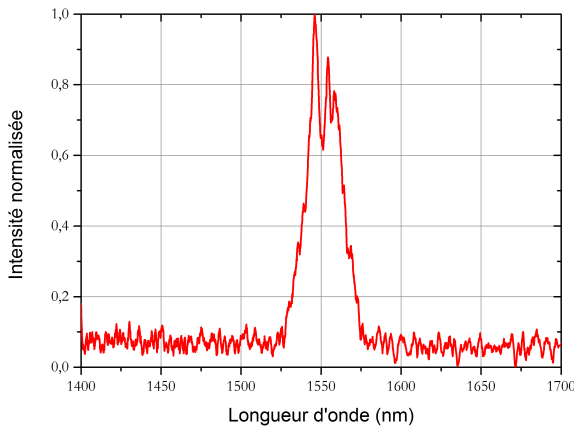


FIGURE 3-28 – Spectre de l'impulsion signal pour un désynchronisme de +6 μm. La mesure est faite à 30 °C sur le réseau de pas 30,49 μm.

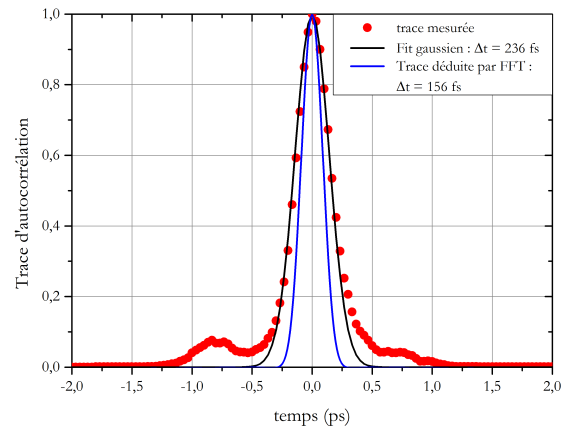


FIGURE 3-29 – Trace d'autocorrélation comprimée de l'impulsion signal mesurée sur le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$ à 30 °C. En rouge la trace mesurée ; en noir son fit gaussien ; en bleu la trace déduite de la FFT du spectre de l'onde signal en figure 3-28.

On note dans ce cas un élargissement du spectre qui passe d'une largeur spectrale de 3,8 nm au synchronisme à 23 nm au maximum de la compression. Le désynchronisme positif permet donc de réduire la durée des impulsion signal avec une pente de l'ordre de 110 fs/ μm . Cependant comme sur la figure 3-24, l'allongement de la cavité entraîne une forte diminution de l'efficacité de conversion de l'ordre de 11 %/ μm . En conséquence nous enregistrons une perte de 30 % \pm 5 % de la puissance moyenne lorsqu'on désynchronise notre OPO. Cette perte de conversion est dommageable si l'on cherche à optimiser la puissance moyenne. Si maintenant on analyse l'évolution de la puissance crête des impulsions signal, celle-ci passe de 10 kW à 35 kW. Cette perte de puissance moyenne est donc compensée par une augmentation de la puissance crête.

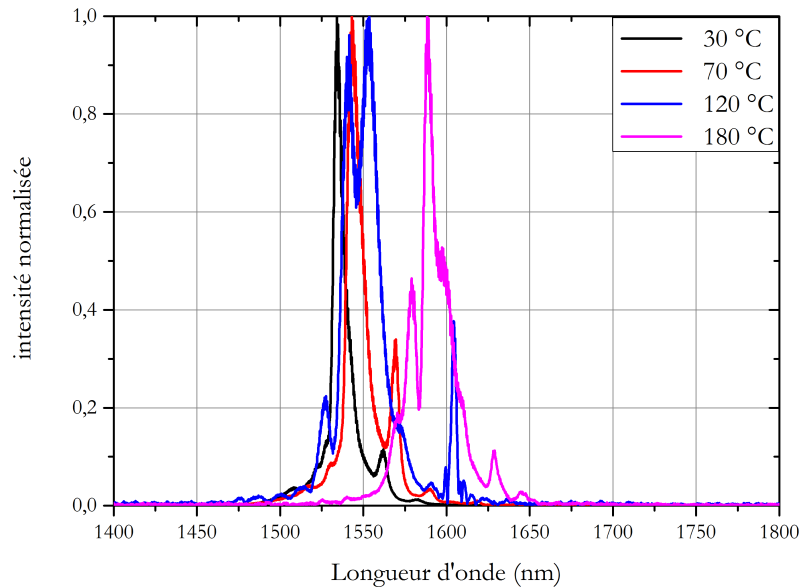


FIGURE 3-30 – Évolution du spectre de l'impulsion signal en fonction de la température sur le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$.

Nous avons également étudié l'influence de l'accord en température sur la compression. Les spectres et traces obtenus sont présentés en figure 3-30 et 3-31. Nous pouvons voir que le phénomène est reproductible, quelle que soit la température du cristal de PPLN. Cependant la forte sensibilité du système à l'écart au désynchronisme entraîne

des écarts de mesure importants. Cependant, nous avons pu mesurer une impulsion signal quasi limitée par transformée de Fourier à 70 °C présentant une différence inférieure à 8 % entre la mesure de la trace et la transformée du spectre.

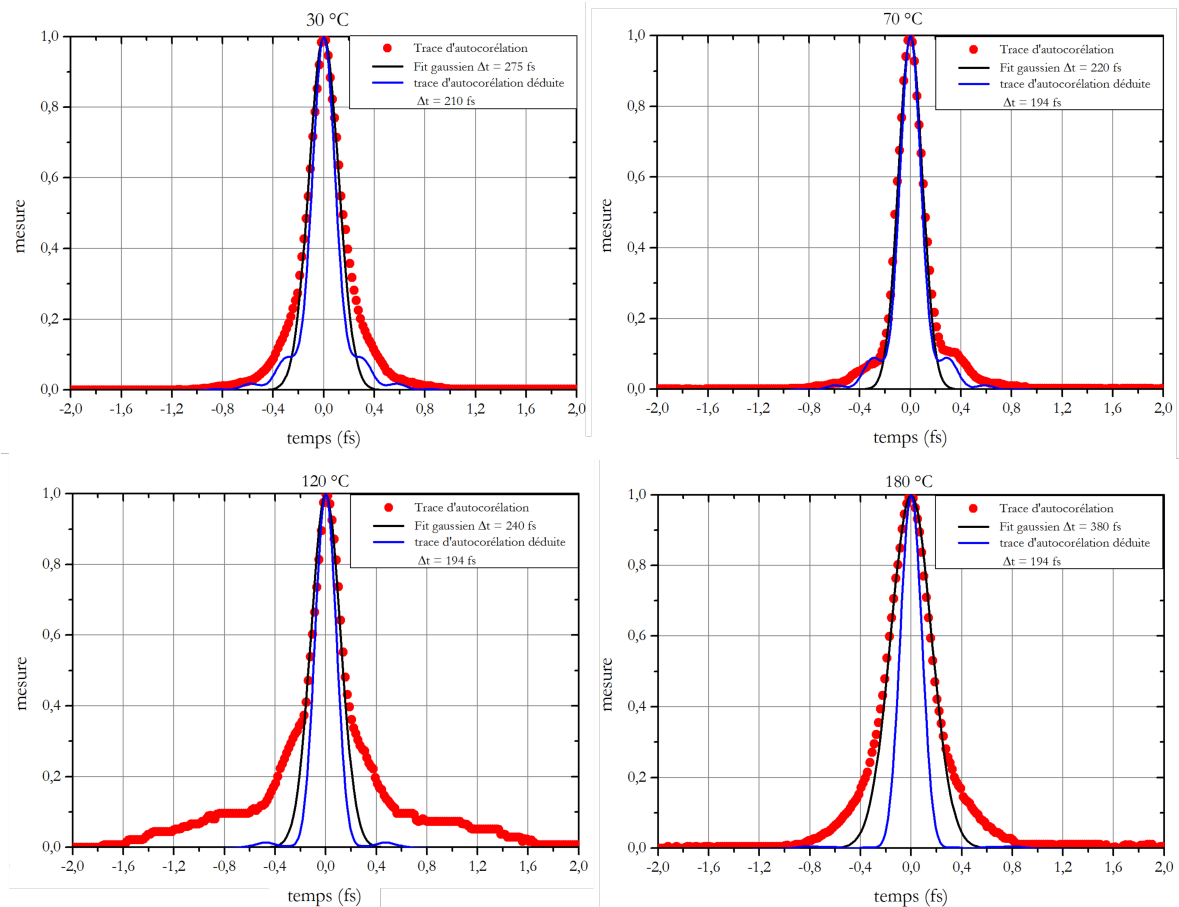


FIGURE 3-31 – Évolution de la trace d'autocorrélation du signal en fonction de la température sur le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$.

Nous venons donc de voir que grâce à l'autocompression nous pouvons augmenter la puissance crête des impulsions. Ceci se fait aux dépens de la puissance moyenne des impulsions signal. Il semble donc souhaitable pour optimiser la puissance moyenne de comprimer les impulsions pompes. Nous pourrions alors accroître à la fois la puissance crête tout en conservant la puissance moyenne.

3.5 Fonctionnement en régime sub picoseconde

Nous commencerons tout d'abord par examiner le fonctionnement de l'OPO en condition de synchronisme où la puissance extraite du signal est maximale. Comme nous l'avons vu précédemment, les impulsions délivrées par la pompe présentent une dérive en fréquence qui se traduit par un élargissement temporel de la durée des impulsions signal. Pour réduire la durée des impulsions produites, il paraît naturel de pomper notre OPO avec des impulsions plus courtes. Nous avons donc installé le système de compression de ces impulsions grâce au couple de miroirs chirpés. Ceci a pour effet d'augmenter la puissance crête des impulsions pompe. On rappelle que ces miroirs introduisent une dispersion de vitesse de groupe (GDD pour Group Delay Dispersion) de -10000 fs^2 à 1035 nm pour un angle d'incidence de 8° . Ainsi après 10 rebonds sur ces miroirs l'impulsion est comprimée à 380 fs (Fig. 3-32).

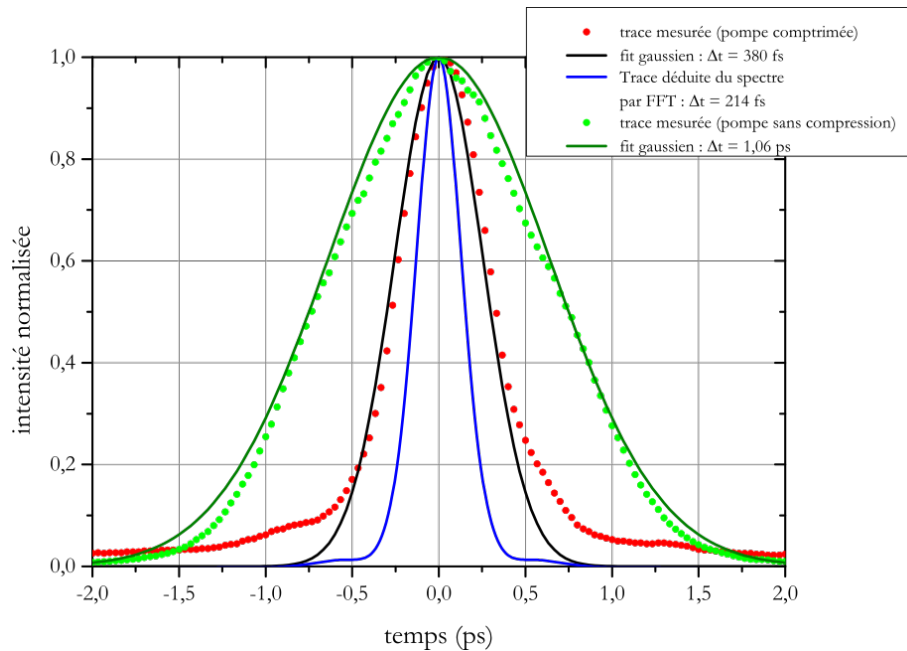


FIGURE 3-32 – Trace d'autocorrélation normalisée de l'impulsion pompe en régime comprimé et non-comprimé.

Pour éviter des retours néfastes dans la cavité de l'oscillateur ANDi, nous plaçons à sa sortie un isolateur Faraday. Celui-ci entraîne des pertes de 15 %. La puissance moyenne du train d'impulsions délivré par le laser ANDi est donc dans la suite de 3,9 W.

3.5.1 Performances à simple cadence (1f)

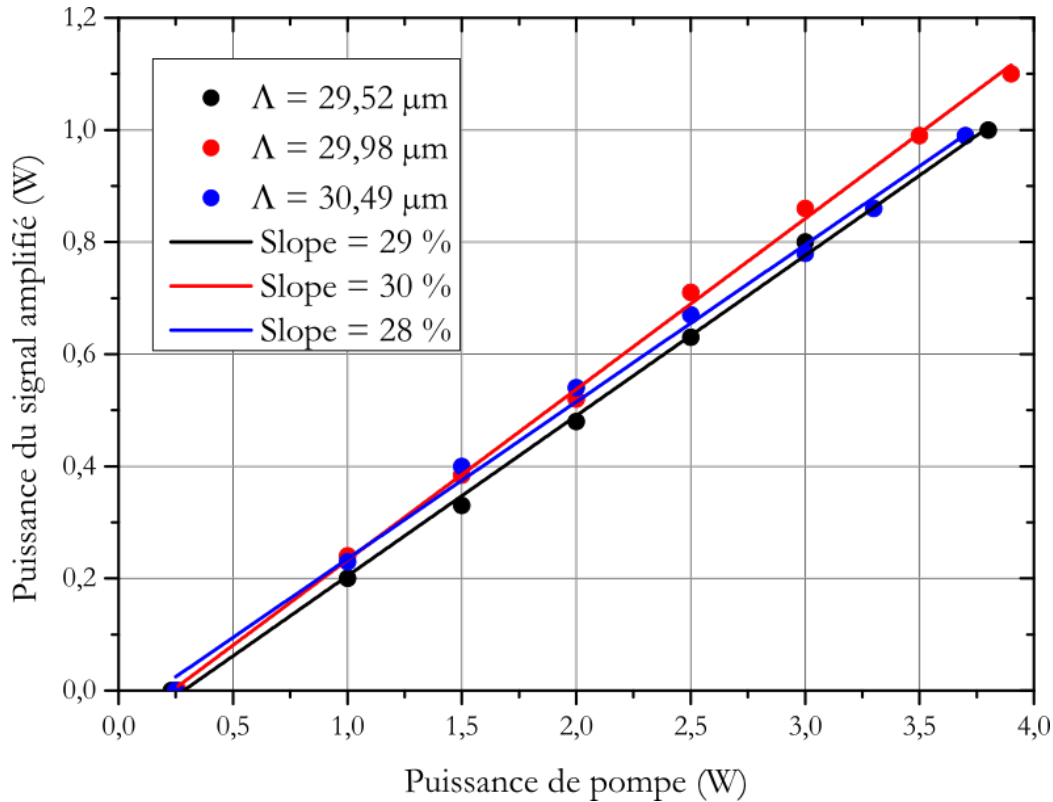


FIGURE 3-33 – Puissance moyenne des impulsions signal en fonction de la puissance moyenne des impulsions pompe généré dans différents réseaux du PPLN à 30 °C.

Nous commençons tout d'abord à examiner le fonctionnement de l'OPO en condition de synchronisme (dans le cas où la puissance moyenne extraite est maximale). Cette fois-ci l'OPO possède un seuil de fonctionnement à 230 mW pour une efficacité de conversion de 29 % (Fig. 3-33) et une déplétion de la pompe de 50 %. Cependant le seuil mesuré est supérieur au seuil escompté compte tenu de l'augmentation d'un facteur 2,7 de la puissance crête. Le seuil en régime picoseconde était de 300 mW, il doit donc être de l'ordre de 100 mW en régime femtoseconde. La régression linéaire de la figure 3-33 donne bien ce seuil à 100 mW. La différence avec la mesure provient sans doute d'un écart au synchronisme. Dans ce régime, l'OPO est capable de générer des impulsions signal de 1,1 W pour une puissance de pompe moyenne de 3,9 W. La puissance de l'onde idler est alors $P_i = 0,57 \text{ W}$ ce qui donne une conversion totale de la pompe $\eta_{total} = 46 \%$.

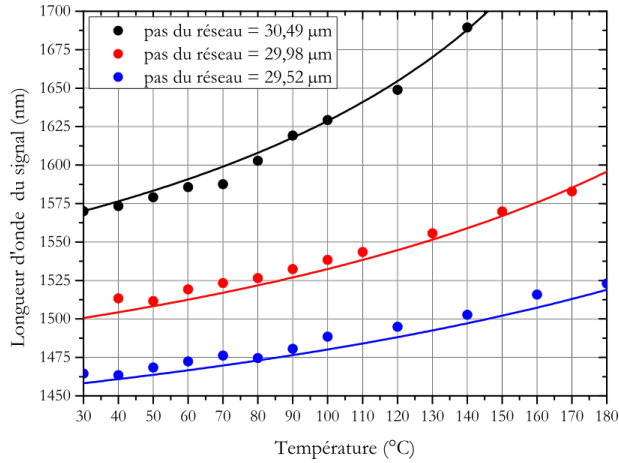


FIGURE 3-34 – Longueur d’onde du signal en fonction de la température du PPLN pour chaque réseau permettant un accord de phase dans la bande spectrale de résonance de l’OPO. En trait plein les valeurs simulées obtenues.

L’accordage de l’OPO pompé par des impulsions femtosecondes est identique à celle obtenue en régime picoseconde (Fig. 3-34). Avec l’augmentation de la puissance crête des impulsions pompe, on est désormais capable de générer des impulsions d’une largeur spectrale de 10 nm contre 3,8 nm en régime picoseconde (Fig. 3-35). Les pertes de la cavité de notre OPO restant inchangées, la puissance crête plus élevée de la pompe permet de générer des impulsions signal ayant un spectre plus large.

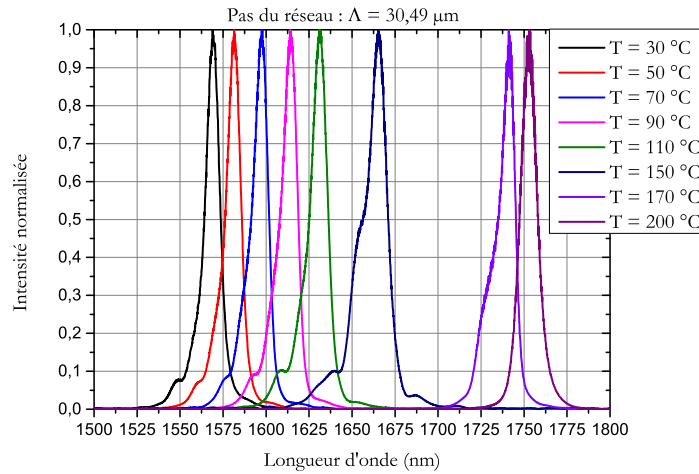


FIGURE 3-35 – Évolution du spectre de l’impulsion signal en fonction de la température du PPLN pompé en régime fs à simple cadence sur le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$. La largeur moyenne des spectres est de $\sim 10,2 \text{ nm}$.

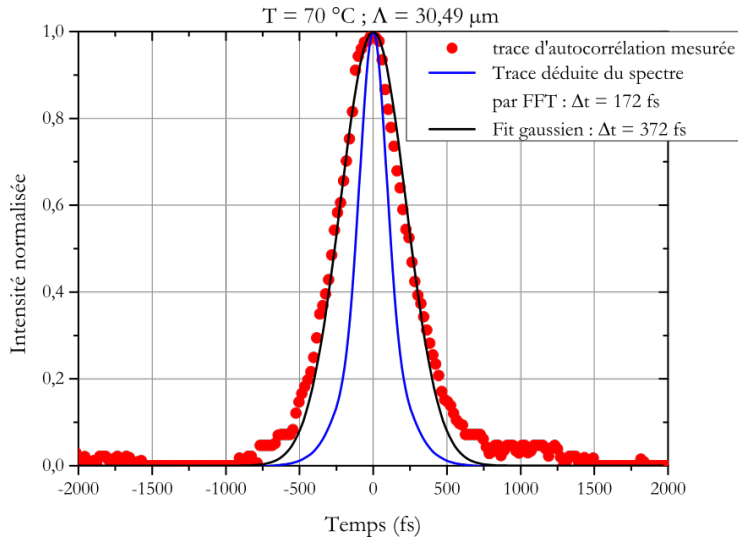


FIGURE 3-36 – Trace d'autocorrélation de l'impulsion signal mesurée à 70 °C sur le réseau $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$. En bleu la trace d'autocorrélation déduite du spectre de l'impulsion signal présentée en figure 3-35.

Notons que comme dans le cas du pompage avec des impulsions picosecondes, au synchronisme, les impulsions pompe et signal ont une durée similaire. La durée moyenne des impulsions signal est ~ 373 fs (Fig. 3-36).

3.5.2 Performances à cadence doublée ($2f$)

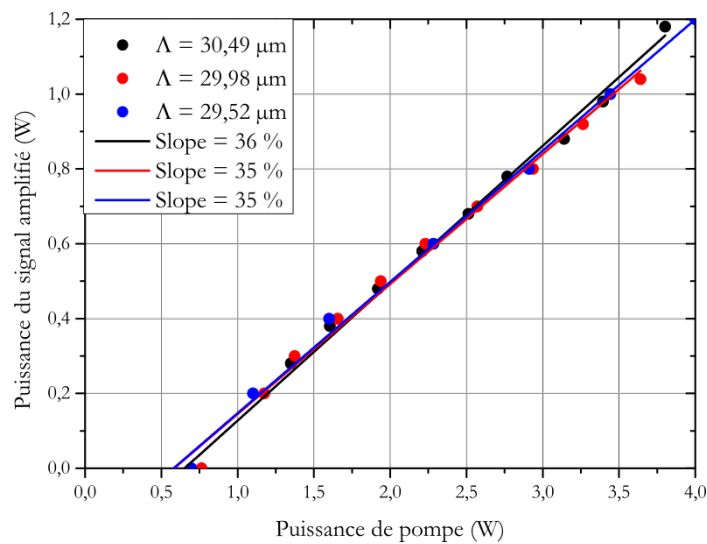


FIGURE 3-37 – Puissance moyenne des impulsions signal en fonction de la puissance moyenne des impulsions pompe généré par différents réseaux dans le PPLN à 30 °C.

Comme nous l'avons vu précédemment, le passage à la configuration $2f$ permet d'obtenir une conversion plus importante de la puissance moyenne de l'onde pompe vers l'onde signal, et entraîne une augmentation de la puissance seuil. Nous obtenons ainsi (Fig. 3-37) une efficacité de conversion de 35 % (30 % à $1f$), mais le seuil est désormais de 700 mW (contre 100 mW à $1f$). Là encore une régression linéaire permet d'évaluer la puissance seuil à $2f$ proche de 350 mW. Cette différence doit là aussi être attribuée à un écart au synchronisme. Dans cette configuration l'OPO peut générer des impulsions signal ayant une puissance moyenne de 1,2 W pour une puissance moyenne de pompe de 4 W. Contrairement au régime de pompage picoseconde, nous n'enregistrons pas une augmentation conséquente de la puissance extraite par rapport à la configuration $1f$. Le fait que les performances de l'OPO dans les deux configurations soient identiques est une coïncidence. Posons S_1 et S_2 les efficacités de conversion de l'OPO dans les configurations $1f$ et $2f$, en écrivant les fonctions affines décrivant la puissance signal en fonction de la puissance pompe de l'OPO sous la forme :

$$P_s^{1f} = S_1 \times P_{pompe} - P_{seuil}^{1f} \quad (3.20)$$

$$\iff P_s^{1f} = 0,3P_{pompe} - 0,1(W) \quad (3.21)$$

Et

$$P_s^{2f} = S_2 \times P_{pompe} - P_{seuil}^{2f} \quad (3.22)$$

$$\iff P_s^{2f} = 0,35P_{pompe} - 0,35(W) \quad (3.23)$$

On note que

$$P_{pompe} = 4 W \implies P_s^{1f} = P_s^{2f} \quad (3.24)$$

Et

$$P_{pompe} > 4 W \implies P_s^{1f} > P_s^{2f}. \quad (3.25)$$

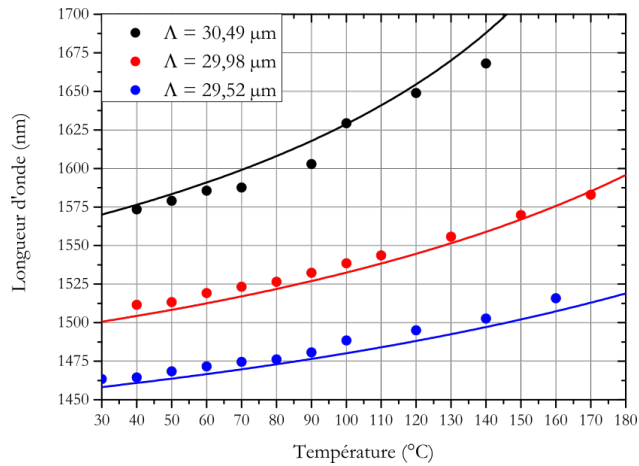


FIGURE 3-38 – Longueur d’onde centrale de l’impulsion signal en fonction de la température du PPLN pour chaque réseau permettant un accord de phase dans la bande spectrale de résonance de l’OPO. Les courbes en trait plein représentent les valeurs simulées obtenues.

Là encore l’accord de l’onde signal est invariant lors du passage de la configuration $1f$ à $2f$. En effet l’accord de phase au synchronisme ne dépend pas de la longueur de la cavité (Fig. 3-38). Il génère donc des impulsions ayant un spectre de 10 nm de largeur à mi-hauteur (Fig. 3-39).

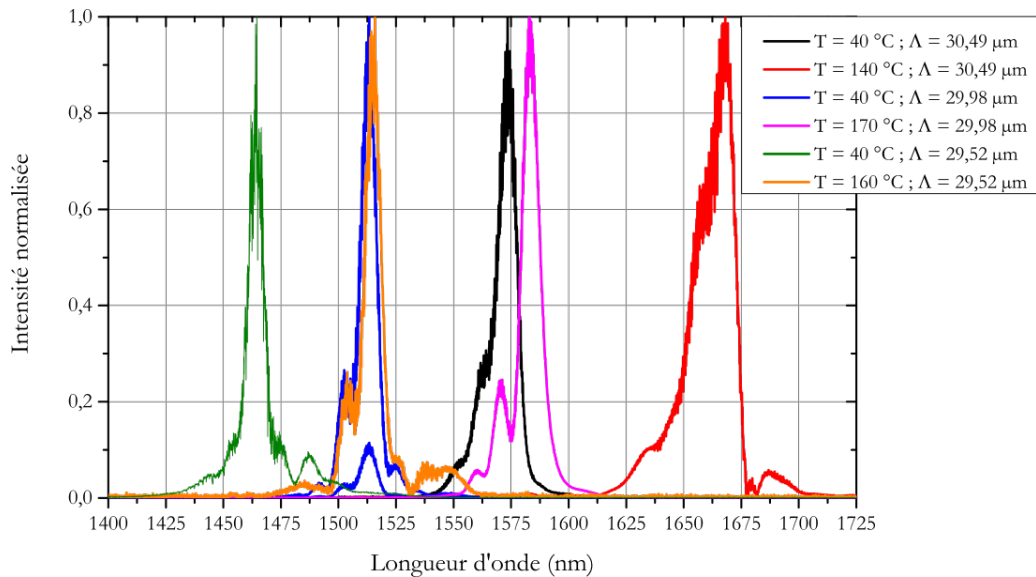


FIGURE 3-39 – Évolution du spectre du signal en fonction de la température du PPLN. La largeur moyenne d’un spectre est de 9.6 nm.

La durée des impulsions signal est la même que celle des impulsions pompe soit en moyenne $370 \text{ fs} \pm 30 \text{ fs}$ (Fig. 3-39). Nous remarquons que contrairement à l'étude en régime picoseconde, nous mesurons ici des spectres ayant la même largeur spectrale à mi-hauteur.

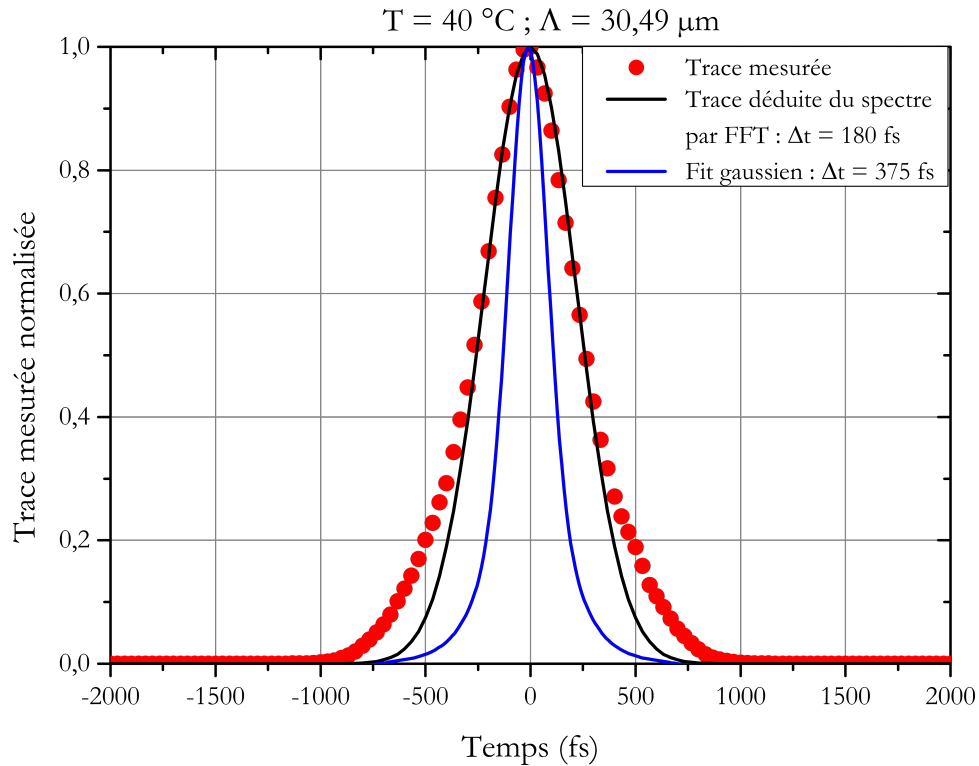


FIGURE 3-40 – Trace d'autocorrélation des impulsions signal mesurée à 40 °C avec le réseau $\Lambda = 30,49 \text{ μm}$ du PPLN. La courbe en bleue représente la trace d'autocorrélation déduite du spectre de l'impulsion signal présenté en figure 3-39.

L'acceptance spectrale du cristal pouvant supporter des impulsions de 106 fs à 1500 nm, il est donc normal de générer des impulsions signal de 380 fs lorsque l'on pompe le système avec des impulsions de même durée. Cependant nous obtenions dans certains cas des impulsions plus courtes et beaucoup plus proches de la transformée de Fourier de leur spectre lorsque nous introduisons du désynchronisme entre la pompe et le signal. De plus, bien que les miroirs chirpés compensent une grande partie de la dispersion chromatique de l'impulsion pompe, force est de constater qu'elle n'est pas complètement annulée.

3.5.3 Autocompression des impulsions signal

Étude en fonction de l'écart au synchronisme

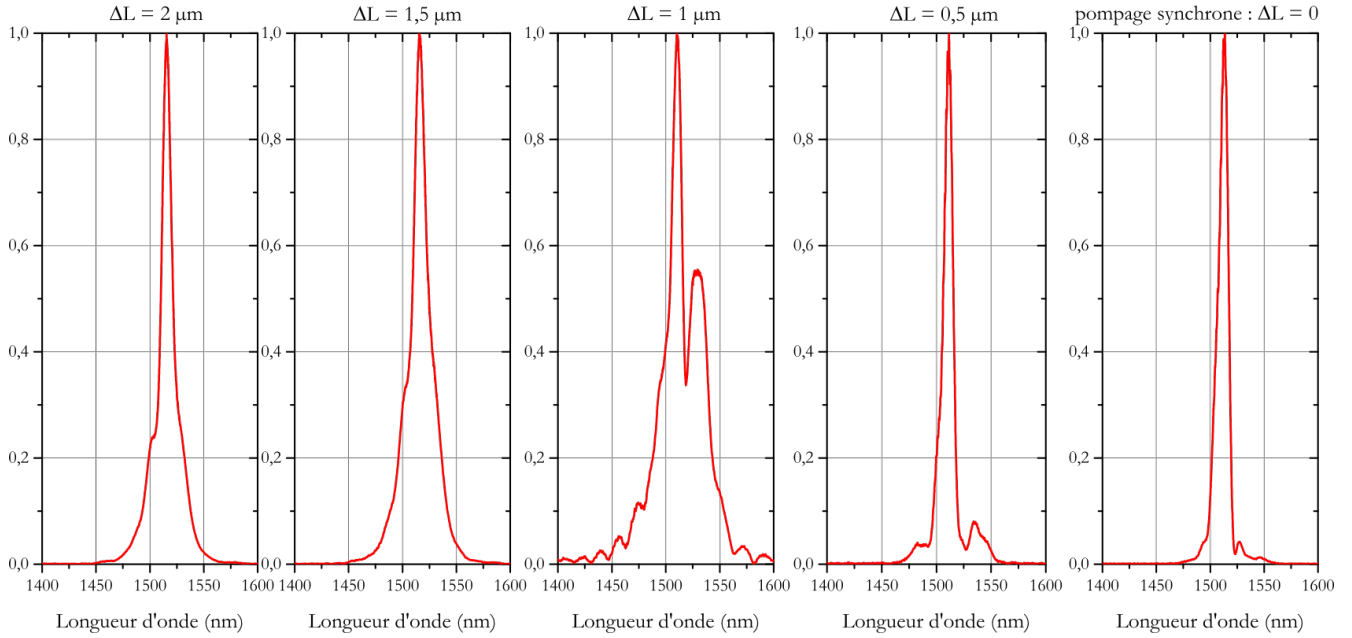


FIGURE 3-41 – Évolution du spectre des impulsions signal en fonction du désynchronisme ΔL introduit dans la cavité.

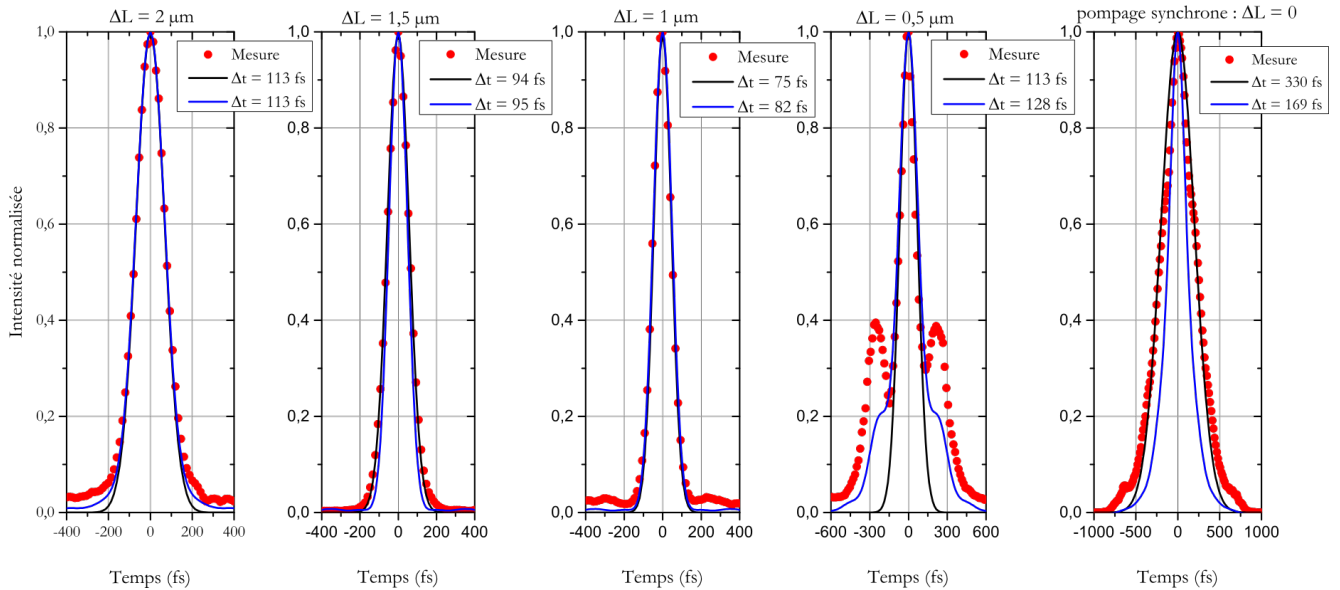


FIGURE 3-42 – Évolution de la trace d'autocorrélation des impulsions signal en fonction du désynchronisme introduit dans la cavité.

La configuration $2f$ ne permettant que des incréments de déplacements de la platine piézoélectrique de $0,4 \mu\text{m}$ trop élevé pour la précision requise, nous ne présenterons ici que les résultats en configuration $1f$. Les spectres et traces mesurés sont présentés sur les figures 3-41 et 3-42.

Les impulsions étant plus courtes, la longueur sur laquelle nous pouvons allonger la cavité avant de perdre complètement l'amplification n'est plus que de $3 \mu\text{m}$. Comme en régime de pompage picoseconde, plus nous augmentons la longueur de cavité, plus l'impulsion est courte. Pour $1 \mu\text{m}$ de désynchronisme, nous obtenons des impulsions signal ayant une durée de 75 fs (Fig. 3-42). Cette dernière mesure est paradoxalement inférieure à la durée déduite par la transformée de Fourier de son spectre. L'autocorrélateur que nous utilisons pour mesurer les traces du signal ayant une précision de $\pm 20 \text{ fs}$, cela peut expliquer cette singularité. Une autre raison est que le système est très sensible à la moindre variation et que nous enregistrons les spectres et les traces d'autocorrélations sur deux appareils différents. L'utilisateur ne pouvant déclencher en même temps les deux appareils il est aussi possible que le spectre ait légèrement varié entre la mesure de la trace et celle du spectre. À cette incertitude près, nous pouvons malgré tout souligner que nous générons très probablement des impulsions limitées par transformée de Fourier.

Étude en fonction de la température

Nous voulions dans un premier temps obtenir des spectres d'impulsions signal "propres" à différentes températures. Les spectres obtenus avec le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$ du PPLN sont présentés sur la figure 3-44. La plage d'accord du signal sur ce réseau est de 162 nm de 1550 nm à 1712 nm et les spectres présentent une largeur à mi-hauteur moyenne de $22 \text{ nm} \pm 4 \text{ nm}$. Ces impulsions ont une durée moyenne de $181 \text{ fs} \pm 16 \text{ fs}$ avec un minimum à 157 fs (Fig 3-43). Ces impulsions sont proches de la limite par transformée de Fourier avec un écart moyen à la limite de Fourier de $45 \text{ fs} \pm 10 \text{ fs}$.

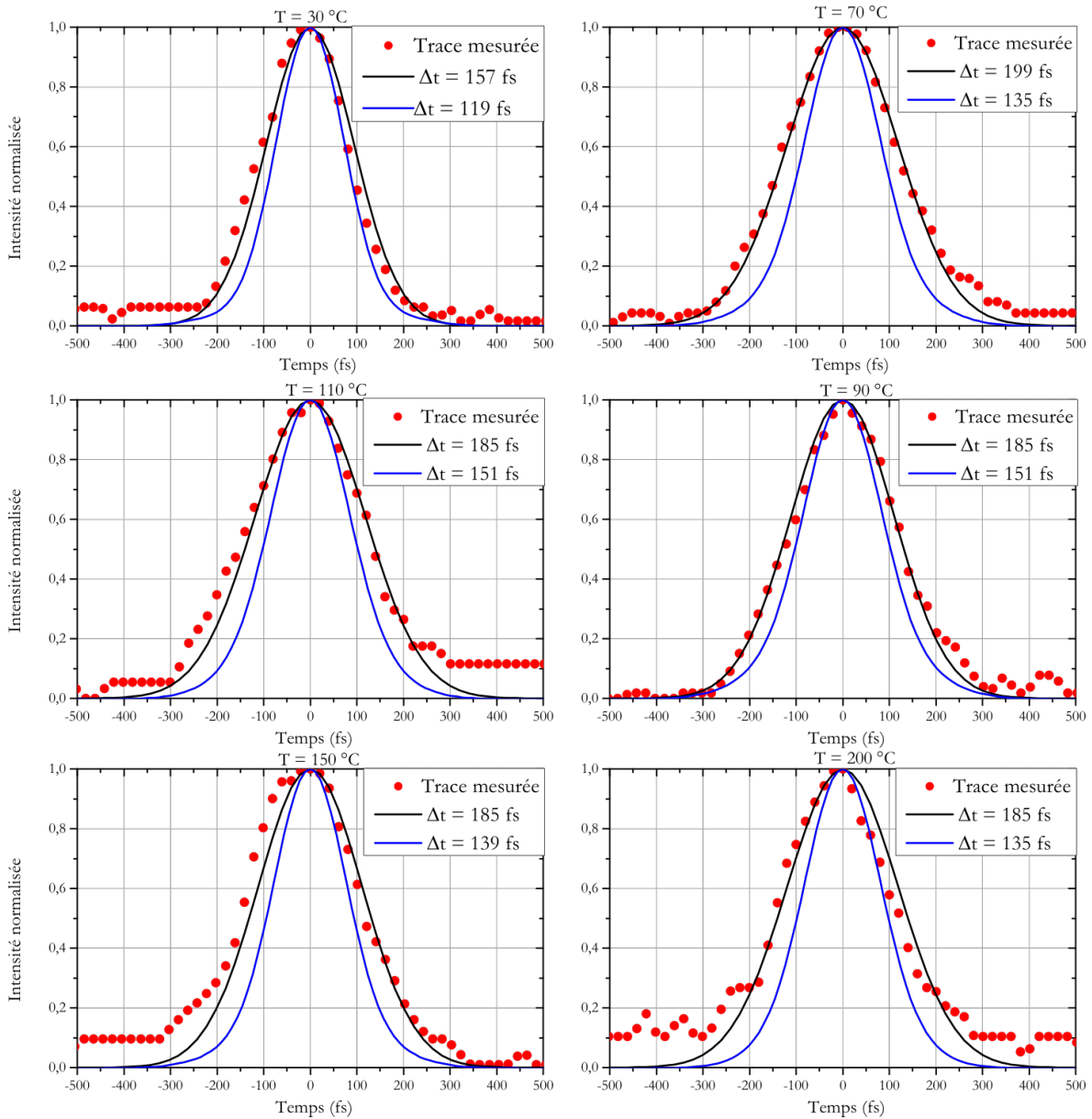


FIGURE 3-43 – Évolution de la trace d'autocorrélation des impulsions signal en fonction de la température du cristal de PPLN obtenues avec le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$. Les traces mesurées sont en cercle rouge, le fit gaussien en noir, et la trace déduite du spectre correspondant en figure 3-44 par FFT est en bleu.

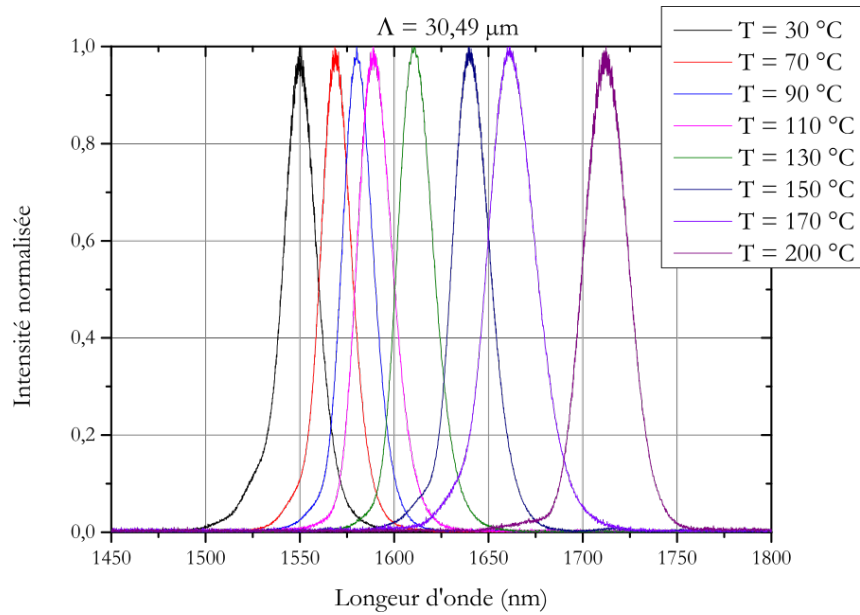


FIGURE 3-44 – Évolution du spectre des impulsions signal en fonction de la température obtenue avec le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$ du PPLN.

La puissance du signal obtenu en sortie d'OPO lors de la compression est en moyenne de $40\% \pm 9\%$ inférieure à la puissance mesurée lors du synchronisme (Fig. 3-45). Toutefois même à 40 % de la puissance moyenne du signal, la puissance crête du signal "autocomprimé" est égale à la puissance crête du signal généré au synchronisme (30 kW).

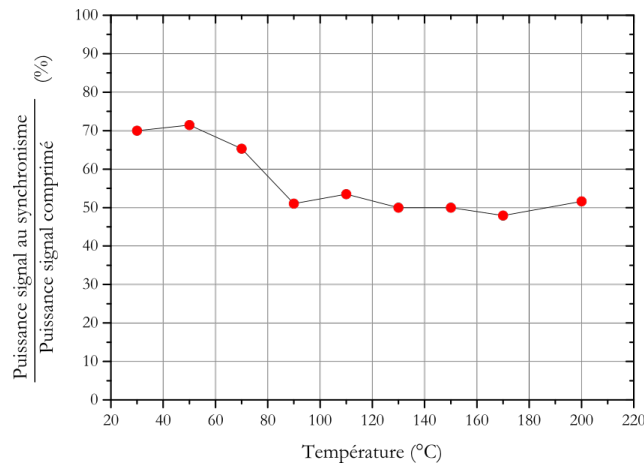


FIGURE 3-45 – Ratio entre la puissance moyenne des impulsions signal obtenue au synchronisme et la puissance moyenne des impulsions signal comprimé en fonction de la température du cristal de PPLN avec le réseau de pas $\Lambda = 30,49 \mu\text{m}$.

Vers des impulsions encore (toujours ?) plus courtes

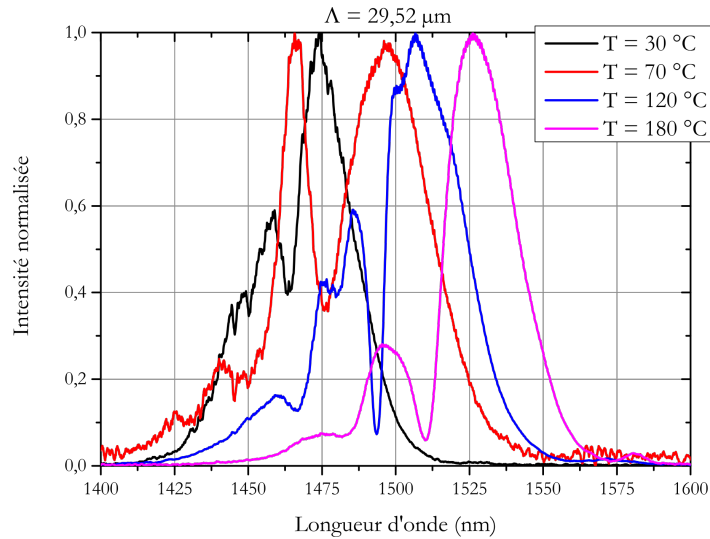


FIGURE 3-46 – Évolution du spectre des impulsions signal en fonction de la température du PPLN obtenue avec le réseau de pas $\Lambda = 29,52 \mu\text{m}$.

Lorsque l'on cherche à diminuer encore la durée d'impulsion, le spectre évolue considérablement. Des ailes apparaissent de part et d'autre du pic central formant un spectre complexe (Fig. 3-46).

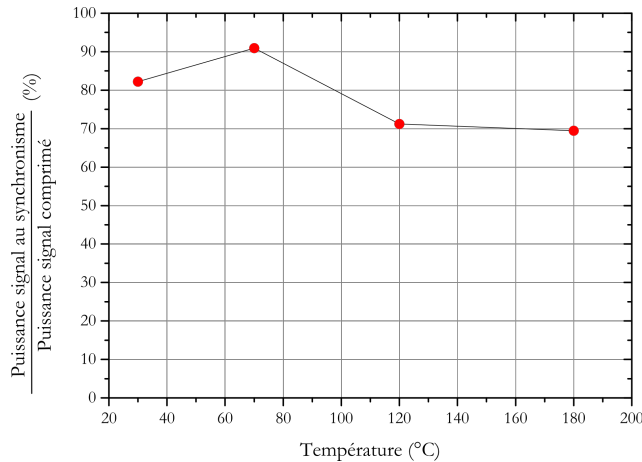


FIGURE 3-47 – Ratio entre la puissance moyenne des impulsions signal obtenue au synchronisme et la puissance moyenne des impulsions signal comprimé en fonction de la température du cristal de PPLN avec le réseau de pas $\Lambda = 29,52 \mu\text{m}$.

La puissance moyenne des impulsions signal ainsi obtenu est très proche de la puissance obtenue au synchronisme avec un écart moyen de seulement 20 % (Fig. 3-47).

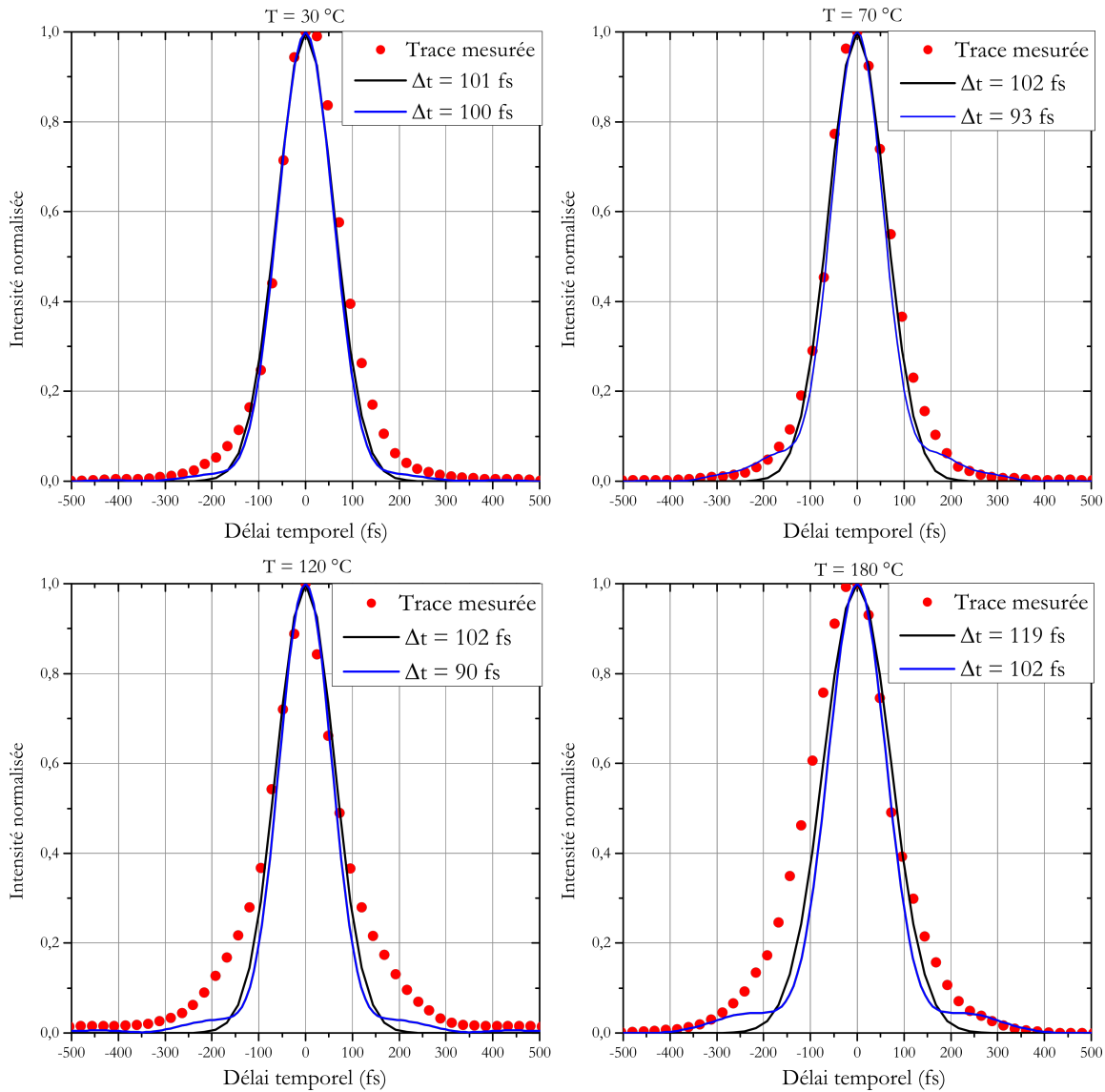


FIGURE 3-48 – Évolution de la trace d'autocorrélation des impulsions signal auto-compressées en fonction de la température du PPLN obtenue avec le réseau de pas $\Lambda = 29,52 \mu\text{m}$.

Toutefois les traces associées à ces spectres conservent une allure gaussienne sans présence de modulations (Fig 3-48). La durée moyenne des impulsions obtenues est alors plus courte : $102 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$ avec un écart à la limite par FFT inférieur à 10 %. Le bénéfice sur la puissance crête des impulsions signal est alors très conséquent puisque celle-ci gagne un facteur trois, passant de 30 kW à 90 kW.

3.6 Conclusion

Nous avons mis au point un OPO capable de convertir les impulsions pompes délivrées par notre oscillateur ANDi émises à 1035 nm vers l'infrarouge, sur une gamme spectrale de 400 nm allant de 1,4 à 1,8 μm . Nous avons montré que dans certaines conditions, cette conversion paramétrique conserve les propriétés intrinsèques des impulsions pompe comme la durée d'impulsion, la cadence ou encore le profil spatial. Le taux de conversion de 30 % permet d'obtenir des impulsions signal de forte puissance moyenne et ce sur toute la plage spectrale en fonction de l'accord en température.

Nous avons également mis en évidence le régime d'autocompression. C'est un excellent moyen pour générer des impulsions limitée ou quasi limitée par transformée de Fourier à partir d'impulsions pompe présentant du chirp. Nous générons ainsi des impulsions signal ayant une durée de 220 fs à partir d'impulsions pompe ayant une durée de 1 ps et des impulsions signal de 75 fs à partir d'impulsions pompe de 380 fs. Cette autocompression se fait néanmoins au détriment de la puissance moyenne des impulsions signal. Ceci se traduit par une diminution de 20 à 40 % de la puissance moyenne. Toutefois si l'on s'intéresse à la puissance crête, l'autocompression peut faire gagner un facteur trois à la puissance crête des impulsions. Le dernier inconvénient de l'autocompression est sa très forte sensibilité au désynchronisme de la cavité. En régime femtoseconde notamment, le réglage de position idéal est au dixième de micromètre près, ce qui est dans notre cas l'incrément de notre platine piézoélectrique. Un asservissement de la longueur de cavité basé sur un signal d'erreur de la puissance crête du signal s'avère donc nécessaire si l'on souhaite les impulsions délivrées par notre OPO dans ce régime.

Conclusion générale

Durant ce travail de thèse, j'ai étudié et développé deux sources lasers répondant à des cahiers des charges totalement différents. Le premier système développé est un allumeur laser. Cette source nanoseconde offre une solution prometteuse à une problématique de plus en plus urgente pour le domaine aéronautique. En effet la technologie actuelle de bougie à arc est à bout de souffle et n'arrivera bientôt plus à satisfaire ni les exigences des motoristes ni les contraintes environnementales imposées par l'union européenne. Dans le deuxième chapitre de ce manuscrit, j'ai détaillé les différentes étapes de l'étude et du développement d'un système amplificateur à deux étages permettant d'amener des impulsions nanosecondes de $100 \mu\text{J}$ à 20 mJ à une cadence de 100 Hz . Les premiers instants d'un allumage laser étant essentiels, chaque étage a été modélisé pour caractériser leur régime transitoire. Les résultats obtenus avec cet allumeur sont un grand pas en avant dans la recherche d'une alternative à la bougie à arc pour l'allumage de moteur aéronautique. Une suite naturelle à ce projet serait de compacter ce système et d'augmenter l'énergie des impulsions qu'il peut délivrer. La suite de ce chapitre rapporte les campagnes d'essais d'allumage sur le banc MERCATO de l'ONERA. Le système précédemment décrit est capable d'allumer à température et pression ambiante la chambre d'essai trisecteur de l'ONERA avec le même débit d'air et de carburant qu'une bougie à arc classique et ce avec des impulsions ayant seulement une énergie de 8 mJ . De plus cette bougie laser permet de réaliser le premier allumage de la chambre d'essai trisecteur à $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ et $0,67 \text{ bar}$ avec des impulsions de 20 mJ . Ce couple de température et de pression est caractéristique des conditions thermodynamiques d'un allumage à haute altitude et représente un intérêt majeur pour les motoristes d'hélicoptères. Ces résultats encourageants vont

être poursuivi dans un nouveau projet dont le but sera d'augmenter l'énergie fournie par la bougie laser afin d'obtenir des allumages à plus basse pression, et permettre d'élargir le domaine d'allumage du moteur tout en assurant une probabilité d'allumage à des débits d'air plus élevés. En parallèle à l'amélioration des performances de cette bougie, une étude de l'optimisation de la position relative de l'étincelle en chambre par rapport au brouillard de gouttes de kérosène en fonction de la pression et de la température permettra aussi d'améliorer la probabilité d'allumage.

Dans le dernier chapitre de cette thèse, j'ai détaillé l'étude et la mise au point d'un OPO conçu pour convertir des impulsions pompe centrées à 1035 nm délivrées par un oscillateur ANDi précédemment développé sur une gamme spectrale de 1,4 à 1,8 μm . Cet OPO possède un taux de conversion pompe-signal de 30 %. Ceci lui permet de délivrer des impulsions signal de forte puissance moyenne (1,2 W) sur l'ensemble de sa plage spectrale. Enfin nous avons mis en évidence que cet OPO peut s'accommoder du chirp des impulsions pompe pour générer des impulsions courtes limitées par transformée de Fourier. En ajustant la longueur de la cavité de l'OPO, nous pouvons modifier le synchronisme des impulsions pompe et signal et ainsi générer des impulsions signal d'une durée de 220 fs à partir d'impulsions pompe d'une durée de 1 ps, et des impulsions signal de 75 fs à partir d'impulsions pompe de 380 fs. Bien que cette autocompression se fasse au détriment de la puissance moyennée de l'ordre de 20 à 40 %, le gain en puissance crête est de l'ordre d'un facteur trois. Cet OPO étant conçu pour servir dans un futur proche à enrichir le panel d'outils de spectroscopie résolue en temps du laboratoire, ce gain en puissance crête est un bénéfice majeur. Cependant cette autocompression est très sensible au désynchronisme de la cavité. En régime femtoseconde notamment, le réglage de position idéal est au dixième de micromètre près, ce qui est dans notre cas l'incrément de notre platine piézoélectrique. Un asservissement de la longueur de cavité basé sur un signal d'erreur de la puissance crête du signal pourra permettre de stabiliser l'OPO dans ce régime.

Annexe A

Alignement de l'OPO

Cet alignement se fait en plusieurs étapes que nous décrirons dans la suite de ce paragraphe. Comme sur tout système optique complexe, ce réglage comporte d'abord un pré-alignement « grossier » permettant d'obtenir une oscillation de la cavité de l'OPO, puis d'un réglage fin pour optimiser les performances de celui-ci.

A.1 Pré-alignement de la cavité

Focalisation de la pompe

On rappelle que pour ne pas dépasser le seuil d'endommagement du cristal, nous focalisons le faisceau pompe dans le cristal avec un waist de $64 \mu\text{m}$ à l'aide d'une lentille de 200 mm. Le réglage de la coïncidence du centre du cristal et du plan focal du faisceau pompe se règle ici grossièrement. Le cristal à une longueur de 3 mm et le paramètre confocal de la pompe fait 2,5 cm il est donc assez facile de régler cette position à ± 1 mm sans que cela ait une influence majeure sur les performances de la génération paramétrique. Sachant que tous les miroirs de la cavité sont conçus pour transmettre plus de 99 % de la pompe ($R < 1,5$ % à 1035 nm) il paraît a priori difficile de réaliser un quelconque réglage intra-cavité basé seulement sur un résidu de pompe ou même sur le signal issu de la seule génération paramétrique. Heureusement, la non-linéarité de ce cristal permet la génération de second harmonique de la pompe

Pour limiter l'astigmatisme lors de la propagation du faisceau dans la cavité, il faut s'assurer que le faisceau passe bien par le centre du miroir concave CM_1 . Ce miroir assure la propagation collimaté du faisceau signal dans le bras 1. Son réglage permet la coïncidence du foyer de ce miroir avec le point focal de la pompe dans le cristal. Pour effectuer ce réglage, CM_1 est monté sur une platine micrométrique. Pour vérifier cette coïncidence, nous propageons le faisceau de SHG sur la distance aller-retour parcourue par le signal dans le bras 1 puis nous projetons le faisceau sur un écran. Nous ajustons la netteté de l'image grâce à la platine micrométrique du miroir CM_1 . Ce réglage nous permet également de vérifier l'astigmatisme du faisceau si l'on observe ce profil spatial à l'aide d'une caméra.

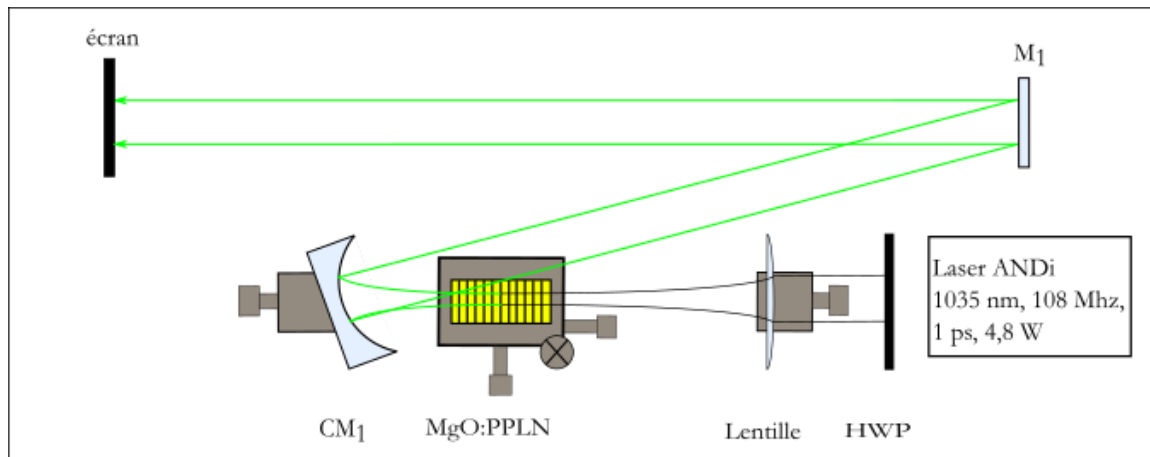


FIGURE A-2 – schéma explicatif de l'alignement d'un bras de la cavité

Fermeture du bras

Nous avons désormais un faisceau collimaté en propagation libre il s'agit désormais de renvoyer le faisceau sur lui-même. Pour cela nous plaçons un diaphragme sur le chemin optique du faisceau de SHG, nous plaçons le coupleur de sortie à la distance désirée, puis nous réglons le coupleur de telle sorte que le faisceau de retour passe par le diaphragme.

A la fin de cette étape nous avons donc un faisceau collimaté se propageant en aller-retour le long du bras 1 qui est ensuite focalisée par le miroir sphérique dans le cristal

au même point focal que la pompe. Il suffit de reprendre ces étapes sur le bras 2 pour achever le pré-alignement.

A.2 Optimisation de l'oscillation

Réglage de la synchronisation

Avant d'optimiser le gain de l'oscillateur, il faut déjà avoir un système oscillant. Cette oscillation démarre lorsque la propagation du train d'impulsion signal est synchrone au train d'impulsions pompe à l'entrée du cristal. Pour régler ce synchronisme, nous avons monté le miroir de fond de cavité M_3 sur une platine micrométrique piézoélectrique. Il faut donc déplacer cette platine jusqu'à la position adéquate au synchronisme. Plusieurs ordres de grandeurs sont à avoir en tête lors de ce réglage. Sachant que la longueur de cavité optimale est de 2,78 m, il paraît raisonnable (optimiste?) d'estimer l'incertitude sur la position du miroir M_3 à ± 1 cm du synchronisme. De plus en régime picoseconde et lorsque le système est parfaitement optimisé, la plage d'accordage de la longueur de la cavité est de $250\mu\text{m}$. Il est réduit à ($??$) μm en régime femtoseconde. Il est donc évident que cet intervalle de tolérance sur la longueur de cavité est fortement réduit lors de la recherche du synchronisme.

Nous avons utilisé deux méthodes pour trouver le synchronisme suivant la qualité du pré-alignement. La première méthode consiste à scanner les positions et à observer à l'œil nu l'apparition de la SHG du signal. Il faut donc se placer sur un réseau sur lequel le quasi accord de phase donne un signal dont le second harmonique soit dans le visible. Dans notre cas, nous nous plaçons sur le réseau de $29,98\mu\text{m}$ qui donne un signal autour de 1500 nm et donc un second harmonique autour de 750 nm (rouge). Ce réglage est le plus simple mais n'est possible qu'à la condition d'un (très) bon pré-alignement.

La deuxième méthode consiste à remplacer l'œil par une photodiode ultra-rapide possédant un temps de montée de 70 ps très court par rapport à la cadence du train d'impulsion. Nous plaçons cette photodiode directement en sortie de l'OPO, derrière

une galette de silicium dont le band gap situé à 1,14 eV ne transmet que les photons de longueur d'ondes supérieures à 1088 nm. Ainsi la photodiode ne peut détecter que le signal. Cette méthode permet de détecter le seuil de fonctionnement de l'OPO lorsque celui est mal pré-aligné.

Optimisation du gain

L'optimisation de l'alignement de l'OPO se surveille grâce à un puissance-mètre positionné en sortie de l'OPO. Concrètement, plus la puissance extraite est importante, plus l'alignement tend vers l'optimal.

La première optimisation majeure à opérer à chaque manipulation de l'OPO est le recouvrement des faisceaux allés et retour sur chaque bras de la cavité. La seconde optimisation majeure est l'ajustement de la longueur de cavité. Ces deux réglages sont à faire après chaque optimisation.

La première étape de l'optimisation est l'ajustement de la coïncidence du point focal de la pompe et celui du signal au centre du cristal. Pour cela on règle finement la position de la lentille de focalisation de la pompe suivant la direction de propagation du faisceau pompe pour faire coïncider les plans focaux de la cavité (fixés par les plans focaux des miroirs concaves) avec celui de la lentille de focalisation de la pompe. Ensuite la coïncidence des points focaux se règle en translatant la lentille dans le plan normal à la propagation. Cette étape permet de faire coïncider les points focaux mais pas nécessairement au centre du cristal. Pour s'assurer de leurs positions dans le cristal il suffit de translater le cristal suivant la direction de propagation afin d'obtenir le maximum de conversion de la pompe en signal. A la fin de cette étape (et après avoir vérifié les optimisations décrites plus haut), la cavité oscille déjà avec un bon rendement, mais généralement le profil spatial du faisceau est multimode en sortie de l'oscillateur. Il faut donc régler la stabilité de la cavité. Pour cela il faut jouer sur la distance entre les deux miroirs concaves. En ajustant la position du miroir CM_1 et en contrôlant la qualité du mode spatiale du faisceau signal en sortie, on peut ainsi rendre le faisceau monomode. Ce réglage est le plus laborieux. En effet ce réglage consiste plutôt à régler la position de CM_1 par petite translation, généralement par

dichotomie par pas de plus en plus petit (5 mm au départ et 100 μm au plus fin) autour de la position idéal et répéter à chaque translation tous les réglages cités ci-dessus pour pouvoir comparer les impacts de ces translation sur la qualité du mode spatial.

Bibliographie

- [1] Guillaume Tison. *Étude, réalisation et applications d'une chaîne amplificatrice laser compacte pour l'allumage de turbomoteurs*. PhD thesis, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2013.
- [2] Pierre Deslandes. *Développement d'oscillateurs lasers à fibre de forte puissance moyenne et à durée d'impulsion ajustable*. PhD thesis, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2013.
- [3] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, January 1986.
- [4] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. Academic Press, Inc., Orlando, FL, USA, 3rd edition, 2008.
- [5] FREDERIC ESTABLE. *Amplification regenerative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (yag dope neodyme, alexandrite, saphir dope titane)*. PhD thesis, 1992. Thèse de doctorat dirigée par Brun, Alain Physique Paris 11 1992.
- [6] R. G. Meyerand Jr and A. F. Haught. Gas breakdown at optical frequencies. *Physical Review Letters*, 11(9) :401, 1963.
- [7] Mohamed H. Morsy. Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applications. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16(7) :4849–4875, September 2012.
- [8] J Dale. Application of high energy ignition systems to engines. *Progress in Energy and Combustion Science*, 23(5-6) :379–398, 1997.
- [9] Paul D. Ronney. Laser versus conventional ignition of flames. *Optical Engineering*, 33(2) :510–521, 1994.

- [10] Tran X. Phuoc. Laser-induced spark ignition fundamental and applications. *Optics and Lasers in Engineering*, 44(5) :351–397, 2006.
- [11] Howard S. Homan and Sirignano William. Minimum mass of burning aluminum particles for ignition of methane/air and propane/air mixtures. *Symposium (International) on Combustion*, 18 :1709–1717, December 1981.
- [12] G. Von Elbe and B. Lewis. Free-Radical Reactions in Glow and Explosion of Carbon Monoxide-Oxygen Mixtures. *Combust. Flame; (United States)*, 63 :1-2, February 1986.
- [13] Richard G. Kingdon and Felix J. Weinberg. The effect of plasma constitution on laser ignition energies. *Symposium (International) on Combustion*, 16(1) :747–756, January 1977.
- [14] Michael A. Tanoff, Mitchell D. Smooke, Richard E. Teets, and Jeffrey A. Sell. Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures. *Combustion and Flame*, 103 :253–280, December 1995.
- [15] R. G. W. Norrish. The study of combustion by photochemical methods. *Symposium (International) on Combustion*, 10(1) :1–18, January 1965.
- [16] Donald Lucas, Derek Dunn-Rankin, Kenneth Hom, and Nancy J. Brown. Ignition by excimer laser photolysis of ozone. *Combustion and Flame*, 69(2) :171–184, August 1987.
- [17] Moshe Lavid and John G. Stevens. Photochemical ignition of premixed hydrogen-oxidizer mixtures with excimer lasers. *Combustion and Flame*, 60(2) :195–202, May 1985.
- [18] MOSHE LAVID, YEHUDA NACHSHON, SURESH K. GULATI, and JOHN G. STEVENS. Photochemical Ignition of Premixed Hydrogen/Oxygen Mixtures With ArF Laser. *Combustion Science and Technology*, 96(4-6) :231–245, January 1994.

- [19] Mau-Song Chou and Tmitri J. Zukowski. Ignition of H₂/O₂/NH₃, H₂/air/NH₃ and CH₄/O₂/NH₃ mixtures by excimer-laser photolysis of NH₃. *Combustion and Flame - COMBUST FLAME*, 87 :191–202, November 1991.
- [20] Brad E. Forch and Andrzej W. Miziolek. Oxygen-atom two-photon resonance effects in multiphoton photochemical ignition of premixed H₂/O₂ flows. *Optics Letters*, 11(3) :129–131, March 1986.
- [21] Brad E. Forch and Andrzej W. Miziolek. Laser-based ignition of H₂O₂ and D₂O₂ premixed gases through resonant multiphoton excitation of H and D atoms near 243 nm. *Combustion and Flame*, 85(1) :254–262, May 1991.
- [22] Brad E. Forch. Resonant laser ignition of reactive gases. volume 2122, pages 118–129. International Society for Optics and Photonics, March 1994.
- [23] L J. Radziemski and D A. Cremers. Laser-Induced Plasmas and Applications. January 1989.
- [24] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, I. M. Suardjaja, and R. Woolley. Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers. *Combustion and Flame*, 138(1) :55–77, July 2004.
- [25] S. Soubacq, P. Pignolet, E. Schall, and J. Batina. Investigation of a gas breakdown process in a laser-plasma experiment. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(19) :2686, 2004.
- [26] N. Kawahara, J. L. Beduneau, T. Nakayama, E. Tomita, and Y. Ikeda. Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air. *Applied Physics B*, 86(4) :605–614, March 2007.
- [27] E. Schwarz, S. Gross, B. Fischer, I. Muri, J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner. Laser-induced optical breakdown applied for laser spark ignition. *Laser and Particle Beams*, 28(01) :109, March 2010.
- [28] C. G. Morgan. Laser-induced breakdown of gases. *Reports on Progress in Physics*, 38(5) :621, 1975.

- [29] Robert George. *Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application à la propulsion aéronautique et/ou spatiale*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017.
- [30] Moon Soo Bak, Seong-kyun Im, and Mark A. Cappelli. Successive laser-induced breakdowns in atmospheric pressure air and premixed ethane–air mixtures. *Combustion and Flame*, 161(7) :1744–1751, July 2014.
- [31] Mark Bärwinkel, Sebastian Lorenz, Robert Stäglich, and Dieter Brüggemann. Influence of focal point properties on energy transfer and plasma evolution during laser ignition process with a passively q-switched laser. *Optics Express*, 24(14) :15189, July 2016.
- [32] Sebastian Lorenz, Mark Bärwinkel, Robert Stäglich, Wolfgang Mühlbauer, and Dieter Brüggemann. Pulse train ignition with passively Q-switched laser spark plugs. *International Journal of Engine Research*, 17(1) :139–150, January 2016.
- [33] Jun Dong, A. Rapaport, M. Bass, F. Szipocs, and Ken-ichi Ueda. Temperature-dependent stimulated emission cross section and concentration quenching in highly doped Nd³⁺ :YAG crystals. *physica status solidi (a)*, 202(13) :2565–2573, October 2005.
- [34] Alexandra Rapaport, Shengzhi Zhao, Guohua Xiao, Andrew Howard, and Michael Bass. Temperature dependence of the 1.06 μm stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG. *Applied Optics*, 41(33) :7052, November 2002.
- [35] Yoichi Sato and Takunori Taira. Temperature dependencies of stimulated emission cross section for Nd-doped solid-state laser materials. *Optical Materials Express*, 2(8) :1076, August 2012.
- [36] N. Pavel, M. Tsunekane, and T. Taira. Enhancing performances of a passively Q-switched Nd :YAGCr(4+) :YAG microlaser with a volume Bragg grating output coupler. *Optics Letters*, 35(10) :1617–1619, May 2010.
- [37] L. Cini and J. I. Mackenzie. Analytical thermal model for end-pumped solid-state lasers. *Applied Physics B*, 123(12), December 2017.

- [38] W. Koechner. Thermal Lensing in a Nd :YAG Laser Rod. *Applied Optics*, 9(11) :2548–2553, November 1970.
- [39] Thomas A. Planchon, Wafa Amir, Colby Childress, Jeff A. Squier, and Charles G. Durfee. Measurement of pump-induced transient lensing in a cryogenically-cooled high average power Ti :sapphire amplifier. *Optics Express*, 16(23) :18557–18564, November 2008.
- [40] Guillaume Linassier. *Étude expérimentale et numérique de l’allumage des turboréacteurs en conditions de haute altitude*. PhD thesis, 2012.
- [41] Nicolas Garcia Rosa (García Rosa). *Phénomènes d’allumage d’un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude*. PhD thesis, 2008. Thèse de doctorat dirigée par Lavergne, Gérard Énergétique et transferts Toulouse, ISAE 2008.
- [42] Suresh K. Aggarwal. A review of spray ignition phenomena : present status and future research. *Progress in Energy and Combustion Science*, 24(6) :565–600, 1998.
- [43] D. R. Ballal and A. H. Lefebvre. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel droplets, fuel vapor and air. *Symposium (International) on Combustion*, 18(1) :321–328, January 1981.
- [44] T. P. Lamour, L. Kornaszewski, J. H. Sun, and D. T. Reid. Yb : fiber-laser-pumped high-energy picosecond optical parametric oscillator. *Optics express*, 17(16) :14229–14234, 2009.
- [45] O. Kokabee, A. Esteban-Martin, and M. Ebrahim-Zadeh. Efficient, high-power, ytterbium-fiber-laser-pumped picosecond optical parametric oscillator. *Optics letters*, 35(19) :3210–3212, 2010.
- [46] S. Chaitanya Kumar, Junxiong Wei, J. Debray, Vincent Kemlin, B. Boulanger, Hideki Ishizuki, T. Taira, and M. Ebrahim-Zadeh. High-power, widely tunable, room-temperature picosecond optical parametric oscillator based on cylindrical 5%MgO :PPLN. *Optics Letters*, 40(16) :3897, August 2015.
- [47] E. C. Cheung and J. M. Liu. Theory of a synchronously pumped optical parametric oscillator in steady-state operation. *JOSA B*, 7(8) :1385–1401, 1990.

- [48] C. Fallnich, B. Ruffing, Th Herrmann, A. Nebel, R. Beigang, and R. Wallenstein. Experimental investigation and numerical simulation of the influence of resonator-length detuning on the output power, pulse duration and spectral width of a cw mode-locked picosecond optical parametric oscillator. *Applied Physics B*, 60(5) :427–436, 1995.
- [49] John DV Khaydarov, James H. Andrews, and Kenneth D. Singer. Pulse-compression mechanism in a synchronously pumped optical parametric oscillator. *JOSA B*, 12(11) :2199–2208, 1995.
- [50] Aleksandr Ryasnyanskiy, Nicolas Dubreuil, Philippe Delaye, Robert Frey, and Gérard Roosen. Fourier transformed picosecond synchronously pumped Optical Parametric Oscillator without spectral filtering element. *Journal of the European Optical Society : Rapid publications*, 3 :08037, November 2008.
- [51] Jean-Baptiste DHERBECOURT, Antoine GODARD, Jean-Michel MELKONIAN, and Myriam RAYBAUT. Sources paramétriques optiques fondements, mise en œuvre et applications. *Techniques de l'ingénieur Sources laser*, base documentaire : TIB452DUO.(ref. article : e6445), 2015. fre.
- [52] S. Brosnan and R. Byer. Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 15(6) :415–431, 1979.
- [53] D. C. Edelstein, E. S. Wachman, and C. L. Tang. Broadly tunable high repetition rate femtosecond optical parametric oscillator. *Applied Physics Letters*, 54(18) :1728–1730, May 1989.
- [54] L. Lefort, K. Puech, S. D. Butterworth, Y. P. Svirko, and D. C. Hanna. Generation of femtosecond pulses from order-of-magnitude pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Optics letters*, 24(1) :28–30, 1999.
- [55] József Seres and János Hebling. Nonstationary theory of synchronously pumped femtosecond optical parametric oscillators. *JOSA B*, 17(5) :741–750, May 2000.

- [56] R. Steven Kurti and Kenneth D. Singer. Pulse compression in a silver gallium sulfide, midinfrared, synchronously pumped optical parametric oscillator. *JOSA B*, 22(10) :2157–2163, 2005.
- [57] J. Khurgin, J.-M. Melkonian, A. Godard, M. Lefebvre, and E. Rosencher. Passive mode locking of optical parametric oscillators : an efficient technique for generating sub-picosecond pulses. *Optics Express*, 16(7) :4804–4818, March 2008.
- [58] Cédric Laporte, Jean-Baptiste Dherbecourt, Jean-Michel Melkonian, Myriam Raybaut, Cyril Drag, and Antoine Godard. Analysis of cavity-length detuning in diffraction-grating narrowed picosecond optical parametric oscillators. *Journal of the Optical Society of America B*, 31(5) :1026, May 2014.
- [59] Luca Tartara. Simple and versatile dual-signal wave optical parametric oscillator. *Optics letters*, 32(9) :1105–1107, 2007.
- [60] M. Ebrahimzadeh, S. French, and A. Miller. Design and performance of a singly resonant picosecond LiB 3 O 5 optical parametric oscillator synchronously pumped by a self-mode-locked Ti : sapphire laser. *JOSA B*, 12(11) :2180–2191, 1995.

Résumé

Cette thèse en deux parties porte sur le développement de sources lasers nano et picosecondes et leurs applications. La première partie présente l'étude, et la réalisation d'une chaîne amplificatrice laser nanoseconde pour l'allumage de turbomoteurs. Après avoir présenté les performances et l'évolution de cette chaîne seront présentés les résultats des campagnes d'essais réalisés sur une chambre de combustion sur un banc d'essai à l'ONERA dans des conditions de basses températures et de basses pressions. La deuxième partie de cette thèse traite du développement d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) nécessaire pour accorder en longueur d'onde dans l'infrarouge un laser impulsionnel picoseconde ou femtoseconde à haute cadence et forte puissance moyenne. Après avoir présenté la cavité de l'OPO ainsi que ses performances, nous détaillerons la capacité de cet OPO à générer des impulsions femtoseconde comprimées à partir d'impulsions pompe présentant un étirement temporel.

Mots-clés : *Amplificateur fibré, Nanoseconde, Allumage laser, Laser ANDi, Picoseconde, Femtoseconde, OPO, PPLN, Autocompression d'impulsion.*

Abstract

This two-part thesis focuses on the development of nano and picosecond laser sources and their applications. The first part presents the study, and the realization of a nanosecond laser amplifier chain for the ignition of turboshaft engines. After the report of the performances and the evolution of this amplifier chain will be presented the results of the tests carried out on a combustion chamber on a test bench at ONERA under low temperatures and low pressures conditions. The second part of this thesis deals with the development of an optical parametric oscillator (OPO) in order to tune in the infrared the wavelength of a pulsed picosecond or femtosecond laser at high cadency and high average power. After presenting the OPO cavity and its performance, we will detail the ability of this OPO to generate compressed femtosecond pulses from pump chirped pulses.

Keywords : *Fibered amplifier, Nanosecond, Laser ignition, ANDi laser, Picosecond, Femtosecond, OPO, PPLN, Self-compressed pulses.*