

N° d'ordre : 4779

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE
L'INGÉNIEUR

par **Guillaume TISON**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : **Lasers, Matière, Nanosciences**

**Étude, réalisation et applications d'une chaîne amplificatrice laser
compacte pour l'allumage de turbomoteurs**

Soutenue le 22 avril 2013

Après avis de :

J. OBERLÉ Professeur, Université de Bordeaux I **Président du jury**
E. HUGONNOT Ingénieur de recherche, CEA-CESTA **Rapporteur**
Y. JAOUËN Professeur des université, Télécom-ParisTech **Rapporteur**

Devant la commission d'examen composée de :

E. FREYSZ Directeur de recherche, Université Bordeaux I **Directeur**
P. CHABASSIER Directeur Technique, NEXEYA SYSTEMS **Co-directeur**
C. BÉRAT Chef du service combustion, TURBOMÉCA **Invité**

- 2013 -

Remerciements

Avant toute chose, je tiens à remercier le conseil régional d'Aquitaine sans le financement duquel cette aventure n'aurait jamais vu le jour, ainsi que le pôle Aérospace Valley qui su réunir les acteurs nécessaires au projet.

Gros remerciements aux personnel de l'entreprise Turboméca qui ont fait confiance au projet, et ce à toutes les échelles. De Pierre Escourrou au pilotage du projet jusqu'au techniciens des bancs 5 et 45 qui n'ont pas hésiter à mettre les mains dans le cambouis pour favoriser nos essais, ce fut un véritable plaisir que de travailler dans des conditions semblables. Merci à Claude Bérat (chef du service combustion) en particulier pour les efforts déployés pour nous programmer des séances d'essai.

À tout le service combustion : Hubert Verdier pour ses conseils de motoriste, à Jean-Louis Champion, Jean-Luc Dabat, Patrick Duchaine, et beaucoup d'autres qui au détour de conversations m'ont permis de mieux cerner les concepts à l'œuvre dans le fonctionnement d'une chambre de combustion.

Tous les moments passés au banc MERCATO à éponger, attendre, s'interroger, s'enflammer, hésiter, régler, re-régler et re-re-régler les prototypes ont une saveur particulière maintenant qu'ils sont passés. Merci à Renaud Lecourt (ingénieur recherche, ONERA) pour son aide et son soutien.

Hommage à Bénédicte Cuenot et Alexandre Eyssartier du CERFACS. Leurs connaissances des écoulements au sein des chambres de combustion et leur expertise sur la dynamique des allumages a été particulièrement importante pour définir des séquences d'allumages particulièrement pertinentes.

Également un grand merci à la plateforme fibre d'ALPhANOV chez qui j'ai passé une belle partie de mon temps à m'arracher les fibres et à souder des cheveux. Merci à Sébastien Ermenoux et Pascal Dupriez pour leur accueil chaleureux, merci à Christophe pour sa MagicTouch et surtout à Ramatou

pour sa patience infinie.

Je tiens à remercier tout particulièrement la DreamTeam de NOVALASE chez qui j'ai eu la chance de faire mes premières armes. Merci à Patrick Chabassier pour sa confiance, merci à Laurent Bergès pour ses conseils en gestion de projet, merci à Éric Dupouy pour ses conceptions, merci à Benjamin Tournay pour tout ce qu'il m'a appris. Si j'éprouve des regrets par rapport à ma thèse, c'est d'avoir vu les membres de cette DreamTeam se séparer. Je n'oublie pas Edwige, Geneviève, Stéphanie et Nicolas avec lesquelles cela a toujours été une joie de travailler. Bonne chance à tous !

Ensuite, je tiens à remercier le personnel de NEXEYA SYSTEMS, que ce soit les Mérignacais ou les Barpais. J'ai eu la chance de travailler avec vous jusqu'à la fin de ma thèse CIFRE. Je vous souhaite la plus grande réussite à tous.

Tout cela n'aurait pas été possible sans un laboratoire d'exception. Merci au LOMA d'un manière générale, que ce soit l'administration, les ressources bibliothécaires, le service élec ou le service méca, vous avez montré à tout les niveaux votre engagement pour les demandes parfois excentriques d'un thésard parmi d'autres.

À Pedro qui m'a fait découvrir du bon son pendant qu'on manipulait, à BenJ pour son talent d'artiste peintre, à Geoffrey (En avant Guingamp!!), à à Boss, à Souad, à Amine (Bon courage), à Jérôme, à Damien, à tous les thésards/post-docs/chercheurs avec qui j'ai bu un verre, joué au foot, cassé mon vélo, emprunté un bouquin ou simplement discuté entre deux portes. Merci à tous. Ce fut une expérience inoubliable.

Il m'est nécessaire de remercier encore une personne, et c'est Éric Freysz. Que dire de mon directeur de thèse préféré ? Travailler avec lui a été un privilège. Toujours prêt à consacrer du temps à ses thésards, toujours à la recherche de ses lunettes, toujours sur la brèche. Mais plus que tout ça, un homme qui cite Audiard avec un timing inégalé.

Merci à ma famille, malgré les kilomètres qui nous séparent vous avez toujours été là lorsque c'était important. Merci à mon père pour me pousser à me dépasser, à ma mère pour son soutien, et à mes deux sœurs qui me donnent en permanence l'envie de remonter dans le grand Nord (venez dans le Sud!).

Enfin, je souhaite remercier ma doudou (sans oublier Schrödinger) pour m'avoir supporté, dans tous les sens du terme, durant cette période exaltante de ma vie. À cette fin, je lui dédie ce petit acrostiche.

Table des matières

Introduction générale	1
1 Allumage laser	7
1.1 Claquage laser	7
1.2 Cas des milieux diphasiques	10
1.3 Contraintes	15
1.4 Cahier des charges d'une cellule d'allumage laser	16
1.5 Architecture de la cellule	19
2 Simulation du comportement d'un amplificateur	27
2.1 Définitions	27
2.2 Présentation des matériaux potentiels	29
2.2.1 Yb :Verre	30
2.2.2 Yb :YAG	31
2.2.3 Nd :YAG	34
2.2.4 Nd :YVO4	36
2.3 Équations d'état	38
2.3.1 Phase de pompage	39
2.3.2 Comparaison des différents matériaux	44
2.3.3 Phase d'amplification	46
2.4 Application au cahier des charges	48
2.4.1 Premier étage	48
2.4.2 Deuxième étage	56
3 Étude et réalisation d'un amplificateur à fibre pour la génération de pulses intenses	61
3.1 Composants fibrés	61
3.2 Fabrication	69
3.3 Principe de fonctionnement	70
3.3.1 Étude de l'impact de la durée de pompage	73
3.3.2 Étude préliminaire du spectre	75

3.3.3	Étude du mode	76
3.3.4	Comparaison 1030 nm // 1064 nm	77
3.3.5	Étude de la polarisation	79
3.4	Application au cahier des charges	80
4	Étude et réalisation du deuxième étage d'amplification	85
4.1	État de l'art des amplificateurs	85
4.2	Dispositif de pompage	89
4.3	Configuration simple-passage	93
4.4	Configuration double-passage	95
4.5	Application au cahier des charges	98
5	Génération de fréquence par mélange à quatre ondes dans une fibre optique	101
5.1	Rappels	101
5.2	Auto-modulation de phase	105
5.3	Mélange à quatre ondes	106
5.4	Résultats expérimentaux	112
5.4.1	Polarisation selon l'axe rapide	112
5.4.2	Polarisation selon l'axe lent	112
5.4.3	Polarisation à 45° des axes	115
5.5	Propagation multimode des ondes générées	117
5.6	Application au cahier des charges	121
6	Conclusion générale	125
6.1	Essais d'allumage	125
6.1.1	Démonstration de faisabilité	126
6.1.2	Détermination de l'EMA	129
6.1.3	Validation de notre prototype	133
6.1.4	Allumage Multipulse	135
6.2	Perspectives pour l'allumage laser	138

Introduction générale

De manière intuitive, on associe l'allumage aux premiers instants du développement d'une flamme. Les premières études sur l'allumage sont malheureusement peu documentées, les scientifiques à l'origine de cette découverte ayant préféré domestiquer le feu avant d'inventer l'écriture [1].

Les réactions de combustion exothermiques sont au cœur d'une myriade d'applications qui ont trouvé leur place dans nos vies quotidiennes : du barbecue au moteur à explosion, en passant par la torche sous-marine ou le propulseur de fusée, autant d'applications différentes nécessitent des solutions d'allumage adaptées.

L'allumage peut se définir comme la transition au cours de laquelle un mélange non-réactif passe à un stade réactif [2]. Cette transition est rendue possible par l'application d'un stimulus externe venant sortir le système de son domaine de stabilité. On qualifiera l'allumage de réussite en cas d'emballement de la réaction, et d'échec si la flamme générée ne survit pas à l'arrêt du stimulus. On définit la cellule d'allumage comme le système délivrant ce stimulus. On peut distinguer 3 grandes familles :

- Les systèmes mécaniques : les systèmes d'allumage les plus primitifs sont basés sur la friction ou le choc mécanique d'un silex contre un minéral ferreux.
- Les systèmes chimiques : la réaction du sodium métallique plongé dans l'eau est un bel exemple d'allumage chimique. Ce métal alcalin s'oxyde très facilement avec un radical OH pour vider sa couche de valence.
- Les systèmes thermiques : l'énergie apportée peut se faire par conduction, comme dans le cas de l'utilisation de résistances chauffantes, ou bien par convection comme dans le cas d'une compression adiabatique dans un moteur diesel où le mélange est comprimé jusqu'à son point

d'auto-inflammation. Enfin, il est possible de transférer l'énergie par rayonnements comme dans le cas du four solaire d'Odeillo [3].

Tous les systèmes d'allumage partagent un point commun : il existe une interface entre la chaîne d'allumage et le lieu de la réaction : qu'il s'agisse de la pierre d'où jaillit l'étincelle, ou de l'électrode d'une bougie, ou encore de la lentille de la loupe, il existe toujours une surface matérielle exposée à la réaction. Dans le cadre d'applications pour lesquelles il n'est pas envisageable de retirer la cellule d'allumage une fois que la réaction est établie, l'interface est soumise à de fortes chaleurs pouvant entraîner un vieillissement accéléré.

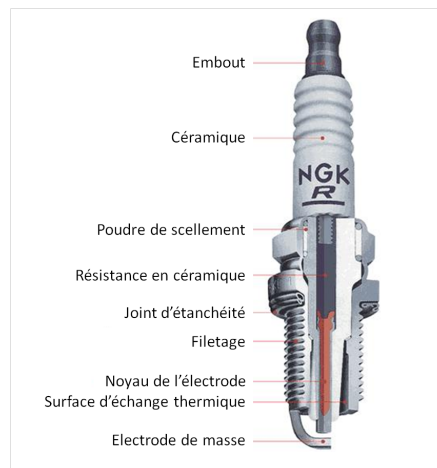


FIGURE 1 – Bougie classique

Dans le cas d'un moteur à allumage commandé, équipé d'une bougie classique représentée sur la figure 1, les électrodes sont présentes à l'intérieur de la chambre de combustion. Elles sont donc soumises lors de l'inflammation à des températures et pressions extrêmement élevées, le tout dans une atmosphère chimiquement très réactive. L'érosion et la corrosion de ces électrodes est un enjeu majeur pour les constructeurs. Dans le cas d'un transfert d'énergie par rayonnement, l'interface se résume à une optique transparente à la longueur d'onde du rayonnement utilisé.

Le laser trouve ici une application idéale. Sa capacité à délivrer des énergies importantes en des temps très courts n'est plus à démontrer. La possibilité de générer une étincelle en focalisant l'énergie en un point a été observée dès 1963 [4]. La possibilité de placer ce point d'allumage à discrétion dans la chambre de combustion permet d'envisager plusieurs points d'allumage,

et d'arrêter le cantonnement en proche paroi. Allumer plus vite, allumer mieux, allumer des mélanges difficiles comme les bio-carburants, autant de raisons de chercher à démontrer le potentiel de cette technologie à l'allumage.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés en particulier à l'allumage de turbines à gaz, notamment celles utilisées dans des applications aéroportées. Nous verrons dans une première partie comment fonctionnent ces systèmes, et quelles solutions d'allumage ont été utilisées jusqu'à présent. L'amélioration des systèmes d'allumage ne peut se passer d'une évolution des connaissances des phénomènes physico-chimiques qui se produisent lors des premiers stades de la combustion. Nous verrons donc également quels phénomènes prédominent lors d'une phase d'allumage, sur quelles échelles de temps et quels facteurs influencent plus particulièrement la réussite d'un allumage. Ces informations nous permettront alors de poser les bases d'une solution d'allumage innovante.

Le développement d'une solution laser adaptée aux contraintes importantes auxquelles sont soumises les systèmes embarqués a nécessité dans un premier temps de dégager des technologies pertinentes. Quels matériaux utiliser ? Quelles longueurs d'onde utiliser ? Ces choix de départ sont extrêmement importants car ils conditionnent le reste du développement. Une étude des caractéristiques spectroscopiques de plusieurs types de cristaux, décrite dans le deuxième chapitre, vient répondre de manière précise à ces questions. Des simulations basées sur la physique des lasers et notamment la théorie de l'amplification proposée par Frantz et Nodvik [5] ont également été effectuées afin de répondre à d'autres questions importantes : Comment vont évoluer les formes temporelles et spectrales des impulsions ? Comment garantir les performances sur une plage de température importante ? L'ensemble des choix techniques et technologiques est passé au crible de la simulation afin de vérifier la pertinence d'iceux.

Le troisième chapitre s'intéresse aux fibres optiques. La possibilité de transférer l'énergie vers la chambre de combustion au moyen d'une fibre souple, à l'instar des câbles qui relient une bougie classique à une batterie, a un aspect pratique indéniable. Mais l'allumage requiert des densités de puissance importantes et des énergies élevées, propres à faire apparaître des phénomènes non-linéaires. Nous ferons l'état de l'art des technologies fibrées actuelles et montrerons les limites de ces technologies.

L'optique fibrée requiert énormément de savoir-faire ainsi que du matériel spécifique. Le développement d'un amplificateur à fibre a été rendu possible

avec la mise à disposition de ces moyens par ALPhANOV. Nous présenterons par la suite les caractéristiques d'un prototype correspondant à la première brique technologique d'une chaîne d'allumage laser.

La deuxième brique technologique utilise une technologie différente à base de fibres monocristallines. Nous décrirons dans le quatrième chapitre l'état de l'art de cette technologie et montrerons que les énergies extraites sont compatibles avec celles requises pour un allumage. Plusieurs prototypes ont été réalisés, utilisant différentes géométries, et leurs caractérisations seront décrites par la suite. Les résultats obtenus seront ensuite comparés aux résultats de la simulation.

La caractérisation des prototypes réalisés a révélé des comportements non linéaires limitant leurs performances. Les seuils d'apparition des phénomènes du troisième ordre dépendent entre autre du carré de l'intensité lumineuse. Ils est donc relativement aisé de les observer dans les fibres optiques. La connaissance des mécanismes à l'origine de leur apparition est essentielle pour contrôler ces phénomènes non-linéaires, les atténuer voir les supprimer. Le chapitre cinq reprend les bases de l'optique non linéaire et s'intéresse en particulier aux milieux fibrés.

L'ensemble de ces travaux a été réalisé dans le but de concevoir une cellule d'allumage laser complète, et de la tester in-situ sur une turbine. La maîtrise de l'allumage laser est un avantage stratégique pour les constructeurs de turbines. L'obtention d'une étincelle en laboratoire et l'allumage d'une turbine réelle sont deux choses bien différentes. Grâce à la société Turboméca qui a mis à notre disposition un banc d'essai à 3 reprises, nous avons pu réaliser des essais d'allumage laser en conditions réelles. L'ONERA a également mis à disposition un banc d'essai disposant d'un secteur de chambre représentatif des conditions trouvées au sein d'une turbine. L'ensemble de ces séances d'essai est décrit dans le chapitre six.

En conclusion, nous résumerons l'ensemble des enseignements tirés lors des séances d'essais. Les paramètres essentiels de l'allumage laser que nous avons identifiés et les choix que nous avons faits nous permettent d'envisager positivement la poursuite de nos travaux dans une perspective industrielle.

Bibliographie

- [1] F. Berna, P. Goldberg, L.K. Horwitz, J. Brink, S. Holt, M. Bamford and M. Chazan ; "*Microstratigraphic evidence of in situ fire in the Acheulean strata of Wonderwerk Cave, Northern Cape province, South Africa.*" ; Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America ; vol. 109, pp. 1215-1220, 2012.
- [2] H. El Rabii ; "*Étude de l'allumage par laser de mélanges en phases liquides dispersées et gazeuses*" ; 2004.
- [3] B. D'Utruy, D. Blay and M. Coeytaux ; "*FRENCH CNRS 1 MW SOLAR POWER PLANT.*" ; Proceedings of the International Solar Energy Congress ; vol. 3, pp. 1701-1705, 1978.
- [4] R. Meyerand and A. Haught ; "*Gas breakdown at optical frequencies*" ; Physical Review Letters ; vol. 11, pp. 401-403, 1963.
- [5] L. Frantz and J. Nodvik ; "*Theory of pulse propagation in a laser amplifier*" ; Journal of Applied Physics ; vol. 34, pp. 2346-2349, 1963.

Chapitre 1

Allumage laser

1.1 Claquage laser

La première observation d'un claquage laser s'est faite en 1963 [1] à l'aide d'un laser à rubis "Q-Switché". Avec une énergie de l'ordre du Joule, une impulsion d'une trentaine de nanosecondes focalisée dans de l'hélium en phase gazeuse a créé un plasma observable pendant $50 \mu\text{s}$. On sait que l'hélium est un atome particulièrement stable dont l'énergie de première ionisation est de 24 eV. En comparant avec l'énergie d'un photon émis à 693 nm, soit 1,7 eV, il y avait là un phénomène que l'ionisation multi-photonique peinait à expliquer. L'engouement suscité par cette expérience se mesure à la quantité de travaux qui ont été publiés depuis cette date. Des synthèses de ces travaux sont effectuées régulièrement [2, 3, 4, 5] mais nous allons nous concentrer plus particulièrement sur les règles de physique qui gouvernent un allumage.

Les phénomènes physico-chimiques qui interviennent lors d'un claquage laser sont nombreux, fortement couplés et s'appréhendent à des échelles de temps et de taille très différentes. Depuis le modèle de détonation radiative proposé en 1964 par Ramsden & al. [6], de nombreuses contributions sont venues approfondir ce sujet. Les enjeux de ces recherches sont nombreux mais on note plus particulièrement les efforts dédiés à la compréhension des mécanismes à la base de l'allumage d'une part, et la détermination de l'énergie minimale d'ignition d'autre part. Cette dernière est effectivement très délicate à calculer de part le nombre de facteurs entrant en jeu.

Parmi les paramètres qui influencent la valeur de cette énergie seuil il y a d'abord la composition du mélange, puis ses propriétés de convection, sa richesse (stœchiométrie), ainsi que la géométrie de l'enceinte qui le contient.

La présence de turbulences, la pression et la température initiale sont également importants. Enfin, il faut également prendre en compte le volume dans lequel on dépose l'énergie, sa position dans l'enceinte, la durée du dépôt, etc. Les énergies minimales d'allumage pour la majorité des hydrocarbures sont en réalité de l'ordre de 1 à 10 mJ. On retrouve ces valeurs expérimentalement en se plaçant dans des conditions opérationnelles parfaites, c'est-à-dire, très peu représentatives des conditions qui intéressent les motoristes. Les bougies classiques sont donc surdimensionnées et délivrent en fait plusieurs centaines de millijoules par étincelle pour garantir l'allumage. Nous verrons comment l'utilisation d'une bougie laser peut faire baisser cette Énergie Minimale d'Allumage (EMA).

On dénombre quatre interactions fondamentales différentes entre une impulsion lumineuse et un combustible initiant un allumage.

1. L'allumage thermique : on utilise un faisceau laser pour augmenter la température de la cible.
 - Soit en tirant directement au travers d'un gaz fortement absorbant auquel cas le transfert d'énergie se fait par excitation de modes vibrationnels et rotationnels des molécules du gaz. Lorsque ces molécules sont excitées au point de rompre leurs liaisons chimiques et de créer des radicaux libre, on observe un allumage.

L'inconvénient de cette technique est qu'elle n'est pas localisée en un point focal car elle dépend linéairement de l'intensité du laser. La zone de dépôt n'est donc pas ponctuelle mais prend la forme du faisceau. Avec cette méthode, l'EMA peut être beaucoup plus élevée que pour une bougie classique et la durée de la séquence d'allumage est également plus longue, de l'ordre de la milliseconde [7]. De plus, on utilise généralement des sources fonctionnant dans l'infrarouge lointain pour que le transfert thermique soit efficace, or les lasers à ces longueurs d'onde sont particulièrement imposants.

- Soit en tirant sur des cibles solides, en insérant par exemple des particules métalliques en suspension dans le mélange [8, 9, 10]. Leur propriété d'absorption étant plus élevée, elles restituent ensuite par convection leur énergie au mélange.

Si les particules permettent de faciliter le dépôt d'énergie ainsi que le claquage, cette technique reste intrusive et nécessite la présence d'es-

pèces étrangères à la combustion lors de l'allumage. Une complexification du système d'injection du mélange est nécessaire avec l'emploi de cette méthode.

2. L'allumage photo-chimique : on utilise un faisceau laser pour dissocier directement certaines espèces chimiques du mélange. L'absorption d'un seul photon doit être capable de transformer une espèce chimique en radical (sans quoi on retombe sur un allumage thermique). Cela nécessite de travailler dans l'ultraviolet pour avoir suffisamment d'énergie par photon mais également de verrouiller la longueur d'onde de la source sur un pic d'absorption d'une espèce chimique du mélange en particulier. Norrish & al. [11] ont montré que la présence de radicaux OH au tout premier stade de l'allumage était une condition nécessaire à la réaction de branchement, i.e. l'emballement de la réaction. D'autres publications [12, 13, 14, 15] conditionnent la réussite d'un allumage photo-chimique par la présence d'une concentration en radicaux de l'ordre de 10^{17} atomes/cm³ sur un volume étendu. L'EMA avec cette méthode peut être très basse, inférieure au millijoule. Tant que le taux de création de radicaux est plus important que le taux de recombinaison, on observe une réaction de branchement, i.e. une réaction en chaîne. On notera que cette technique ne nécessite pas de claquage, et ne chauffe pratiquement pas le mélange. On parlera alors d'allumage radicalaire. Se pose alors le problème du développement de sources lasers puissantes, compactes et robustes, accordables dans l'UV. Une problématique que nous n'aborderons pas dans ces travaux.
3. l'allumage par claquage résonant : dans un premier temps, on utilise un faisceau laser pour dissocier les molécules du mélange au moyen d'absorption multi-photonique. Les radicaux ainsi créés sont ensuite excités de manière résonante, toujours par absorption multi-photonique. Les électrons arrachés par cette méthode sont accélérés par l'effet du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) inversé et peuvent provoquer une avalanche électronique, la formation d'un plasma i.e. le claquage laser et l'allumage du mélange. Forch & Miziolek [16, 17, 18] ont énormément contribué sur ce sujet. L'EMA associée à ce processus est très faible (0,3 mJ) mais requiert comme l'allumage photo-chimique une source laser accordable dans l'UV.
4. l'allumage par claquage non-résonant : le claquage est obtenu par avalanche électronique. On focalise un faisceau laser dans le mélange afin

d'arracher les premiers électrons [19]. L'absorption multi-photonique requiert une puissance crête de l'ordre de 10^{14} W/cm^2 pour être observée. En cas de présence de micro-particules (poussières, suies) des intensités de l'ordre de 10^{12} W/cm^2 suffisent à arracher les premiers électrons libres (à pression ambiante). Ces électrons sont ensuite accélérés par l'effet de Bremsstrahlung se produisant au point focal, pendant toute la durée de l'impulsion laser. Si l'énergie cinétique des électrons parvient à dépasser le potentiel d'ionisation des espèces chimiques du mélange, on observe alors l'avalanche électronique, la création de radicaux, la création d'un plasma, et éventuellement, une flamme.

La détermination de l'intensité seuil de claquage a été étudiée par Tambay et al. [20]. Une intensité de 10^{12} W/cm^2 est une valeur plancher qui dépend de la pression, de la pureté du mélange, etc. On retiendra donc $I_{seuil} = 10^{13} \text{ W/cm}^2$ comme valeur seuil garantissant le claquage laser.

1.2 Cas des milieux diphasiques

Les turbines à gaz sont un type de moteur bien particulier dont nous allons détailler brièvement le fonctionnement.

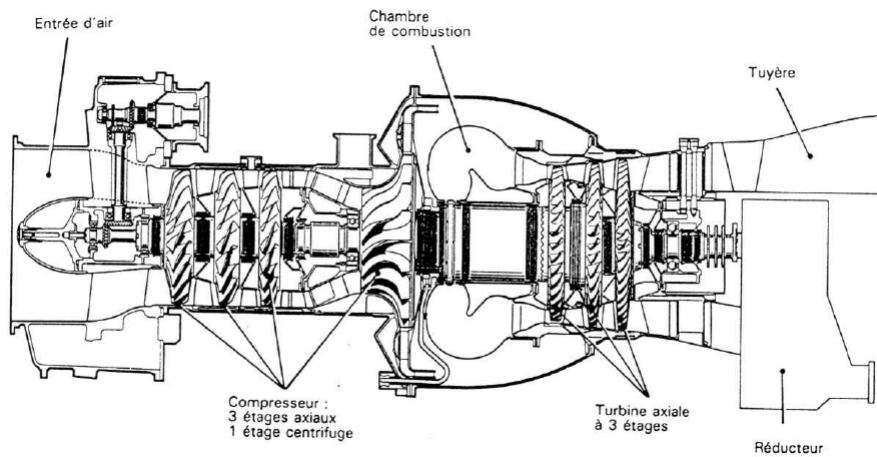


FIGURE 1.1 – Makila 3G (Turboméca)

La figure 1.1 ci-dessus représente une coupe d'un turbomoteur à turbine liée. On distingue clairement les trois sous-ensembles qui la constituent.

- Le compresseur : il permet d’accélérer, compresser et réchauffer l’air extérieur.
- La chambre de combustion : elle est le siège de la réaction de combustion. On y trouve la sortie du compresseur, les injecteurs de carburant et la cellule d’allumage.
- Les turbines : elles convertissent l’énergie cinétique des gaz brûlés et leur enthalpie en énergie mécanique.

Plus la température au sein de la chambre est élevée, plus la dilatation des gaz est importante. Le rendement global d’une turbine est directement relié à la température dans la chambre de combustion. Pour réaliser des turbomoteurs de plus en plus puissants, les motoristes font donc tout pour augmenter cette température : ajout de récupérateurs d’énergie, circulation des gaz chauds autour du compresseur pour réchauffer l’air en entrée, recirculation des gaz brûlés dans la chambre pour accroître la durée de leur présence dans la chambre, etc. La seule limite est la tenue en température des composants critiques comme les aubes de l’étage d’entrée de la turbine, ou encore la cellule d’allumage.

La carburation se fait grâce aux injecteurs qui dispersent le carburant en phase liquide à l’entrée de la chambre de combustion. Les gouttelettes ainsi pulvérisées sont entraînées par l’air sortant du compresseur. De fortes turbulences sont nécessaires pour obtenir l’homogénéisation du mélange et la recirculation des gaz. Ces turbulences dépendent bien-sûr des paramètres de sortie du compresseur, mais surtout de la géométrie de la chambre de combustion.

De nombreux travaux portent sur la simulation d’écoulements internes hors combustion ou en combustion [21, 22]. On notera les travaux du CERFACS portant sur la simulation des premiers instants d’une combustion [23], la propagation de la flamme et la définition de critères déterministes de durabilité de cette flamme [25, 24]. Ces critères sont détaillés sur la figure 1.2.

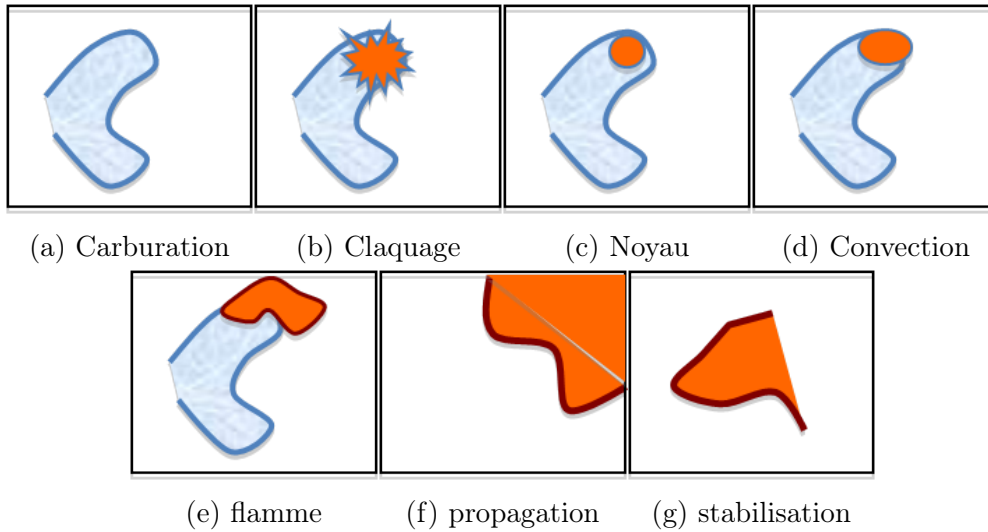


FIGURE 1.2 – Les sept critères permettant un allumage réussi. 1) La carburation doit assurer la présence des conditions de flammabilité. 2) Le claquage doit assurer le dépôt de l’EMA. 3) Le noyau doit commencer à brûler avant la diffusion de l’énergie déposée lors du claquage. 4) La convection doit se faire vers le centre de la chambre et non vers les parois. 5) Une flamme turbulente doit se développer. 6) Sa vitesse de propagation doit excéder la vitesse du fluide pour atteindre les injecteurs. 7) La flamme doit se stabiliser.

La simulation d’écoulements turbulents dans des environnements complexes demande des puissances de calculs considérables. Néanmoins, les supercalculateurs permettent d’obtenir des résultats. Pour un type de moteur donné, il est possible de connaître en tout point et à tout moment la richesse de fluide, la vitesse des écoulements, la nature des turbulences et l’évolution du système dans le temps. Il est intéressant de noter que la résolution temporelle de ces simulations est de l’ordre de la microseconde. Il n’est pas intéressant d’augmenter la précision temporelle de ces simulations pour deux raisons : primo à cause du coût des calculs, secundo le temps caractéristique d’évolution de la dynamique des fluide est de cet ordre de grandeur. Notons également que la durée nécessaire pour valider la réussite d’un allumage est supérieure à la milliseconde.

Attardons nous sur le critère numéro 2 présenté sur la figure 1.2b. Il suppose un dépôt d’une certaine énergie en un instant donné. Pour simuler la décharge d’une bougie traditionnelle, laquelle peut durer plusieurs dizaines de microsecondes, le critère est effectivement pertinent. En comparaison, la durée de vie d’un plasma créé par un claquage laser d’une cinquantaine de mi-

crojoules n'est que de plusieurs dizaines de nanosecondes. L'hypothèse posée lors de ces simulations d'allumage considère en fait un allumage thermique.

L'énergie déposée dans un volume donné doit chauffer le mélange, évaporer les gouttelettes, et dépasser la température d'inflammation du mélange. En suivant cette hypothèse, on comprend que la dispersion du carburant soit primordiale. Si les gouttelettes de carburant sont pulvérisées très finement, leur évaporation se fait d'autant plus rapidement, ce qui favorise la réussite de l'allumage.

Les interactions physico-chimiques d'un claquage laser ne sont pas considérées dans ce type de simulations. Ces phénomènes sont beaucoup trop rapides par rapport à l'évolution dynamique du mélange. On peut donc faire l'hypothèse d'un milieu "figé" pendant la première microseconde qui relie le claquage laser à la création d'un noyau de flamme. On considèrera donc le critère 2 à notre échelle comme la capacité de la cellule d'allumage à fournir un noyau initial dont la durée de vie est au minimum d'une microseconde.

Lorsque l'on superpose la cartographie des écoulements à l'intérieur d'une chambre de combustion avec l'application en chaque point des critères d'allumage définis précédemment, on obtient une carte d'allumage prédictive, qui montre les endroits où le placement de l'étincelle a la plus grande probabilité d'aboutir à la création d'une flamme comme le montre la figure 1.3.

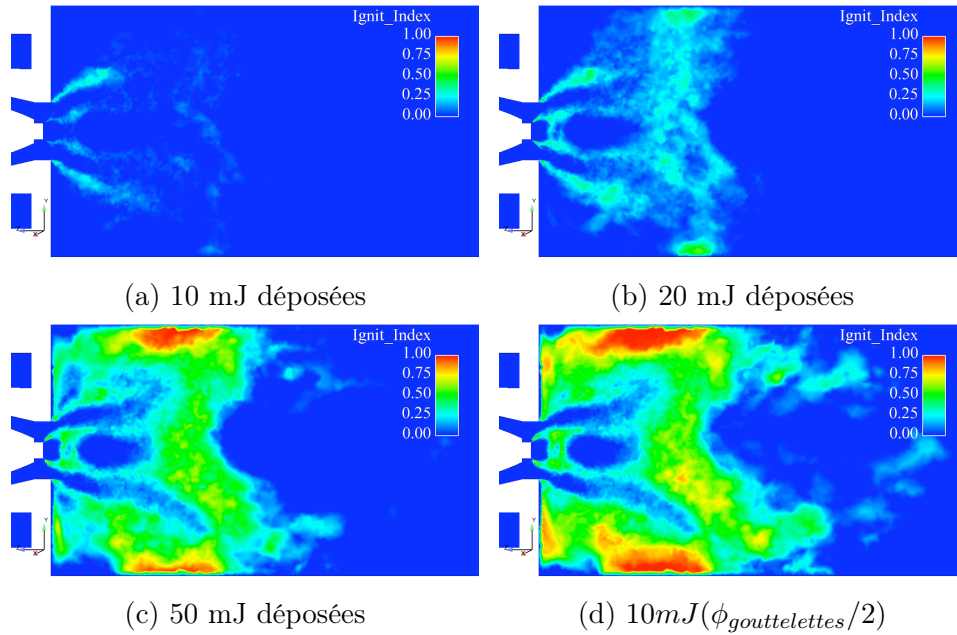


FIGURE 1.3 – Probabilité d’un allumage réussi en fonction de l’énergie déposée et du diamètre des gouttelettes. Banc MERCATO, ONERA.

Les figures ci-dessus (1.3) représentent une chambre de combustion utilisée au banc MERCATO à l’ONERA. L’injection du carburant se fait par un injecteur central (à gauche). Les critères d’allumage ont été appliqués aux résultats des simulations d’écoulement pour donner cet indice d’allumage (Ignit_Index) en fonction de la position dans la chambre. Les zones rouges sont les plus favorables et pour une EMA faible, elles sont situées en proche-paroi, c’est-à-dire là où l’on trouve les dispositifs d’allumage traditionnels pour lesquels l’expérience a prouvé l’efficacité à l’allumage. On note également l’existence d’une zone favorable au centre de la chambre de combustion, un endroit accessible uniquement avec une technologie laser.

Le noyau initial doit toujours vérifier le critère de Ballal et Lefebvre qui stipule que les pertes par diffusion doivent être strictement inférieures au gain de la combustion [26]. La propagation d’une flamme turbulente est possible si la vitesse locale du fluide est inférieure à la vitesse de la flamme turbulente, sans quoi le front de flamme se déchire et la réaction reste instable. On observe que les zones proches de la paroi semblent favorables (1.3). Néanmoins, il existe un phénomène appelé "wall-quenching", pour lequel une flamme située trop près de la paroi va subir de fortes pertes de chaleur par diffusion vers cette paroi. Cet écartement à la paroi est appelé zone de coinçement.

L'ensemble de ces critères nous montrent que la dynamique des fluides gouverne complètement le devenir du noyau de flamme initial, et que le positionnement est crucial. Les bougies classiques génèrent des étincelles dont la longueur caractéristique est de l'ordre du centimètre. Un claquage laser de faible énergie va générer un plasma dont la longueur caractéristique est de l'ordre de la centaine de microns. La recherche des zones favorables à l'allumage est donc fondamentale pour les technologies d'allumage laser qui ciblent beaucoup plus.

1.3 Contraintes

La cellule d'allumage laser que nous développons doit pouvoir remplacer les bougies existantes. Les contraintes auxquelles elles seront soumises sont essentiellement les mêmes. La figure 1.4 ci-dessous résume les gradients de température existant.

	Boîtier d'alimentation	Câbles	Bougie	
T_{\min} :	-55° C	-55° C	-55° C	-55° C
T_{moy} :	125° C	200° C	300° C	500° C
T_{\max} :	135° C	250° C	300° C	500° C

FIGURE 1.4 – Gamme de températures usuelles pour un turbomoteur

La cellule d'allumage doit pouvoir fonctionner sur une gamme de température très étendue, de -55°C pour un allumage à froid un 31 décembre en Sibérie, jusqu'à 300°C pour un ré-allumage à chaud un 15 août à Abu-Dhabi. Une ventilation constante des parois de la chambre, perforée de milliers de petits trous, l'empêche de monter trop haut en température. A l'arrêt du moteur, cette ventilation prend fin et la chaleur de la chambre de combustion diffuse vers l'extérieur, d'où la présence de pics de température plus importants qu'en fonctionnement normal.

Pour des raisons de masse et d'encombrement, il n'est pas envisageable d'intégrer un dispositif de refroidissement spécifique à la bougie laser. Néanmoins,

il est envisageable de souffler de l'air "tiède" (i.e. à 125°C) sur la zone de fixation de la bougie. De même, il n'est pas impossible de détourner une conduite de kérosène (dont la température reste inférieure à 100°C) à proximité de la fixation de la bougie sur le carter pour limiter son échauffement. Ces solutions palliatives réclamant de larges modifications sur le turbomoteur, on note leur existence tout en soulignant qu'elles ne seraient mises en place qu'en cas d'absolue nécessité.

La cellule doit également résister à de fortes vibrations. Les normes de certification aéronautiques sont particulièrement drastiques à ce sujet. La norme DO160-E (section 8, catégorie R(hélicoptères)) décrit les conditions de test typique que doit valider une bougie d'allumage. Placée sur un pot vibrant et subissant un bruit multi-sinus de 0,02 g²/Hz de 10 Hz à 300 Hz et de 0.02 g²/Hz à 0,002 g²/Hz de 300 Hz à 20 kHz, on teste le fonctionnement pendant 2 fois 30 minutes séparées par 3 heures de vibrations équipement éteint. Aucune dégradation ne doit être constatée.

Enfin, il existe des contraintes d'encombrement. La cellule d'allumage laser doit pouvoir s'intégrer sur un turbomoteur complexe en ayant des dimensions semblables à celle des bougies classique. La tête de la bougie doit s'insérer dans une douille de 8 mm de diamètre et de quelques centimètres de long. Les systèmes amonts doivent être raisonnablement compacts et légers.

Les opticiens ont toujours préféré travailler dans des salles noires bien tempérées, sur des tables en marbre atténuant les vibrations. Intégrer un dispositif optique actif dans de telles conditions est une gageure. Ce n'est pas le but de ces travaux. Néanmoins, toutes les solutions que nous avons développées l'ont été en gardant en mémoire qu'à terme, la cellule d'allumage laser doit fonctionner dans un environnement fortement contraint.

1.4 Cahier des charges d'une cellule d'allumage laser

Les points précédents ont permis de définir la fonction de la cellule d'allumage : obtenir un noyau initial dont la durée de vie excède la microseconde. Si l'EMA est déposée dans une chambre à la carburation adéquate, à l'endroit où le flux vérifie les conditions qui permettent le développement du noyau initial, on obtient une bonne probabilité d'allumage. La problématique est la

suivante : quantifier cette EMA. Bien que l'on estime l'EMA à ~ 1 mJ pour la majorité des hydrocarbures, l'énergie initiale d'une impulsion laser doit être comparativement plus élevée compte tenu de tous les processus de perte inhérents à la technique de dépôt.

Nous avons décidé de privilégier le processus de claquage non résonnant. Bien qu'il soit nécessaire d'atteindre des intensités relativement élevées pour arracher les premiers électrons, ce processus a l'énorme avantage de ne pas être dépendant en longueur d'onde et donc de fonctionner pour tous les types de carburant. En outre, les contraintes évoquées dans la section 1.3 rendraient la conception d'un système verrouillé en longueur d'onde quasi-impossible.

Tant que le plasma n'a pas été généré, le milieu reste optiquement peu absorbant et les premiers photons d'une impulsion sont "perdus" pour l'allumage. La génération d'un plasma s'accompagne d'une onde de choc. La théorie de la détonation classique ("blast wave theory") [27, 28] stipule que dans un gaz, une quantité finie d'énergie concentrée en un point produit une onde de choc sphérique dont la propagation est donnée par :

$$r(t) = \zeta \left(\frac{E_{pulse}}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (1.1)$$

avec ρ_0 la densité du mélange (strictement gazeux) et ζ un paramètre sans dimension dépendant de $\gamma = c_p/c_v$, le rapport des capacités calorifiques isobare sur isovolume. Gatti et al. [29] ont montré que cette loi suffit à décrire l'expansion de l'onde de choc à l'échelle de la microseconde. L'énergie dissipée par cette onde de choc est proportionnellement plus importante pour des claquages à faible énergie où elle peut dissiper jusqu'à 70% de l'énergie initiale de l'impulsion.

Le plasma généré va se détendre et perdre une partie de son énergie par convection. Il va également rayonner comme un corps noir suivant une loi en T^4 et émettre un rayonnement de freinage suivant une loi en $T^{1/2}$. Le rayonnement de freinage est l'émission d'un photon suite à une collision inélastique entre deux particules ayant au départ une énergie cinétique très élevée.

Ces pertes sont isotropes mais l'énergie qu'elles dissipent n'est pas forcément perdue pour l'allumage. Schmieder [30] a montré que l'onde de choc peut allumer un mélange diphasique ou au contraire souffler un noyau de flamme. Une partie du spectre rayonnée est dans l'UV et peut avoir un effet photochimique. Ces pertes par rayonnement augmentent proportionnellement avec l'énergie des impulsions.

Finalement, un claquage laser à faible énergie déposera statistiquement moins de 10% de l'énergie de l'impulsion sous forme thermique dans une sphère de gaz chauds. Augmenter l'énergie des impulsions permet d'augmenter l'énergie déposée, mais l'augmentation des pertes par rayonnement va compenser la diminution des pertes par onde de choc, limitant à 10% le rendement optique/thermique d'une bougie laser [31].

Rappelons que l'EMA de la majorité des hydrocarbures est inférieure au millijoule. Un mélange riche en kérosène a une EMA de 0,25 mJ. Nous supposons qu'une bougie laser déposant une énergie critique $E_{crit} = 10 \text{ mJ}$ sera à même d'allumer un mélange air/kérosène dans des conditions favorables.

On suppose un faisceau laser dont le profil temporel gaussien se décrit comme :

$$P(t) = P_{max} e^{-(t/\tau)^2} \quad (1.2)$$

L'énergie contenue dans une telle impulsion peut s'écrire :

$$E_{pulse} = P_{max} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\frac{t}{\tau})^2} dt = P_{max} \tau \sqrt{\pi} \quad (1.3)$$

avec

$$\tau = \frac{\tau_{FWHM}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (1.4)$$

On suppose son profil spatial quasiment gaussien. Le waist du faisceau ω_f après un dispositif de focalisation supposé sans aberration peut s'écrire :

$$\omega_f = \frac{f\lambda}{\pi\omega_0} M^2 \quad (1.5)$$

avec M^2 le paramètre de qualité du faisceau.

Cette approximation reste vraie tant que la distance focale f du système est grande devant ω_0 [32]. En choisissant $f = 20 \text{ mm}$, $M^2 = 1.5$, $\lambda = 1 \text{ }\mu\text{m}$ et $\omega_0 = 5 \text{ mm}$, on doit obtenir une tâche focale d'environ $25 \text{ }\mu\text{m}^2$. Pour une intensité seuil de 10^{13} W/cm^2 , on obtiendra le claquage dès que la puissance de l'impulsion dépassera $P_{crit} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ W}$.

Tant que la puissance de l'impulsion est inférieure au seuil, le claquage ne peut pas avoir lieu. Si la puissance crête égale la puissance seuil, 50% de l'énergie sera perdue. Si la puissance crête est deux fois supérieure à la puissance seuil, seul 15% seront perdus. La durée τ_{FWHM} des impulsions de notre

système devra vérifier :

$$\frac{E_{crit}}{0.85} > 2P_{crit}\tau_{FWHM} \quad (1.6)$$

Le claquage sera réalisé efficacement si :

$$\tau_{FWHM} < \frac{E_{crit}}{1.7P_{crit}} \quad (1.7)$$

ce qui revient à

$$\tau_{FWHM} < 2.3 \text{ ns} \quad (1.8)$$

Notre solution d'allumage laser doit donc vérifier les points suivants :

- ~ 10 mJ par impulsion
- des impulsions d'une durée de l'ordre de la nanoseconde
- un profil temporel gaussien ou bien présentant un front de montée plus raide.
- un profil spatial de bonne qualité : $M^2 < 1.5$

1.5 Architecture de la cellule

Il n'existe pas encore, à notre connaissance, de sources compactes et robustes délivrant une dizaine de millijoules en une nanoseconde capables de résister aux contraintes thermiques citées dans la section 1.3. Les éléments de pompage optique les plus efficaces à l'heure actuelle sont basés sur la technologie des semi-conducteurs. Ils sont thermiquement très sensibles, dérivant en fréquence de $0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ et se détériorant irréversiblement aux alentours de 100°C . Les grands cycles thermiques auxquels sera confrontée la cellule d'allumage laser impose de déporter la source laser au plus loin possible du carter de la chambre de combustion.

Si l'on déporte la source laser, il faut envisager le transport des impulsions jusqu'à la chambre de combustion. La propagation en espace libre pose des problèmes de sécurité. L'environnement difficile traversé (projections d'huile ou de graisse), les niveaux élevés de vibrations, la nécessité de garder un faisceau monomode, de rester centré sur le diaphragme d'arrivée de 8 mm de diamètre, le tout en contournant les innombrables faisceaux de tubes et câbles qui courent le long du moteur, rendent cette technique inappropriée face aux possibilités offertes par la fibre optique.

Souple et résistante, elle trouve sa place dans de nombreuses applications difficiles [33] et est toute indiquée pour transporter des impulsions lumineuses

intenses. Toutefois, la puissance crête transportable via une fibre optique est limitée par 2 paramètres : le seuil de dommage de son matériau et les phénomènes non linéaires. Bien que la silice possède un coefficient non-linéaire n_2 relativement faible ($n_2 \simeq 3.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$), le fort confinement des impulsions dans le cœur de la fibre permet d'atteindre des intensités importantes qui favorisent l'apparition des phénomènes non-linéaires. Le record actuel pour des impulsions nanosecondes est de $\sim 4 \text{ mJ}$ transmises dans une fibre creuse à maille Kagomé [34]. Ces fibres sont extrêmement fragiles, ont de grands rayons de courbure et perdent leur caractère monomode avec les vibrations. En clair, il n'existe pas de solution fibrée à l'heure actuelle pour transporter nos impulsions.

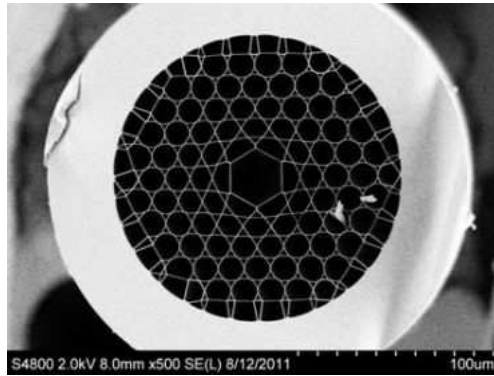


FIGURE 1.5 – Fibre microstructurée à coeur creux en maille Kagomé

Afin de résoudre ce problème nous avons décidé d'une solution en trois parties :

1. Une partie source laser, où un micro-laser délivrera des impulsions nanosecondes de faible énergie ($\simeq 10 \mu\text{J}$)
2. Une partie fibrée cumulant une fonction pré-amplificatrice ($\simeq 300 \mu\text{J}$) et une fonction de transport des impulsions
3. Une partie amplificatrice ($\simeq 10 \text{ mJ}$) compacte proche de la chambre de combustion.

Le chapitre suivant détaillera le fonctionnement des amplificateurs et les moyens mis en œuvre pour simuler leur comportement.

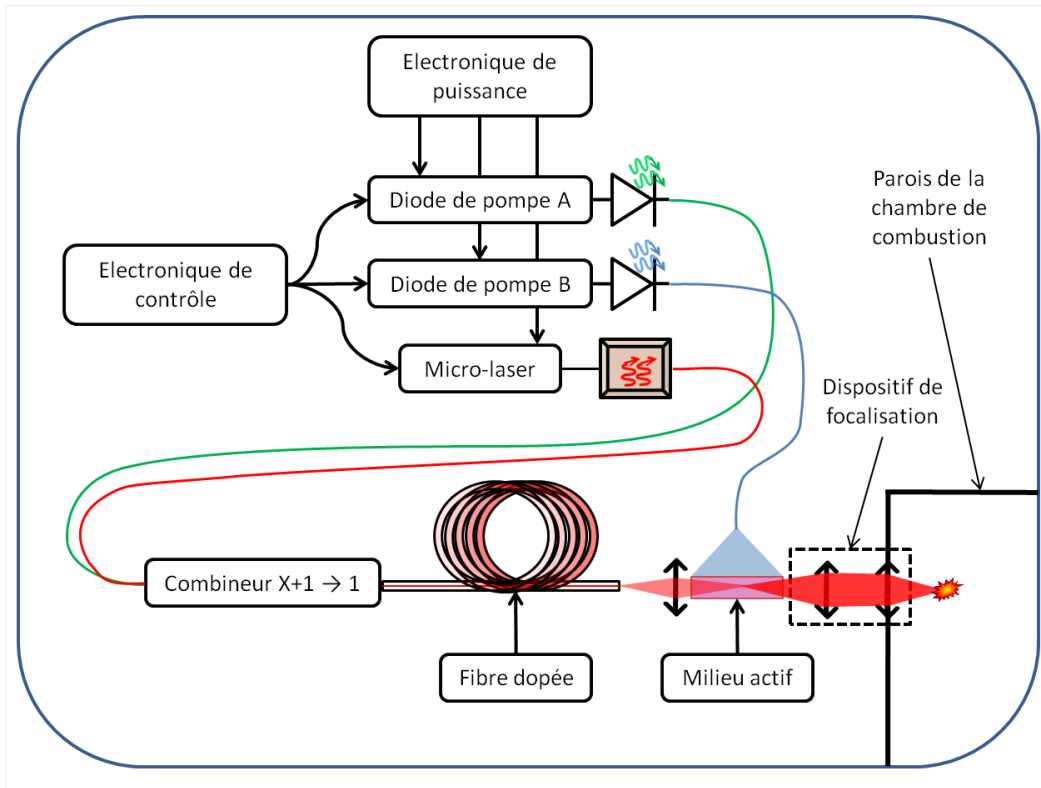


FIGURE 1.6 – Architecture de notre solution laser

Bibliographie

- [1] R. Meyerand and A. Haught; "*Gas breakdown at optical frequencies*"; Physical Review Letters; vol. 11, pp. 401-403, 1963.
- [2] M.H. Morsy; "*Review and recent developments of laser ignition for internal combustion engines applications*"; Renewable and Sustainable Energy Reviews; vol. 16, pp. 4849-4875, 2012.
- [3] J.D. Dale, M.D. Checkel and P.R. Smy; "*Application of high energy ignition systems to engines*"; Progress in Energy and Combustion Science; vol. 23, pp. 379-398, 1997.
- [4] P.D. Ronney; "*Laser versus conventional ignition of flames*"; Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering; vol. 1862, pp. 2-22, 1993.
- [5] T.X. Phuoc; "*Laser-induced spark ignition fundamental and applications*"; Optics and Lasers in Engineering; vol. 44, pp. 351-397, 2006.
- [6] S.A. Ramsden and P. Savic; "*A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air*"; Nature; vol. 203, pp. 1217-1219, 1964.
- [7] M.A. Tanoff, M.D. Smooke, R.E. Teets and J.A. Sell; "*Computational and experimental studies of laser-induced thermal ignition in premixed ethylene-oxidizer mixtures*"; Combustion and Flame; vol. 103, pp. 253-280, 1995.
- [8] H.S. Homan and W.A. Sirignano; "*Minimum mass of burning aluminum particles for ignition of methane/air and propane/air mixtures*"; Symposium (International) on Combustion; vol. 18, pp. 1709-1717, 1981.
- [9] G. Von Elbe and B. Lewis; "*Free-radical reactions in glow and explosion of carbon monoxide/oxygen mixtures*"; Combustion and Flame; vol. 63, pp. 135-150, 1986.
- [10] R.G. Kingdon and F.J. Weinberg; "*The effect of plasma constitution on laser ignition energies*"; Symposium (International) on Combustion; vol. 16, pp. 747-756, 1977.

- [11] R.G.W. Norrish; "*The study of combustion by photochemical methods*"; Symposium (International) on Combustion; vol. 10, pp. 1-18, 1965.
- [12] D. Lucas, D. Dunn-Rankin, K. Hom and N.J. Brown; "*Ignition by excimer laser photolysis of ozone*"; Combustion and Flame; vol. 69, pp. 171-184, 1987.
- [13] M. Lavid and J.G. Stevens; "*Photochemical ignition of premixed hydrogen oxidizer mixtures with excimer lasers*"; Combustion and Flame; vol. 60, pp. 195-202, 1985.
- [14] M. Lavid, Y. Nachshon, S.K. Gulati and J.G. Stevens; "*Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxygen mixtures with ArF laser*"; Combustion science and technology; vol. 96, pp. 231-245, 1994.
- [15] M.S. Chou and T.J. Zukowski; "*Ignition of H₂/O₂/NH₃, H₂/Air/NH₃ and CH₄/O₂/NH₃ mixtures by excimer-laser photolysis of NH₃*"; Combustion and Flame; vol. 87, pp. 191-202, 1991.
- [16] B.E. Forch and A.W. Miziolek; "*Laser-based ignition of H₂/O₂ and D₂/O₂ premixed gases through resonant multiphoton excitation of H and D atoms near 243 nm*"; Combustion and Flame; vol. 85, pp. 254-262, 1991.
- [17] B.E. Forch and A.W. Miziolek; "*Ultraviolet Laser Ignition of Premixed Gases by Efficient and Resonant Multiphoton Photochemical Formation of Microplasmas*"; Combustion Science and Technology; vol. 52, pp. 151-159, 1987.
- [18] B.E. Forch and A.W. Miziolek; "*Oxygen-atom two-photon resonance effects in multiphoton photochemical ignition of premixed H₂/O₂ flows*"; Optical Letters; vol. 11, pp. 129-131, 1986.
- [19] L.J. Radziemski and D.A. Cremers "*Lasers-induced Plasmas and Applications*"; Taylor & Francis, 1989.
- [20] R. Tambay, D. Suvisesha Muthu, V. Kumar and R.K. Thareja; "*Laser induced air breakdown using 0.355, 0.532, and 1.06 μ m radiation*"; Pramana; vol. 37, pp. 163-166, 1991.
- [21] P. Auzillon, E. Riber, O. Gicquel, N. Darabiha, D. Veynante and B. Fiorina; "*Numerical investigation of a helicopter combustion chamber using LES and tabulated chemistry*"; 3^{me} Colloque INCA (ONERA Toulouse), 2011.
- [22] R. Lecourt; "*Injection system two-phase flow characterization (LDA-PDA)*"; Technical Report N°2.2.1c, 2009.
- [23] A. Eyssartier, G. Hannebique, D. Barré, L.Y.M. Gicquel and B. Cuenot; "*Ignition predictions from non-reacting LES : application and assessment*

- on complex configurations*"; 3^{me} Colloque INCA (ONERA Toulouse), 2011.
- [24] A. Eyssartier, L.Y.M. Gicquel and B. Cuenot ; "*Sensitivity of ignition sequences to sparking time in a two-phase flow industrial burner*"; Highly Resolved Experimental and Numerical Diagnostics for Turbulent Combustion - HRTC-1, Rouen University, 2011.
- [25] G. Hannebique, E. Riber and B. Cuenot ; "*Ignition probability from Lagrangian computations in the MERCATO bench : comparison with Eulerian simulations*"; 3^{me} Colloque INCA (ONERA Toulouse), 2011.
- [26] A. Ballal and A.H. Lefebvre ; Eighteenth Symposium (International) on Combustion ; pp. 1737–1747.
- [27] G.I. Taylor ; "*The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion*"; Proceedings of the Royal Society ; A-201, pp. 159-186, 1950.
- [28] L.I. Sedov ; "*Propagation of strong shock waves*"; Journal of Applied Mathematics and Mechanics ; vol. 10, pp. 241-250, 1946.
- [29] T.A. Spiglanin, A. Mc Ilroy, E.W. Fournier, R.B. Cohen and J.A. Syage ; "*Time-resolved imaging of flame kernels : Laser spark ignition of H₂/O₂/Ar mixtures*"; Combustion and Flame ; vol. 102, pp. 310-328, 1995.
- [30] R.W. Schmieder ; "*Laser spark ignition and extinction of a methane–air diffusion flame*"; Journal of Applied Physics ; vol. 52, pp. 3000-3003, 1981.
- [31] T.X. Phuoc and F.P. White ; "*An optical and spectroscopic study of laser-induced sparks to determine available ignition energy*" Proceedings of the Combustion Institute ; vol. 29, pp. 1621-1628, 2002.
- [32] H. Kogelnik and T. Li ; "*Laser beams and resonators*"; Proceedings of the IEEE ; vol. 54, pp. 1312-1329, 1966.
- [33] R.C. Wiens, S. Maurice, B. Barraclough, M. Saccoccio, W.C. Barkley, J.F. Bell, S. Bender, J. Bernardin, D. Blaney and J. Blank ; "*The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover : Body Unit and Combined System Tests*"; Space Science Reviews ; vol. 170, pp. 167-227, 2012.
- [34] B. Beaudou, F. Gerôme, Y.Y. Wang, M. Alharbi, T.D. Bradley, G. Humbert, J.L. Auguste, J.M. Blondy and F. Benabid ; "*Millijoule laser pulse delivery for spark ignition through kagome hollow-core fiber*"; Optics Letters ; vol. 37, pp. 1430-1432, 2012.

Chapitre 2

Simulation du comportement d'un amplificateur

2.1 Définitions

L'excitation optique d'un atome ou ion se produit lorsque ce dernier absorbe un photon dont l'énergie correspond à une transition électronique. Un électron va alors passer d'une couche électronique initiale à une couche électronique supérieure. L'énergie ainsi stockée peut alors être restituée à la descente de cet électron vers des couches électroniques inférieures. Cette désexcitation peut être radiative, avec l'émission d'un photon dont l'énergie correspond à l'écart entre la couche de départ et la couche d'arrivée. Elle peut aussi être collaborative avec le transfert de l'électron vers un atome ou ion proche, la génération d'un phonon ou d'un plasmon... Cette désexcitation se produit naturellement au bout d'un temps caractéristique appelé durée de vie du niveau excité (τ), qui dépend de la nature de l'atome et de son environnement.

Les transitions répondent à certains critères de sélection. Les transitions dipolaires vers des niveaux ayant la même parité sont par exemple interdites. La durée de vie d'une transition va donc dépendre des règles de couplage. Une transition "autorisée" aura une durée de vie faible, typiquement de l'ordre de la nanoseconde, alors qu'une transition "interdite" devra recourir à d'autres mécanismes pour se désexciter (e.g. : les transitions quadripolaires par exemple) et montrera une durée de vie beaucoup plus longue, allant de la microseconde à plusieurs millisecondes pour les ions terres rares piégés dans des matrices de verre. On parle de niveau métastable lorsque la durée de vie radiative est très longue. En pratique, un matériau présentant un niveau

métastable permet d'emmagasiner une énergie potentielle plus longtemps.

On appelle émission spontanée le processus de désexcitation qui s'accompagne d'une émission radiative aléatoire. En supposant qu'il s'agisse du seul processus possible, on définit la durée de vie radiative τ_{rad} à une longueur d'onde λ en fonction de l'indice n , la vitesse de la lumière c et la section efficace d'émission σ_{em} [1] :

$$\frac{1}{\tau_{rad}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_{em}(\nu) d\nu \quad (2.1)$$

L'émission stimulée est le processus de désexcitation déclenché par l'arrivée d'un photon dont l'énergie correspond à la transition. L'élément se désexcite alors en émettant un photon aux caractéristiques similaires au photon déclencheur (même énergie, même sens, même direction). Le taux de réaction R de cette transition est fonction de la section efficace d'émission σ_{em} , et de l'irradiance (communément renommée intensité par abus de langage) rapportée à l'énergie de la transition : [4]

$$R[s^{-1}] = \sigma_{em} [cm^2] \frac{I [W.cm^{-2}]}{(h\nu_{transition})} \quad (2.2)$$

On peut définir une section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda)$ par opposition à la section efficace d'émission $\sigma_{em}(\lambda)$ utilisée dans les équations 2.1 et 2.2 comme la capacité d'une espèce chimique présente dans un matériau à absorber les rayonnements. On relie la section efficace à une longueur d'onde donnée au coefficient d'absorption α via la relation suivante :

$$\alpha [cm^{-1}] = N [atomes.cm^{-3}] \sigma_{abs} [cm^2] \quad (2.3)$$

Ces sections efficaces peuvent être mesurées expérimentalement par spectroscopie d'absorption et spectroscopie de fluorescence. Elles sont tabulées pour de nombreux matériaux. Ces valeurs dépendent de la concentration N de l'espèce chimique dans le matériau en atomes par cm^3 , mais également de la nature du matériau. Ainsi, les sections efficaces de l'ion Yb^{3+} mesurées dans des matrices de verre ou de YAG sont très différentes.

Soit un matériau dopé par un ion à une concentration N . Les interactions atomiques font de cet ensemble un système quantique où l'ion considéré peut exister sur une variété de niveaux d'énergie quantifiés. On appelle niveau fondamental E_0 le niveau de plus basse énergie. A l'équilibre thermodynamique, la probabilité de présence d'un ion P_i à l'état i d'énergie E_i (par rapport au

fondamental) est donnée par le principe de Boltzmann :

$$P_i(T) = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\sum_n g_n \exp\left(\frac{E_n}{k_B T}\right)}, \quad (2.4)$$

où k_B est la constante de Boltzmann et g_i la dégénérescence du sous niveau i (toujours égale à 2 pour l'ion Ytterbium trivalent considéré dans cette étude).

Soit E_2 le niveau haut de la transition laser et E_1 le niveau d'arrivée. On appelle N_2 la population du niveau haut et N_1 la population du niveau bas. On a bien sûr :

$$N_t = \sum_{i=0}^n N_i \quad (2.5)$$

On observe qu'à l'équilibre thermodynamique, $N_2 < N_1$ quelle que soit la température, ce qui signifie que l'inversion de population n'est possible que hors équilibre, grâce à l'énergie apportée par le pompage optique.

2.2 Présentation des matériaux potentiels

Les matériaux particulièrement intéressants pour réaliser des amplificateurs lasers cumulent les caractéristiques suivantes :

- Il doit être possible d'exciter fortement le matériau vers un niveau d'énergie élevé avec un pompage optique.
- Le taux de désexcitation radiative doit être plus élevé que celui des processus de désexcitation non-radiatifs. i.e. $\frac{1}{\tau_{rad}} < R$
- Afin de ne pas réabsorber les photons à la transition que l'on souhaite stimuler, le niveau d'énergie d'arrivée de cette transition doit rapidement être dépeuplé.

Les matériaux amplificateurs lasers que nous considérerons sont schématiquement divisés en 3 familles (fig 2.1) :

1. Les systèmes à 3 niveaux
2. Les systèmes à 4 niveaux pour lesquels les niveaux de départ et d'arrivée de la transition stimulée diffèrent des niveaux utilisés pour le pompage optique.
3. Les systèmes quasi-trois niveaux, dont le niveau d'arrivée de la transition stimulée n'est pas le niveau fondamental mais reste partiellement

peuplé thermiquement.

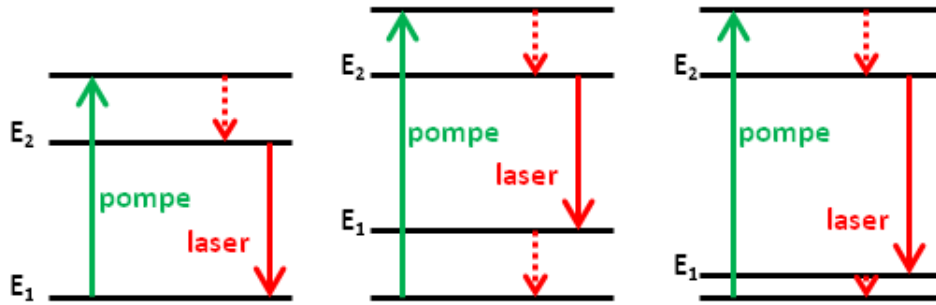


FIGURE 2.1 – À gauche : schéma d'un système à trois niveaux. Au centre : schéma d'un système à 4 niveaux. À droite : schéma d'un système quasi-trois niveaux

Dans le cadre de notre étude, nous avons sélectionnés quatre matériaux lasers différents. Ils cumulent les avantages suivants : caractéristiques spectroscopiques intéressantes, maîtrise des procédés de fabrication, qualité optique, disponibilité sur le marché et prix abordable :

1. *Yb : Verre*
2. *Yb : YAG*
3. *Nd : YAG*
4. *Nd : YVO₄*

2.2.1 Yb :Verre

Les verres dopés à l'ion Yb^{3+} sont des matériaux extrêmement intéressants dans le cadre de la réalisation d'amplificateurs fibrés [2], notamment grâce à une durée de vie radiative très élevée, de l'ordre de la milliseconde pour la transition ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$. Nous présentons ci-après les sections efficaces d'émission et d'absorption dans une matrice de germano-silice :

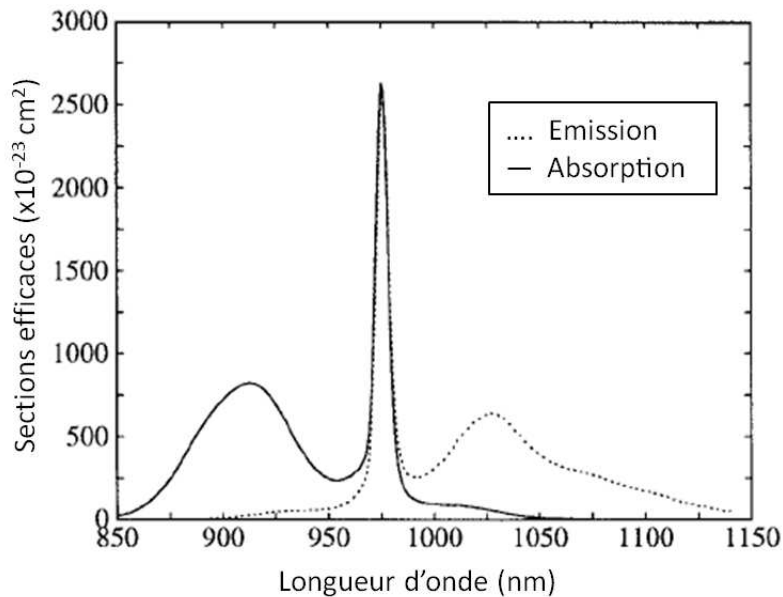


FIGURE 2.2 – Sections efficaces d’absorption et d’émission de l’ion Yb^{3+} dans une matrice de verre (à 300°K)[2]

On remarque tout de suite le double pic autour de 976 nm. Bien qu’il soit particulièrement efficace d’un point de vue rendement énergétique de cibler cette longueur d’onde, nous avons préféré nous intéresser à la large bande d’absorption autour de 915 nm, ainsi qu’à la large bande d’émission entre 1 μm et 1,1 μm .

La largeur de la bande d’absorption est idéale pour s’affranchir d’un asservissement en longueur d’onde des diodes de pompage, compte tenu de la large plage de température que nécessite notre application. De plus, quels que soient les choix relatifs au deuxième étage d’amplification, la large bande d’émission nous permet de conserver un degré de liberté supplémentaire quand à la longueur d’onde du signal à amplifier. On note également que le pic d’efficacité de ce matériau est autour de 1030 nm, mais qu’il existe une faible réabsorption à cause de la structure quasi-trois niveaux de l’ion Yb^{3+} .

2.2.2 Yb :YAG

L’ion Yb^{3+} est également intéressant en tant que hôte dans d’autres matrices que le verre. Dans le YAG en particulier, comme le montrent les caractéristiques spectroscopiques présentées ci-après :

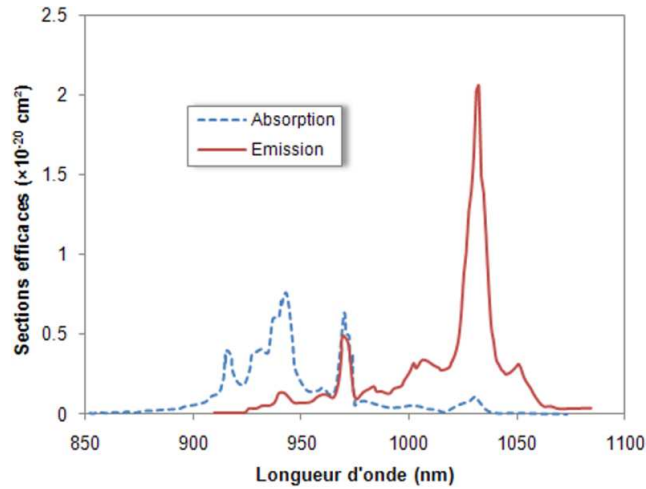


FIGURE 2.3 – Sections efficaces d’absorption et d’émission de l’ion Yb^{3+} dans une matrice de YAG (à 300°K)[3]

On observe trois pics d’absorption à 915 nm, 940 nm et 976 nm. La largeur du pic d’absorption à 940 nm est particulièrement intéressante car elle permet de s’affranchir d’un asservissement en longueur d’onde du système de pompage. Le pic d’émission à 1030 nm est également intéressant. Néanmoins, on remarque qu’il existe une faible réabsorption à cette longueur d’onde, qui disparaît lorsqu’on s’éloigne vers l’infrarouge. La structure quasi-trois niveaux de l’ion Ytterbium est responsable de cette réabsorption et nécessite une étude particulière [4] si l’on souhaite l’employer dans le deuxième étage amplificateur.

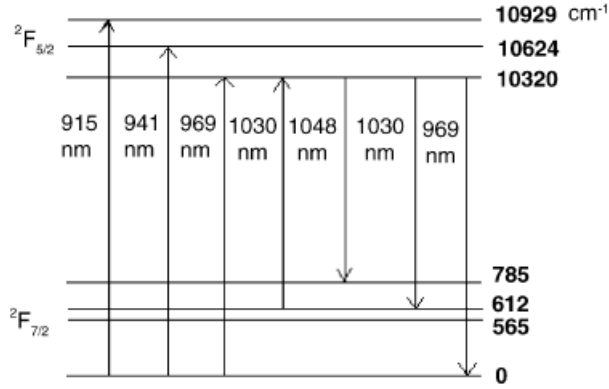


FIGURE 2.4 – Structure quasi-trois niveaux de l'Yb :YAG. La couche 2F possède deux multiplets éclatés en sous niveaux Stark.

Sur la figure 2.4 nous avons détaillé les niveaux d'énergie de l'ion Yb^{3+} inséré dans une matrice de YAG. On note que le niveau d'arrivée de la transition laser est un multiplet Stark du niveau fondamental. Ce sous niveau a donc la possibilité d'être peuplé uniquement grâce à l'agitation thermique suivant le principe de Boltzmann (eq. 2.4). L'inversion de population est donc plus difficile à obtenir et limite le gain dans ce milieu.

Il est possible de quantifier l'impact de la thermique sur les sections efficaces des transitions en utilisant l'équation 2.4 :

$$\sigma_{abs}(\lambda, T_0) = \sigma_{abs}(\lambda)P_a(T_0) \quad (2.6)$$

$$\sigma_{em}(\lambda, T_0) = \sigma_{em}(\lambda)P_b(T_0) \quad (2.7)$$

avec $\sigma_{abs,em}(\lambda)$ la section efficace spectroscopique, P_a la probabilité de population du sous-niveau du multiplet du bas, et P_b la probabilité de population du sous-niveau du multiplet du haut.

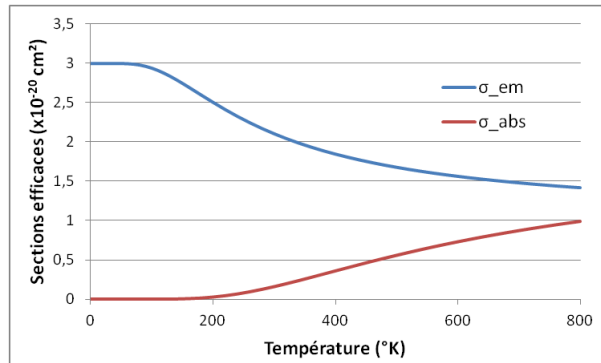


FIGURE 2.5 – Évolution des sections efficaces d’absorption et d’émission à 1030 nm en fonction de la température

On remarque que la valeur de la section efficace d’absorption tend à rejoindre celle d’émission à haute température. On tend vers un système à 2 niveaux pour lequel aucun effet laser ne peut être obtenu. On remarque également qu’aux températures cryogéniques, l’Yb :YAG se comporte comme un système à quatre niveaux.

2.2.3 Nd :YAG

L’ion Néodyme trivalent Nd^{3+} dans une matrice de YAG présente des caractéristiques spectroscopiques intéressantes : de fortes sections efficaces d’absorption à 808 nm et d’émission à 1064 nm. Le défaut quantique $\eta = E_{laser}/E_{pompe}$ est plus important que celui de l’Yb :YAG (0.76 contre 0.89). L’avantage essentiel de ce milieu par rapport au précédent est qu’il s’agit d’un système à quatre niveaux. Les sections efficaces d’émission se dégradent également si la température s’élève mais le milieu reste toujours transparent à la longueur d’onde de la transition laser.

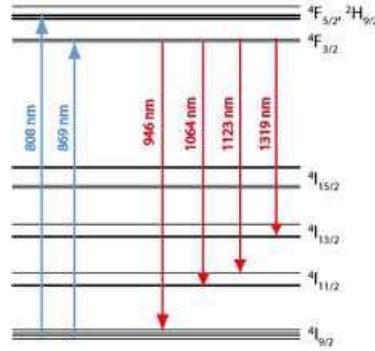


FIGURE 2.6 – Structure électronique du Nd :YAG - Système à quatre niveaux

D'après Dong et al. [5] la durée de vie radiative est indépendante de la température mais dépend du taux de dopage : $230 \mu s$ à 1% contre $150 \mu s$ à 2%. Notons qu'à l'inverse, les sections efficaces dépendent de la température mais pas du taux de dopage [6, 7]. Ils ont proposé une loi empirique permettant de paramétrer l'évolution de la section efficace d'émission à 1064 nm en fonction de la température. Elle est présentée ci-dessous (en cm^2) :

$$\sigma_{em}(1064 \text{ nm})(T) = -3,9 \cdot 10^{-22} T + 3,445 \cdot 10^{-19} \quad (2.8)$$

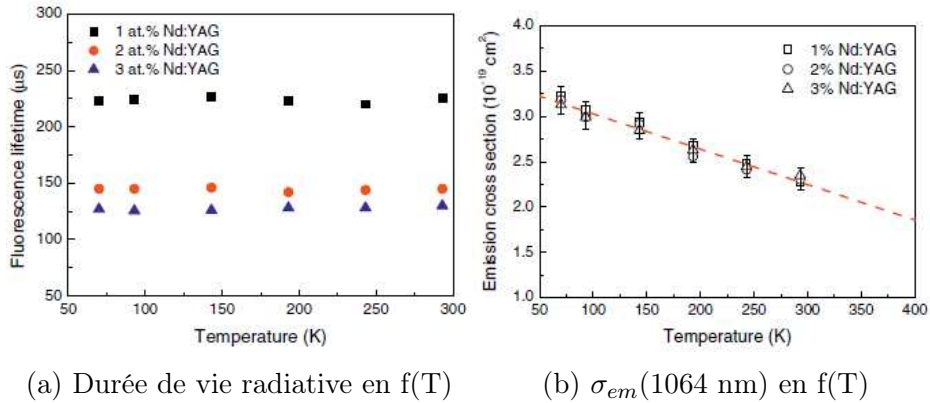


FIGURE 2.7 – Évolution des paramètres spectroscopiques du Nd :YAG en fonction de la température.

On note que la valeur du coefficient d'absorption augmente également avec la température. Même s'il s'agit là d'un effet favorable à l'amplification, nous négligerons ce dernier. Enfin, notons que la largeur de bande spectrale de

gain n'est que de 0,6 nm à 1064 nm à 300°K et qu'elle se décale de 4,4 pm/°K [8].

Le *Nd : YAG* a historiquement été produit sous forme de mono-cristaux. Cette technique de production est aujourd'hui concurrencée par de nouvelles méthodes et l'on trouve de nombreuses publications comparent les propriétés du *Nd : YAG* sous sa forme cristalline ou sous forme de céramique ou de nano-cristaux [9]. Ces nouveaux matériaux tendent à avoir les mêmes qualités spectroscopiques que les cristaux, à des coûts de production inférieurs.

2.2.4 Nd :YVO4

L'ion néodyme trivalent inséré dans une matrice de vanadate en faible quantité (inférieur à 2%) se comporte de manière très similaire au Nd :YAG. Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont plus grandes que celles mesurées pour dans le Nd :YAG. En outre, sa bande de gain est légèrement plus grande (1 nm). En contrepartie, la durée de vie radiative est réduite à 90 μ s et le matériau est biréfringent. D'après Turri et al. [10], la dépendance en température des paramètres spectroscopiques du Nd :YVO4 est similaire à celle du Nd :YAG [11].

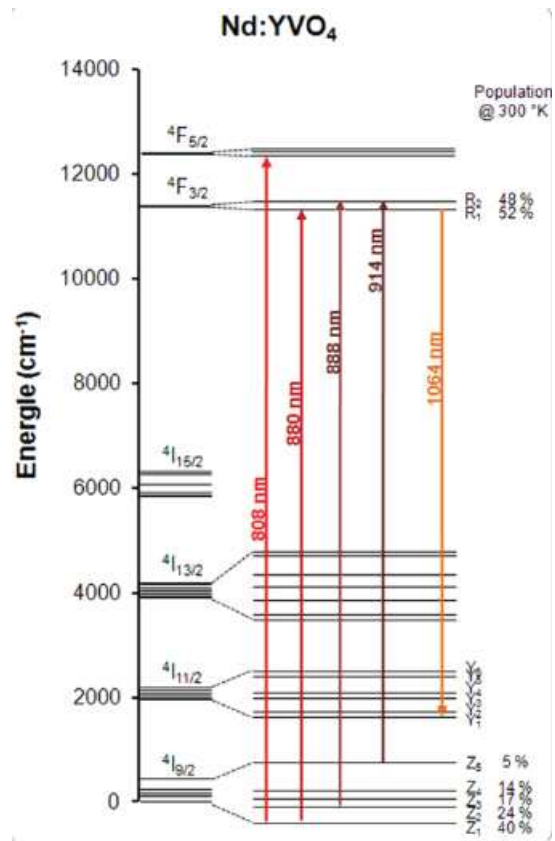


FIGURE 2.8 – Diagramme d'énergie du $Nd : YVO_4$ [12]

Le tableau suivant résume les avantages et inconvénients des différents matériaux que nous venons de présenter :

Matériau	Yb:YAG	Nd:YAG	Nd:YVO ₄ (c)
$\tau_{\text{rad}} (\mu\text{s})$	> 1000	230	90
$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p, T)$ $\times 10^{-20} \text{ cm}^2$	0,4 (915 nm, 300°K) 0,75 (940 nm, 300°K) 0,6 (969 nm, 300°K)	7.7 (808 nm, 300°K)	60 (808 nm, 300°K)
$\sigma_{\text{em}}(\lambda_p, T)$ $\times 10^{-20} \text{ cm}^2$	0 (915 nm, 300°K) 0,15 (940 nm, 300°K) 0,47 (969 nm, 300°K)	0	0
$\sigma_{\text{abs}}(\lambda_l, T)$ $\times 10^{-20} \text{ cm}^2$	0,16 (1030 nm, 300°K) 0,73 (1030 nm, 600°K)	0	0
$\sigma_{\text{em}}(\lambda_l, T)$ $\times 10^{-20} \text{ cm}^2$	2,1 (1030 nm, 300°K) 1,55 (1030 nm, 600°K)	28 (1064 nm, 300°K)	114 (1064 nm, 300°K)
Largeur de gain	> 30 nm	0,6 nm	1 nm
Centre	1030 nm (300K)	1064,5 nm (300K) 1066 nm (600K)	1064,5 nm (300K) 1066 nm (600K)

FIGURE 2.9 – Comparaison des caractéristiques spectroscopiques de Yb :YAG, Nd :YAG et Nd :YVO₄.

On note que le deuxième étage d'amplification amplifiera toutes les fréquences sortant du premier amplificateur, pourvu qu'elles soient dans sa bande de gain. À l'inverse du premier étage, on souhaite que le second possède une bande de gain relativement étroite pour s'assurer du filtrage des ondes de pompe ou d'autres ondes émises spontanément par le premier amplificateur.

2.3 Équations d'état

L'évolution temporelle des populations N_1, N_2 en présence d'une onde pompe d'intensité I_p et d'un effet laser d'intensité I_l dans un milieu aux caractéristiques spectroscopiques connues a été résumée par Siegman [4] et peut être décrite par le couple d'équations différentielles suivantes :

$$\frac{dN_2}{dt} = (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_p)N_1 - \sigma_{\text{em}}(\lambda_p)N_2)\frac{I_p}{h\nu_p} + (\sigma_{\text{abs}}(\lambda_l)N_1 - \sigma_{\text{em}}(\lambda_l)N_2)\frac{I_l}{h\nu_l} - \frac{N_2}{\tau_{\text{rad}}} \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt}, \quad (2.10)$$

où $N_t = N_1 + N_2$.

Pour simplifier notre étude, nous avons fait un certain nombre d'hypothèses. Quel que soit le matériau étudié, la durée de vie radiative est très longue devant la durée des impulsions à amplifier (centaine de microseconde contre une nanoseconde). On considérera donc que les processus d'émission spontanée sont négligeables lors de la phase d'amplification. Pour la même raison, on négligera l'impact du pompage optique pendant l'amplification. Nous allons étudier séparément la phase de pompage et la phase amplificatrice, et supposer que le système revient toujours à son état initial où $N_0 = N_t$.

Les bougies classiques fonctionnent avec des cycles de 10 Hz que nous avons décidé d'imiter. Bien que cette cadence de répétition soit très faible pour une technologie laser, il nous est nécessaire de nous y conformer pour que les performances puissent être comparables. Le temps de relaxation entre deux séquences étant 100 fois plus grand que la durée de vie radiative la plus élevée, il est réaliste de supposer que tous les ions restant excités après l'amplification soient revenus à un état fondamental.

Enfin, nous supposerons que le milieu amplificateur est cylindrique ($\phi = 1 \text{ mm}$, $L = 10 \text{ mm}$, valeurs fixées arbitrairement).

2.3.1 Phase de pompage

Au cours de cette phase, on néglige l'effet laser et on suppose que l'émission spontanée est la seule source de désexcitation radiative. Cette condition est satisfaite en écrivant $I_l = 0$ dans l'équation 2.9 et permet d'obtenir les équations ci-dessous. La résolution de ces équations est la première étape d'un calcul plus complexe prenant en compte l'effet d'Amplification de l'Émission Spontanée (ASE) qui sera détaillé par la suite.

$$\frac{dN_2}{dt} = (\sigma_{abs}(\lambda_p)N_1 - \sigma_{em}(\lambda_p)N_2)\frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{N_2}{\tau_{rad}} \quad (2.11)$$

En substituant N_1 dans 2.11 :

$$\frac{dN_2}{dt} = (\sigma_{abs}(\lambda_p)N_t\frac{I_p}{h\nu_p} - N_2[(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))\frac{I_p}{h\nu_p} + \frac{1}{\tau_{rad}}]) \quad (2.12)$$

ou :

$$\frac{dN_2}{dt} = \sigma_{abs}(\lambda_p) N_t \frac{I_p}{h\nu_p} - \frac{N_2}{\tau_{eff}} \quad (2.13)$$

En définissant l'intensité de saturation $I_p(stat)$, l'intensité à partir de laquelle on ne peut plus considérer être en régime petit-signal pour un matériau donné, de la manière suivante :

$$I_p(stat) = \frac{h\nu_p}{(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))\tau_{rad}} \quad (2.14)$$

On obtient la relation suivante :

$$\tau_{eff}(I_p) = \frac{\tau_{rad}}{1 + \frac{I_p}{I_p(stat)}} \quad (2.15)$$

τ_{eff} est un indicateur de la dynamique du système. Intuitivement, on suppose qu'une luminance de pompe plus élevée permette d'aboutir à un état stationnaire plus rapidement. Cette remarque est importante lorsque l'on souhaite développer un système avec un fort taux de répétition, ce qui n'est pas notre cas.

Par ailleurs, on définit le gain linéique g_λ :

$$g_\lambda = \sigma_{em}(\lambda) N_2 - \sigma_{abs}(\lambda) N_1 \quad (2.16)$$

Ceci permet de définir la population de transparence $N_2(trp, \lambda)$ pour lequel $g_\lambda = 0$:

$$N_2(trp, \lambda) = \frac{\sigma_{abs}(\lambda)}{(\sigma_{abs}(\lambda) + \sigma_{em}(\lambda))} N_t \quad (2.17)$$

En postulant les conditions limites suivantes : $N_2(t = 0) = 0$ et $N_2(t = \infty) = N_2(stat)$, l'équation 2.13 permet de déterminer l'expression de la population N_2 à l'équilibre :

$$N_2(stat) = \frac{N_2(trp, \lambda_p)}{1 + \frac{I_p(stat)}{I_p}} = N_2(trp, \lambda_p) \frac{\tau_{eff}}{\tau_{rad}}, \quad (2.18)$$

où $I_p(trp)$ est la puissance de pompage à partir de laquelle le matériau cesse d'être absorbant. Ceci se produit lorsque le rapport des populations égale le rapport des sections efficaces correspondantes :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_l)}{\sigma_{em}(\lambda_l)} \quad (2.19)$$

En substituant l'équation 2.17 dans l'équation 2.12, on obtient l'intensité nécessaire pour garantir la transparence du milieu en fonction de $I_p(sat)$:

$$I_p(trp) = I_p(sat) \frac{\sigma_{abs}(\lambda_l)(\sigma_{abs}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))}{\sigma_{em}(\lambda_l)\sigma_{abs}(\lambda_p) - \sigma_{abs}(\lambda_l)\sigma_{em}(\lambda_p)} \quad (2.20)$$

Cette expression souligne l'impact de l'évolution des sections efficaces avec la température sur la valeur de l'intensité de transparence.

La variation d'intensité de la pompe au cours de sa propagation selon l'axe z du milieu amplificateur s'écrit :

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_p I_p \quad (2.21)$$

où :

$$\alpha_p = \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p)N_t}{1 + \frac{I_p}{I_p(sat)}} \quad (2.22)$$

Dans le cas où $I_p \ll I_p(sat)$, l'intensité de la pompe décroît exponentiellement. Dans le cas où $I_p \gg I_p(sat)$, l'intensité décroît linéairement selon l'expression suivante :

$$I_p(z) = I_p(0) - \sigma_{abs}(\lambda_p)N_t I_p(sat)z \quad (2.23)$$

On note que si $I_p(z)$ descend en dessous de l'intensité de transparence, le signal sera en partie réabsorbé par le milieu amplificateur. Le tableau suivant résume les intensités nécessaires en entrée du barreau amplificateur afin qu'il soit transparent sur toute sa longueur :

Température	300°K					600°K					
	Matériau			YBYAG	NDYAG	NDYVO	Matériau			YBYAG	NDYAG
λ_p [nm]	915	940	969	808	808	915	940	969	808	808	
$I_p(sat)$ [W.cm ²]	54311	23496	19172	13891	4556	36208	20140	17095	9221	4278	
$I_p(trp)$ [W.cm ²]	18248	8017	6851	0	0	40969	23977	25300	0	0	

FIGURE 2.10 – Comparaison des intensités de transparence en fonction des matériaux et de la température. Taux de dopage à 1%.

Ce tableau souligne que pour les matériaux considérés, l'Yb :YAG est particulièrement défavorable. Plusieurs dizaines de $kW.cm^{-2}$ sont nécessaires pour garantir la transparence à haute température. Cela signifie que plusieurs centaines de watts sont perdues dans le seul but de rendre le matériau transparent. Pour conserver un système de pompage compact et d'un prix non prohibitif, il est nécessaire de cantonner l'utilisation de ce matériau à l'état de fibre, milieu dont la section très petite permet d'atteindre facilement des densités de puissance très élevées.

Un pompage efficace se traduit par un fort peuplement du niveau haut de la transition laser. Ce taux d'inversion est limité par l'émission spontanée qui réduit la population active selon une loi de décroissance exponentielle :

$$N_{photons\ emis\ spontanement}(t) = N_{2,t=0}(1 - \exp\frac{-t}{\tau_{rad}}) \quad (2.24)$$

Bien que isotrope et incohérente, l'émission spontanée génère des photons dont la densité spectrale est proportionnelle au profil des sections efficaces d'émission. Plus l'inversion de population est grande plus l'émission spontanée est importante et dans le même temps, plus le gain du milieu est important. Les photons dont les longueurs d'onde correspondent à des valeurs élevées de section efficace d'émission sont donc générés en nombre et fortement amplifiés.

On appelle Émission Spontanée Amplifiée (ASE) ce phénomène qui vient limiter l'inversion de population à un niveau inférieur au $N_2(stat)$ proposé à l'équation 2.18. Il est délicat de calculer l'inversion de population en prenant en compte l'ASE puisque chaque volume élémentaire (voxel) du milieu actif est à la fois une source stochastique de photons qui iront dépeupler les voxels limitrophes et une zone de gain pour tous les photons émis dans la direction de ce voxel. Pour connaître le taux d'inversion de population théorique d'un seul voxel, il est en fait nécessaire de connaître le taux d'inversion de population de tout le milieu.

Afin de calculer une valeur approchée du taux d'inversion de population en prenant en compte l'ASE, nous avons utilisé une méthode itérative et posé plusieurs hypothèses :

- le milieu actif est longiligne : $L \gg \phi$,
- le milieu est guidant : $\exists \theta / O.N. = \sin(\theta)$,
- l'inversion de population est uniforme sur un voxel donné,
- l'ASE contribue significativement selon un seul axe.

On considère un milieu à une dimension où chaque voxel n a que deux voisins immédiats, hormis aux extrémités. On écrit la phase de pompage d'une durée fixée comme une suite de périodes de pompages très courtes que l'on traitera tour à tour, la première phase affichant un taux d'inversion de population initial nul. Les différents processus sont simultanés mais nous les simulons dans un ordre précis : la contribution du pompage précède l'émission spontanée qui précède l'ASE. La contribution du pompage à l'inversion de populations se calcule rapidement en utilisant les équations 2.21 et 2.22.

En partant d'un voxel à une extrémité, on calcule le dépeuplement provoqué par l'émission spontanée auquel on ajoute le résultat de l'amplification des photons émis dans l'angle solide correspondant à l'ouverture numérique du milieu. Le dépeuplement du voxel suivant est alors la somme de l'émission spontanée dans ce nouveau voxel auquel on ajoute le résultat de l'amplification des photons reçus par le voxel précédent et de ceux émis par ce nouveau voxel dans l'angle solide adéquat. La figure 2.11 résume la méthodologie du calcul de l'ASE co-propagative. On utilise la même démarche pour calculer la contribution de l'ASE contra-propagative.

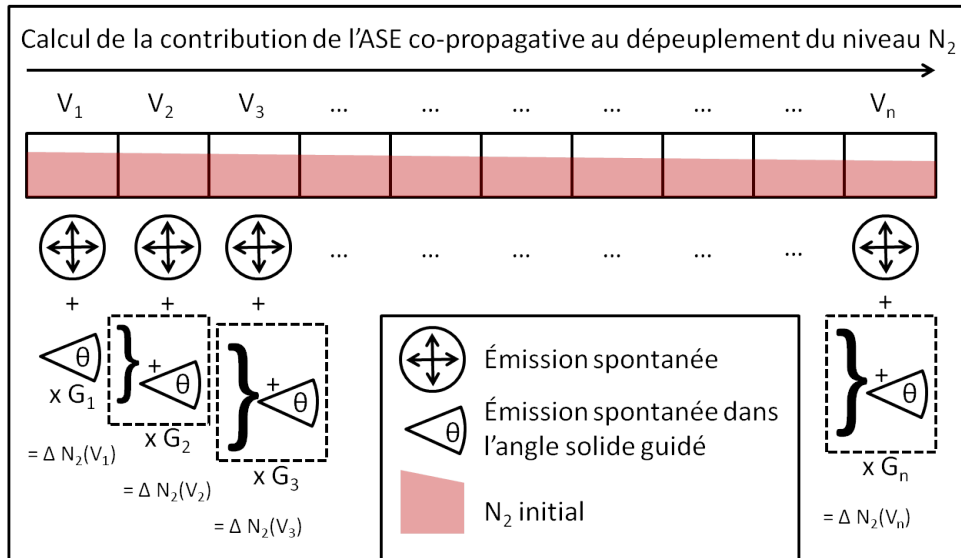


FIGURE 2.11 – Méthode de calcul de l'ASE unidirectionnelle.

Le premier résultat intermédiaire suppose nulle la contribution de l'ASE contra-propagative, le dépeuplement calculé est donc une surestimation. En conséquence, le résultat du calcul de l'ASE contra-propagative est une sous-

estimation basée sur un taux d'inversion plus faible qu'en réalité. On utilise néanmoins ce résultat intermédiaire pour recalculer l'ASE co-propagative avec une estimation basse de la contribution de l'ASE contra-propagative. Le résultat intermédiaire obtenu est donc plus proche de la réalité qu'à l'étape précédente. La convergence s'effectue rapidement et nous avons utilisé le critère d'arrêt suivant : la différence entre deux estimations successives de l'ASE co-propagative est inférieure à 1%.

2.3.2 Comparaison des différents matériaux

La fonction du premier étage d'amplification est à la fois de transporter et d'amplifier l'impulsion laser. Pour ce faire, il est nécessaire d'utiliser une matrice dont la structure permet le fibrage. Les verres de germano-silice sont particulièrement éprouvés et répandus dans le commerce. On choisira donc le verre dopé à l'ytterbium comme matériaux actif pour la réalisation du premier étage d'amplification. La largeur de sa bande d'émission au delà de $1 \mu m$ nous permet d'envisager l'utilisation du $Nd : YAG$, du $Yb : YAG$ et du $Nd : YVO_4$ a sein du deuxième étage amplificateur.

La figure 2.12 compare le taux d'inversion de population de trois matériaux : $Nd : YAG$, $Yb : YAG$ et $Nd : YVO_4$. Les calculs sont effectués avec les équations énumérées ci-dessus. Le pompage, d'une puissance de 400 W s'effectue sur une période égale à la durée de vie radiative du matériau considéré afin d'atteindre un état stationnaire. On suppose le milieu cylindrique de longueur 10 mm et de diamètre 1 mm, dopé uniformément à 1%.

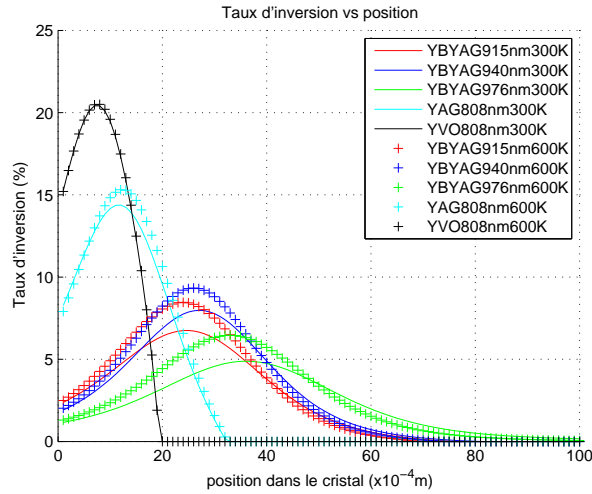


FIGURE 2.12 – Comparaison des taux d’inversion de population. Puissance de pompe de 400 W, durée de pompe égale à τ_{rad} du matériau, barreau cylindrique, $\phi = 1 \text{ mm}$; $L = 10 \text{ mm}$.

Sur la figure 2.12, on observe bien la différence entre les trois matériaux. Le $Nd : YVO_4$ est tellement absorbant que la pompe ne pénètre que sur les deux premiers millimètres. Or on souhaite exciter le cristal sur toute sa longueur afin que l’amplification puisse extraire efficacement l’énergie stockée d’une part, et pour limiter d’éventuels effets thermiques délétères qu’induirait une absorption trop localisée d’autre part. Un dopage plus faible permettrait d’atténuer cet effet de déplétion de la pompe sur les premiers millimètres.

Le $Nd : YAG$ affiche un taux d’inversion maximal inférieur au $Nd : YVO_4$ mais une longueur effective inversée sensiblement plus longue. Là encore, une réduction du taux de dopage permettrait d’allonger la zone à forte inversion de population. Enfin, l’ $Yb : YAG$ semble offrir un taux d’inversion de population correct sur la zone la plus longue, ce qui en ferait le candidat idéal si deux remarques ne venaient nuancer cette impression.

Primo, la durée du pompage pour l’ $Yb : YAG$ est cinq fois plus longue que pour les deux autres matériaux. Or l’énergie stockée dans chaque matériau est approximativement proportionnelle à la surface sous chaque courbe, et l’ $Yb : YAG$ démontre une capacité de stockage inférieure aux deux autres matériaux. L’efficacité du pompage de l’ $Yb : YAG$ est donc inférieure aux deux autres matériaux d’un facteur 5. Secundo, ce matériau a une structure à 3 niveaux et la transparence est atteinte lorsque l’inversion de population vérifie au minimum l’équation 2.19. À 300°K, il est nécessaire de dépasser un

taux d'inversion de 7%, et à 600°K ce seuil passe à 32%. Cela démontre bien que l'*Yb : YAG* n'est pas du tout adapté pour notre application.

La dynamique de stockage du *Nd : YVO₄* est supérieure à celle du *Nd : YAG* à cause de la durée de vie radiative 2,5 fois plus faible du niveau haut de la transition laser. On privilégiera donc l'utilisation du *Nd : YVO₄* pour les applications nécessitant un fort taux de répétition. Dans le cadre de notre étude, le taux de répétition n'est pas un critère déterminant. On préférera alors utiliser le *Nd : YAG* qui offre, à dopage et pompage équivalents, une zone de gain plus longue. Bien que le gain soit moins fort localement car réparti sur une longueur effective plus grande, c'est un point favorable pour l'amplification de signaux de faible énergie où un seul passage ne suffit pas à extraire la totalité de l'énergie stockée.

2.3.3 Phase d'amplification

Dans une section précédente, nous avons détaillé la méthode de calcul permettant de déterminer les taux d'inversion de population d'un milieu amplificateur pompé en l'absence d'effet laser. Ces données fixent les conditions initiales du milieu amplificateur au moment de déclencher la phase d'amplification. Ceci correspond au déclenchement de la source laser qui pilote notre chaîne d'amplification laser.

Au cours de l'amplification, une partie non négligeable de la population excitée retourne à l'état fondamental. Le gain du milieu décroît brusquement. Ce phénomène peut affecter la forme temporelle des impulsions amplifiées. Pour traiter ce problème, nous avons fait appel aux équations de Frantz et Nodvik [14]. Ces expressions décrivent notamment l'évolution de la densité de photon dans le milieu amplificateur en fonction du temps et de la position au sein du matériau amplificateur. Malheureusement elles ne proposent des solutions analytiques que pour des profils temporels d'impulsion rectangulaire ou lorentziens.

Nous avons fait le choix d'utiliser la méthode proposée par Estable [15], équivalente à celle proposée par Frantz et Nodvik, mais plus pratique à appliquer pour des profils d'entrée gaussiens. Elle est explicitée ci-dessous :

Soit un nombre n_{ph} de photons d'énergie E_{ph} formant une impulsion d'énergie E_{in} . On a :

$$E_{in} = n_{ph} E_{ph} = n_{ph} h\nu_{ph} \quad (2.25)$$

Soit E_{sto} l'énergie stockée dans le milieu amplificateur présentant une concentration N_2 d'ions excités dans un barreau de section S et de longueur z :

$$E_{sto} = (h\nu) N_2 S z \quad (2.26)$$

Soit J_{sat} la densité d'énergie de saturation qui est égale à l'énergie d'un photon rapporté à sa section efficace (d'émission pour l'amplification).

$$J_{sat} = \frac{h\nu}{\sigma} \quad (2.27)$$

Alors, l'énergie de sortie du système E_{out} s'exprime comme suit :

$$E_{out} = E_{in} e^{\sigma N_2 z} = E_{in} e^{\frac{E_{sto}}{J_{sat} S}} \quad (2.28)$$

Cette expression ne prend pas en compte le fait qu'un ion excité ayant contribué à l'amplification se retrouve à l'état fondamental et ne participe donc plus à l'amplification. On peut donc aboutir à une valeur d'énergie extraite supérieure à l'énergie stockée dans le milieu ce qui est physiquement absurde. On fixe donc la condition suivante : $(E_{out} - E_{in}) \ll E_{sto}$ pour laquelle l'expression du gain "petit signal" reste correcte :

$$E_{in} \ll \frac{E_{sto}}{e^{\frac{E_{sto}}{J_{sat} S}} - 1} \quad (2.29)$$

Si ce critère n'est pas respecté, on utilise la relation suivante, dont la démonstration a été faite par Estable [15] :

$$E_{out} = J_{sat} S \log(1 + e^{\sigma N_2 z} (e^{\frac{E_{in}}{J_{sat} S}} - 1)) \quad (2.30)$$

La figure 2.13 ci-après montre l'énergie d'une impulsion amplifiée au cours de la traversée d'un barreau de Nd :YAG pompé à 100 W pendant 250 μs . La prise en compte de la densité de saturation d'énergie révèle un abaissement de la performance globale de l'amplificateur de 10%. La différence entre les deux modèles est plus marquée si l'énergie stockée dans le barreau est plus grande. Ceci est le cas si le pompage est plus fort ou si le barreau de Nd : YVO₄ présente une densité d'énergie stockée localement plus importante.

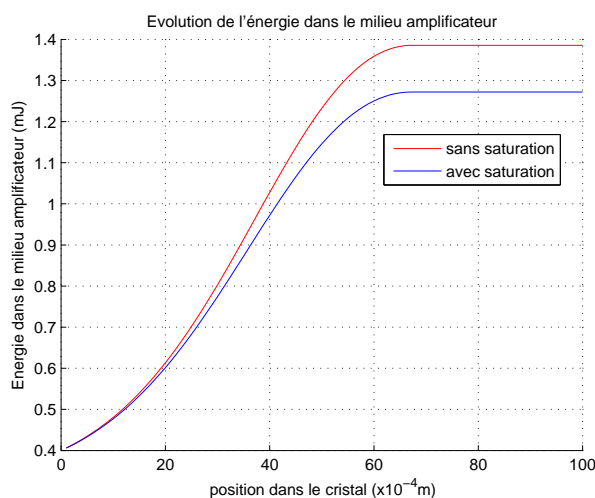


FIGURE 2.13 – Simulation de l'évolution de l'énergie d'une impulsion, avec puis sans prise en compte de la saturation. Pompage de 100 W pendant $250 \mu\text{s}$, barreau de Nd :YAG.

2.4 Application au cahier des charges

Comme l'indique le schéma de principe 1.6 que nous avons présenté au chapitre 1, nous souhaitons développer deux amplificateurs très différents : un amplificateur fibré suivi d'un amplificateur en espace libre.

2.4.1 Premier étage

Pour l'amplificateur à fibre, le choix de l'ion actif s'est porté sur l'ytterbium. Sa bande de gain assez large, comprise entre 1020 nm et 1070 nm, permettait de garder ouvert le choix de la longueur d'onde pour le deuxième étage d'amplification. Dans les systèmes fibrés, les deux facteurs favorisant l'apparition d'effets non-linéaires indésirables sont la puissance crête et la longueur de la fibre.

Afin de limiter la puissance crête tout en s'assurant d'une propagation monomode, nous avons fait le choix d'utiliser des fibres à large surface de mode (LMA). Parmi le large choix de fibres disponibles dans le commerce, nous avons décidé de simuler une fibre à double cœur type 25/250, c'est-à-dire disposant d'un cœur pour la propagation monomode du signal de $25 \mu\text{m}$ de diamètre, et d'une gaine de $250 \mu\text{m}$ de diamètre pour la propagation de la

pompe. Bien qu'il existe des fibres à cœur plus large, nous avons retenu la 25/250 pour son coût, sa stabilité modale et sa faible sensibilité à la courbure qui en font une fibre LMA polyvalente.

Pour simuler le comportement d'une telle fibre, nous considérerons pour l'onde signal qu'elle se comporte comme un milieu cylindrique droit de $25 \mu\text{m}$ de diamètre dopé à l'ytterbium à hauteur de 0,5 %. Nous supposons que l'onde pompe se propage dans un cylindre 10 fois plus large, virtuellement dopé 100 fois moins que le cœur.

Jaouen et al. [16] ont montré que l'auto-modulation de phase et la diffusion Brillouin stimulée n'impactent pas les performances d'un amplificateur en régime nanoseconde. Ceci n'est pas le cas de la diffusion Raman stimulée et du mélange à quatre ondes, qui sont les phénomènes non-linéaires contribuant le plus à la dégradation des performances, à cette échelle de temps. Fève [10] a montré notamment que le mélange à quatre ondes est le phénomène limitant pour des impulsions d'une nanoseconde et qu'à 1064 nm il est difficile d'extraire plus de quelques centaines de microjoules sans le déclencher.

Conscient de ces limitations, nous nous sommes néanmoins fixé comme objectif d'amplifier à $\sim 300 \mu\text{J}$ une impulsion de $10 \mu\text{J}$ de 1,3 ns à 1064 nm. La figure 2.14 ci-après montre l'énergie extraite d'un amplificateur simple-passage dont on ferait varier la longueur de 0,1 m à 3 m, pour quatre puissances de pompe différentes, à température ambiante. Les caractéristiques de la fibre modélisée sont celles de la LMA_YDF_25_250_VIII disponible chez Nufern. Le modèle utilise l'équation 2.30 avec comme hypothèse un pompage co-propagatif pulsé de $500 \mu\text{s}$.

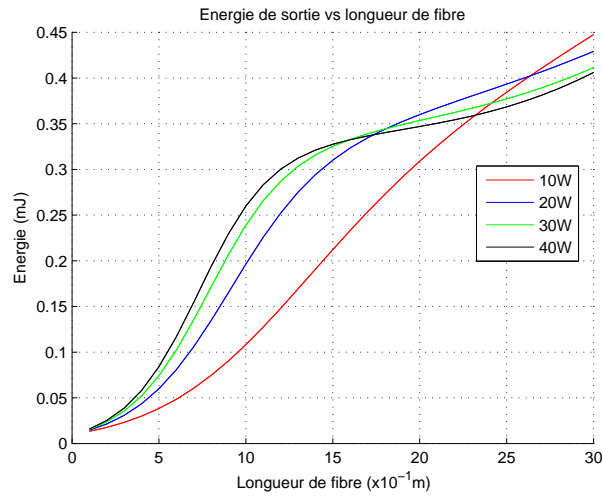


FIGURE 2.14 – Comparaison des énergies extraites pour différentes longueurs de fibres, en fonction de la puissance de pompe

On observe pour des fibres relativement courtes que l'énergie extraite de l'amplificateur augmente avec la puissance de pompe. Ce résultat assez intuitif est contredit pour des longueurs supérieures à 1,5 m puisque les courbes se croisent. Pour une longueur de 3 m, c'est le système le moins fortement pompé qui extrait le maximum d'énergie. Pour comprendre ces résultats, il faut étudier de plus près l'ASE.

L'ASE dans un milieu fibré évolue fortement en fonction de la longueur. Soit une fibre amplificatrice présentant un gain non nul en tout point. Les photons se propageant dans le même sens que le signal dépeuplent fortement l'extrémité de sortie de l'amplificateur tandis que les photons émis dans le sens inverse dépeuplent fortement le début de la fibre amplificatrice. Sachant que l'élément de départ de l'ASE est un bruit de photons émis spontanément, le régime d'amplification est loin de la saturation et se comporte exponentiellement. La somme des deux contributions n'est donc pas constante mais très grande aux extrémités et plus faible au centre de la fibre. Le profil du taux d'inversion de population dans la fibre adopte une forme en cloche, d'autant plus prononcée que la longueur sur laquelle on a déposée l'énergie est grande. C'est ce qu'on observe sur la figure 2.12.

L'ASE augmente également avec la puissance de pompe, puisqu'en augmentant l'inversion de population en tout point, on augmente à la fois le nombre de photons émis spontanément et le gain potentiel pour l'ASE. Pour une longueur de fibre fixée, on ne peut pas augmenter le maximum du taux d'in-

version au centre sans alimenter du même coup la déplétion aux extrémités.

Une augmentation de la puissance de pompe se traduit donc par une déformation du profil d'inversion de population. Le taux d'inversion est maximum au centre de la fibre et augmente avec la puissance de pompe tandis que le taux d'inversion aux extrémités diminue du fait de l'impact de plus en plus grand de l'ASE. On peut relier l'énergie stockée dans la fibre à l'intégrale du taux d'inversion de population. L'étirement de ce profil avec la variation de la puissance de pompe peut augmenter la valeur de l'intégrale dans un premier temps, mais l'effet peut s'inverser. C'est ce qu'on observe sur la figure 2.14 où le système le plus fortement pompé voit ses performances diminuer par rapport aux autres, pour des longueurs de fibres importantes.

Définir une longueur de fibre idéale pour notre application est délicat. On connaît la dégradation des performances d'un système à trois niveaux avec la température, or l'extrémité de l'amplificateur fibré sera en contact avec la zone chaude. Afin de garantir la transparence sur toute la fibre, il faut prévoir qu'une partie de la puissance de pompage sera perdue pour combattre l'effet de la réabsorption. Choisir une fibre relativement courte permet de cumuler trois avantages : avoir une marge de puissance importante pour garantir la transparence, limiter l'effet cumulatif de certains effets non-linéaires [19] tout en limitant le coût de la fibre amplificatrice.

Nous avons calculé plus précisément l'évolution de l'énergie au sein d'une fibre de longueur égale à 1,5 m pour différentes puissances de pompage. La figure 2.15 ci-après rend compte de nos résultats.

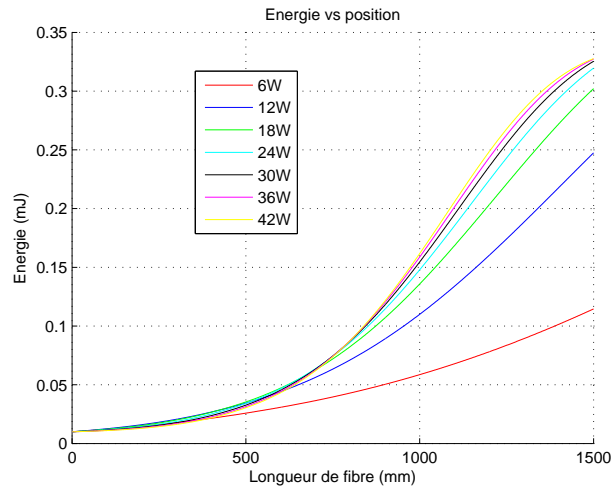


FIGURE 2.15 – Comparaison de l’évolution de l’énergie dans une fibre de 1,5 m de long soumise à un pompage variant de 6 W à 42 W. Modèle d’Estable (eq.2.30).

On peut distinguer sur la figure 2.15 trois comportements différents pour chaque tiers de la fibre, les extrémités présentant un taux d’inversion de population plus faible que le tiers central. Le premier tiers de la fibre dopée combine la faible énergie du signal d’entrée avec le faible taux d’inversion de population aux extrémités pour donner une amplification peu efficace. Aussi observe-t-on peu de différence entre les courbes dans cette zone malgré les différentes puissance de pompage. La zone centrale correspond au maximum d’inversion de population, et on retrouve un comportement intuitif où le système le plus pompé amplifie le mieux l’énergie. Enfin, on observe une troisième zone où l’énergie du signal est telle, comparée au faible gain des extrémités, qu’on se situe en régime d’amplification saturé. Les systèmes fortement pompés, pour lesquels l’ASE a déjà ponctionné une part significative d’énergie aux extrémités, sont plus faiblement amplifiés que les autres.

En conclusion, nos différentes simulations indiquent qu’il est raisonnable d’espérer extraire plus de $300 \mu\text{J}$ par impulsion en utilisant une fibre 25/250 de 1,5 m de long dopée à l’ytterbium. Une puissance de pompe de 24 W s’avère suffisante. Au delà de cette puissance, le gain d’énergie pour le signal sera relativement faible, la majorité de l’énergie apportée étant transférée à l’ASE. De plus, l’augmentation de la puissance de pompe entraîne une croissance plus rapide du signal dans la fibre dopée. Les effets non-linéaires indésirables apparaissent donc plus tôt et leurs effets sont plus prononcés.

L'énergie maximale des impulsions amplifiées dans la fibre est intrinsèquement limitée par le seuil de dommage de la silice. Ce seuil de dommage varie en fonction de la longueur d'onde et de la durée des impulsions. NKT, fabricant de fibres LMA, indique une fluence seuil de 150 J/cm^2 [18] pour des impulsions d'une nanoseconde à 1064 nm dans les fibres dopées à l'yttrium, ce qui correspond à une énergie maximale de $730 \mu\text{J}$ par impulsion en régime nanoseconde avec le type de fibre considéré dans nos simulations. En pratique, les interfaces air/verre sont plus fragiles, à cause des aspérités inhérentes au clivage, un polissage imparfait, ou la présence d'impuretés. Il y a un facteur 2 entre le seuil de dommage de la silice et nos impulsions amplifiées. C'est une marge importante mais nécessaire, compte tenu des effets non-linéaires intenses pouvant être générés dans les fibres [20].

On espère un gain total supérieur à 30 pour l'étage amplificateur fibré. La répartition non uniforme du gain dans la fibre ne nous permet pas de garantir la préservation de la forme temporelle des impulsions. En effet, l'amont du pulse à amplifier bénéficie d'un gain plus fort que l'aval. Ceci est relié à l'abaissement du taux d'inversion de population provoqué par l'amplification du front montant du pulse. Pour évaluer ce phénomène, nous avons simulé l'évolution du taux d'inversion de population et la déformation du profil temporel d'une impulsion, comme illustré par les figures 2.16a et 2.16b ci-dessous.

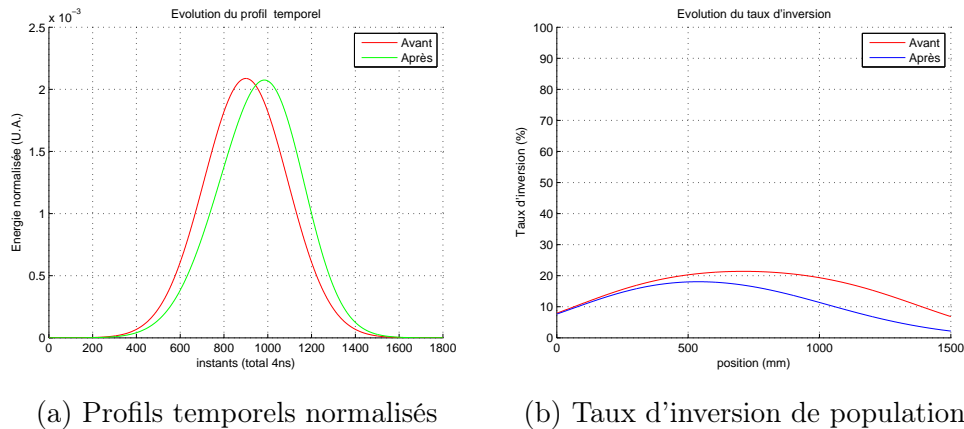


FIGURE 2.16 – Comparaison des profils temporels et du taux d'inversion de population avant et après amplification. Modèle d'Estable. Pompage co-propagatif de 25 W pendant $500 \mu\text{s}$; fibre 25/250 type LMA_YDF_25_250_VIII chez Nufern, longueur : 1,5 m.

Pour simuler la déformation du profil temporel initialement gaussien de

l'impulsion, nous avons échantillonnés dans le temps l'impulsion. Pour chaque partie de l'impulsion, nous avons simulé son amplification dans le système et recalculé les densités de populations restantes avant de simuler l'amplification de la partie suivante. Pour comparer l'impulsion avant et après amplification, la forme temporelle des impulsions est normalisée à 1.

On observe que le front avant de l'impulsion est légèrement plus raide après amplification. Cette déformation cumule un inconvénient et deux avantages. En premier lieu, la puissance crête réellement obtenue est légèrement plus basse que celle que l'on obtiendrait théoriquement sans déformation. On observe également que le pulse amplifié est sensiblement plus large (à mi-hauteur) qu'avant l'amplification. On a donc une impulsion très légèrement étirée ayant une puissance crête plus faible, ce qui repousse le seuil de claquage dans l'air. Fort heureusement, le deuxième étage d'amplification avec son objectif de 10 mJ doit nous placer très au dessus de ce seuil de claquage.

En outre, on note que le front avant de l'impulsion est plus raide. Il s'agit d'un avantage pour l'efficacité du transfert d'énergie vers le plasma, comme nous l'avons évoqué au Chapitre 1. Un autre avantage est que l'abaissement de la puissance crête permet de retarder l'apparition des effets non-linéaires indésirables et d'atténuer leurs conséquences.

Comme le souligne la figure 2.16b, on observe un dépeuplement prononcé du niveau excité seulement à partir du milieu de la fibre amplificatrice. En effet, la densité d'énergie de l'impulsion au début de la fibre est trop faible pour extraire efficacement l'énergie stockée dans la fibre. L'impulsion n'est donc pas déformée dans cette zone de la fibre. À l'inverse, l'extrémité de sortie de la fibre est traversée par une impulsion beaucoup plus énergétique. L'énergie extraite par le front avant de l'impulsion diminue le gain disponible pour la suite et l'effet de déformation temporelle est plus prononcé. La figure 2.17 ci-après illustre l'évolution de la déformation lorsque l'on fait varier la longueur de la fibre amplificatrice de 1 m à 3 m en maintenant la puissance de pompage à 25 W pendant 500 μ s.

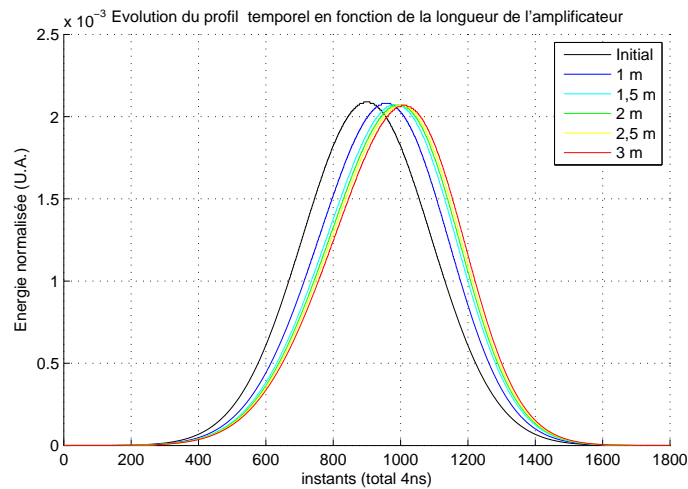


FIGURE 2.17 – Évolution du profil temporel d’une impulsion amplifiée en fonction de la longueur de la fibre amplificatrice. Type 25/250, signal de $10 \mu\text{J}$, pompe de 25 W pendant $500 \mu\text{s}$.

On remarque que la longueur de la fibre influence le degré de déformation des impulsions. En effet, à puissance de pompage fixée, le profil du taux d’inversion de population évolue, notamment parce que l’ASE profite d’une distance plus longue pour dépeupler plus fortement les extrémités de la fibre. La figure 2.16b nous révèle également que le taux d’inversion de population reste élevé après l’amplification. Une grande partie de l’énergie stockée n’a pas été restituée pour l’amplification. La raison principale vient de la faible énergie du signal en entrée de l’amplificateur.

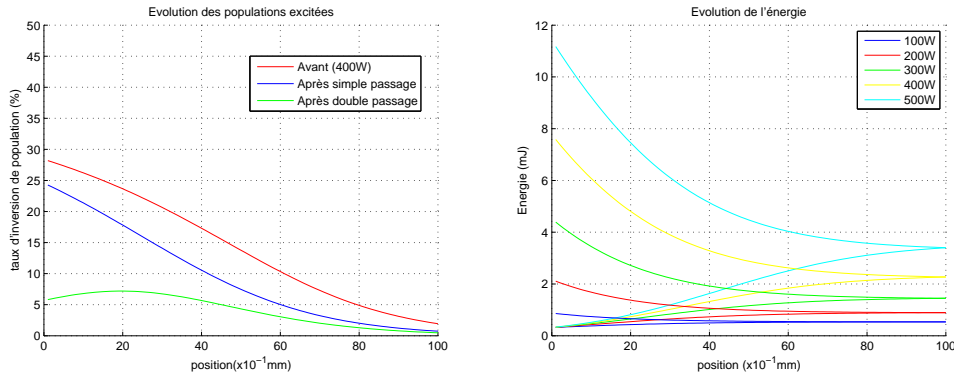
Nous aurions pu améliorer le rendement du premier étage d’amplification au moyen d’un deuxième passage mais nous ne l’avons pas fait pour deux raisons. La première raison est qu’un simple passage est suffisant en théorie pour atteindre les niveaux d’énergie fixés par le cahier des charges. La seconde raison est qu’un double passage complexifie fortement l’architecture de la bougie laser dans son ensemble. Placer l’entrée et la sortie du signal à la même extrémité de la fibre impose soit de renoncer à la fonction de transport de la fibre, soit de placer un dispositif d’injection/éjection du signal dans la zone chaude, ce qui serait trop contraignant dans le cadre de notre application.

2.4.2 Deuxième étage

Le faisceau sortant de la fibre 25/250 diverge fortement, $\theta = 60 \text{ mrad}$ d'après les données constructeur. Il est donc nécessaire de mettre en forme le faisceau avant de l'injecter dans le second amplificateur. Considérant un dispositif compact, même déplié, on estime à 50 cm la distance maximale parcourue par le faisceau signal avant le dispositif de focalisation en bordure de chambre. En assimilant cette distance à la longueur de Rayleigh Z_R , on trouve une largeur de faisceau ω_0 correspondante de 411 μm . Nous avons donc considéré dans les simulations suivantes que le signal s'apparente à un faisceau cylindrique d'1 mm de diamètre, dont l'énergie et la forme temporelle sont données par les simulations précédentes.

Concernant le dimensionnement du deuxième étage amplificateur, nous avons sélectionné le $Nd : YAG$ comme matériau actif. Il existe peu de données sur la spectroscopie du $Nd : YVO_4$ pour des températures élevées et, bien que l'on puisse postuler un comportement similaire au $Nd : YAG$, il faudrait également prendre en compte les effets de l'anisotropie avec la température. L'allumage laser se faisant à faible cadence, il y a peu d'intérêt à utiliser un matériau dont la durée de vie radiative trop courte nécessiterait un système de pompage à très forte brillance, à fortiori onéreux.

Nous avons fixé la durée de pompage à 250 μs , en lien avec la durée de vie radiative. On suppose un milieu cylindrique de 2 mm de diamètre et de 10 mm de longueur, dopé à 0,5%, pompé de manière co-propagative et uniformément. Les figures ci-dessous 2.18 comparent l'évolution du taux d'inversion de population et de l'énergie des impulsions avant et après amplification en utilisant le même modèle que les simulations précédentes. L'hypothèse d'un deuxième passage du signal dans le sens contra-propagatif est également étudiée.



(a) Évolution du taux d'inversion (400 W de pompe)

(b) Évolution de l'énergie pour différentes puissances de pompe

FIGURE 2.18 – Évolution du taux d'inversion et de l'énergie dans le deuxième étage amplificateur. Simple et double passage. Pompage co-propagatif pendant $250 \mu\text{s}$; barreau de Nd :YAG cylindrique, $\phi = 2 \text{ mm}$, $L = 1 \text{ cm}$.

Sur la figure 2.18a, on observe que le taux de dopage du barreau (0,5%) est bien adapté à la puissance de pompe de 400 W, le milieu absorbant la quasi-totalité de l'énergie sur toute la longueur du barreau. Le premier passage extrait 33,3% de l'énergie stockée dans le barreau, dans la zone de recouvrement avec le signal. Le second passage extrait 43,4% de l'énergie restante. Un troisième passage nous permettrait d'extraire un peu plus d'énergie du système, au prix d'une complexification non désirable.

La figure 2.18b nous prouve que l'objectif des 10 mJ par impulsion nécessite une puissance de pompe supérieure à 400 W, compte tenu des hypothèses posées dans nos simulations. La faute en incombe essentiellement au mauvais facteur de recouvrement ($\eta = 25\%$) entre faisceau de pompage et faisceau signal. Utiliser des barreaux de diamètre plus petit, i.e. des fibres cristallines [21], permettrait d'améliorer l'énergie extraite. Toutefois, la réduction de diamètre va de pair avec une fragilisation, ce que nous ne souhaitons pas vu les contraintes mécaniques importantes énumérées au chapitre 1. La principale voie d'amélioration envisagée est donc une mise en forme du faisceau de pompage visant à améliorer le facteur de recouvrement.

Nous avons également simulé la déformation temporelle des impulsions dans le deuxième étage d'amplification. Les résultats obtenus après un double passage pour différentes puissances de pompe sont présentés sur la figure 2.19. On remarque un rétrécissement de la largeur à mi-hauteur et une augmentation de la puissance crête par rapport à un profil gaussien non déformé.

Cette déformation est strictement avantageuse pour notre application.

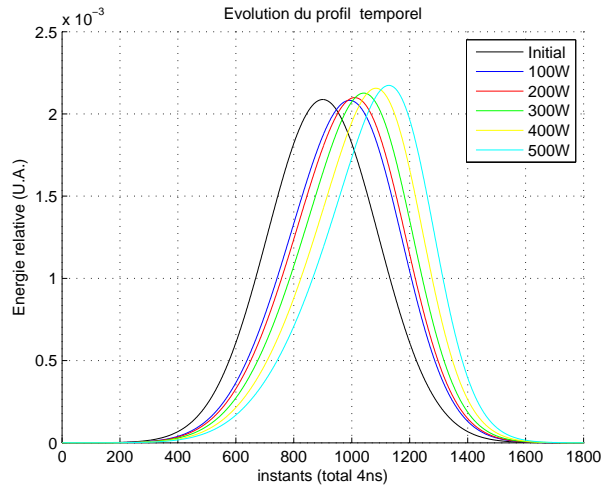


FIGURE 2.19 – Évolution du profil temporel d’une impulsion amplifiée en fonction de la puissance de pompe. Fibre 25/250 de 1,5 m de long, signal de $10 \mu\text{J}$, durée de pompage de $500 \mu\text{s}$.

Contrairement à l’amplificateur fibré, nous ne sommes pas inquiétés par les effets non-linéaires. Bien que l’énergie augmente d’un facteur ~ 30 , le rapport des surfaces augmente d’un facteur ~ 1600 avec la géométrie utilisée dans nos simulations. L’irradiance, paramètre clef de l’apparition d’effets non-linéaires, est donc largement plus faible que dans le premier étage d’amplification. L’augmentation de la puissance crête et le raidissement du front avant de l’impulsion restent favorables à l’obtention du claquage laser et au transfert de l’énergie de l’impulsion vers le plasma.

Bibliographie

- [1] D.E. Mc Cumber ; "*Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra*" ; Physical Review ; vol. 136, pp. 954-957, 1964.
- [2] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper and D.C. Hanna ; "*Ytterbium-doped fiber amplifiers*" ; IEEE Journal of Quantum Electronics ; vol. 33, pp. 1049-1056, 1997.
- [3] L.D. DeLoach, S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, W.F. Krupke ; "*Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped crystals for laser applications*" ; IEEE Journal of Quantum Electronics ; vol. 29 ,pp. 1179-1191, 1993.
- [4] R. Gaume ; "*Relations structures - propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Élaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion*" ; Université Pierre et Marie Curie – Paris VI ; 2002.
- [5] J. Dong, A. Rapaport, M. Bass, F. Szipocs and K. Ueda ; "*Temperature-dependent stimulated emission cross section and concentration quenching in highly doped Nd³⁺ :YAG crystals*" ; Physica status solidi ; vol. 202, pp. 2565-2573, 2005.
- [6] A. Rapaport, S. Zhao, G. Xiao, A. Howard and M. Bass ; "*Temperature Dependence of the 1.06 – μ m Stimulated Emission Cross Section of Neodymium in YAG and in GSGG*" ; Applied Optics ; vol. 41, pp. 7052-7057, 2002.
- [7] Y. Sato and T. Taira ; "*Temperature dependencies of stimulated emission cross section for Nd-doped solid-state laser materials*" ; Optical Materials Express ; vol. 2, pp. 1076-1087, 2012.
- [8] N. Pavel, M. Tsunekane, and T. Taira ; "*Enhancing performances of a passively Q-switched Nd :YAG/Cr(4+) :YAG microlaser with a volume Bragg grating output coupler*" ; Optics Letters ; vol. 35, pp. 1617–1619, 2010.
- [9] M. Pokhrel, N. Ray, A. Kumar and D.K. Sardar ; "*Comparative studies of the spectroscopic properties of Nd³⁺ : YAG nanocrystals, transparent*

- ceramic and single crystal*"; Optical Materials Express; vol. 2, pp. 235-249, 2012.
- [10] G. Turri, H.P. Jenssen, F. Cornacchia, M. Tonelli and M. Bass; "*Temperature-dependent stimulated emission cross section in Nd³⁺:YVO₄ crystals*"; Journal of Optical Society of America B; vol. 26, pp. 2084-2088, 2009.
- [11] X. Delen, F. Balembois and P. Georges; "*Temperature dependence of the emission cross section of Nd:YVO₄ around 1064 nm and consequences on laser operation*"; Journal of Optical Society of America B; vol. 28, pp. 972-976, 2011.
- [12] A.A. Kaminskii; "*Laser Crystals : Their Physics and Properties*"; Springer, 1990.
- [13] A.E. Siegman; "*Lasers*"; Chapitre 6; University Science Books, 1986.
- [14] L. Frantz and J. Nodvik; "*Theory of pulse propagation in a laser amplifier*"; Journal of Applied Physics; vol. 34, pp. 2346-2349, 1963.
- [15] F. Estable; "*Amplification régénérative et multipassage d'impulsions lumineuses dans des milieux solides (yag dope néodyme, alexandrite, saphir dope titane)*"; Université Paris Sud - Paris XI; 1992.
- [16] Y. Jaouen, G. Canat, S. Grot and S. Bordais; "*Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifiers*"; Comptes Rendus Physique; vol. 7, pp. 163-169, 2006.
- [17] J.P. Fève, P.E. Schrader, R.L. Farrow and D.A.V. Kline; "*Limiting effects of four-wave-mixing in high-power pulsed-fiber amplifiers*"; Optics Express; vol. 15, pp. 4647-4662, 2007.
- [18] NKT Photonics; "*Damage threshold of fiber facets*"; Application note V1.0, 2012.
- [19] Y. Ohmori, Y. Sasaki, T. Edahiro; "*Fibre-length dependence of critical power for stimulated Raman scattering*"; Electronics letters; vol. 17, pp. 593-594, 1981.
- [20] A.V. Smith, B.T. Do, G.R. Hadley and R.L. Farrow; "*Optical Damage Limits to Pulse Energy From Fibers*"; IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics; vol. 15, pp. 153-157, 2009.
- [21] I. Martial; "*Systèmes laser pompés par diode à fibres cristallines : oscillateurs Er:YAG, amplificateurs Nd:YAG*"; Université Paris Sud - Paris XI; 2011.

Chapitre 3

Étude et réalisation d'un amplificateur à fibre pour la génération de pulses intenses

3.1 Composants fibrés

Le premier amplificateur à fibre a été développé par Snitzer et al. au début des années 1960 [1]. Très vite, ces amplificateurs ont trouvé des applications, dans les télécommunications par exemple pour renforcer périodiquement les signaux optiques atténués au cours de leur propagation. La montée en puissance et en énergie de ces amplificateurs est nécessaire pour trouver de nouvelles applications scientifiques et industrielles [2, 3, 4, 5, 6]. Les fibres optiques traditionnelles ont vite montré leurs limites. En cause, l'apparition rapide d'effets non-linéaires indésirables.

La figure 3.1 ci-dessous montre les énergies atteintes ces dernières années par différentes équipes, utilisant des fibres à large cœur. On remarque qu'en régime nanoseconde, le milijoule par impulsion est difficilement atteint par Zheng et al. [7] malgré quatre étages d'amplification en cascade.

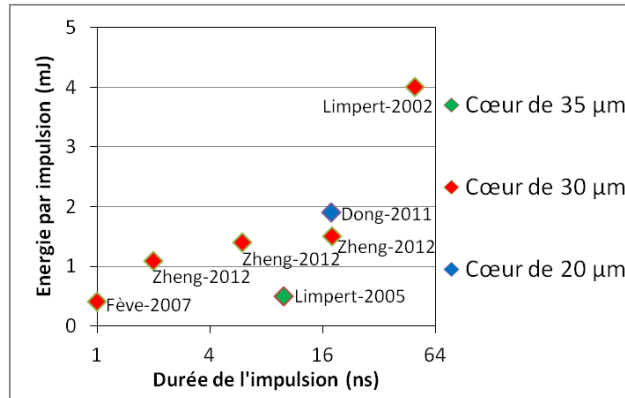


FIGURE 3.1 – Énergies extraites par impulsions dans des amplificateurs fibrés en régime nanoseconde : Lempert-2002 [8], Lempert-2005 [9], Fève-2007 [10], Dong-2011 [4] et Zheng-2012 [7]

Les effets non-linéaires indésirables résultent de la modification de la polarisation des ondes se propageant au cœur de la fibre. La polarisation $P(t)$ induite par le passage d'un champ électrique $E(t)$ dans un matériau diélectrique peut s'écrire :

$$P(\omega) = \sum_i P_\omega^{(i)} = \sum_{i=1}^n \varepsilon_0 \chi_\omega^{(i)} E(\omega)^i, \quad (3.1)$$

avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(i)}$ le tenseur d'ordre i de sa susceptibilité électrique. Les matériaux dits "centro-symétrique" comme la silice, ont la particularité d'avoir tous les coefficients des tenseurs d'ordre pair de leur susceptibilité électrique de valeur nulle. Ce sont les coefficients du tenseur d'ordre 3 qui sont responsables des effets non-linéaires tels que la Diffusion Raman Stimulée (SRS) et la Diffusion Brillouin Stimulée (SBS), le Mélange à Quatre Ondes (FWM), l'absorption à deux photons, etc [11].

Pour retarder l'apparition de ces effets non-linéaires, souvent indésirables, plusieurs solutions ont été utilisées. Citons tout d'abord, bien que nous n'ayons pas retenu cette piste, le cas des Fibres à Cristaux Photoniques (PCF) : également appelées "fibres micro-structurées" ou "fibre à bande interdite photonique", les PCF possèdent des profils d'indice complexes avec

des inclusions de défauts d'indice contrôlés, à des dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. Par exemple, les fibres à cœur creux (hollow-core) sont constituées de micro-canaux d'air (ou de gaz) entourés de silice et permettent de guider l'essentiel du mode dans une zone remplie d'air (ou de gaz). On s'affranchit ainsi des effets non-linéaire associés à la silice pour les remplacer par ceux d'un gaz choisi pour ses caractéristiques non-linéaires.

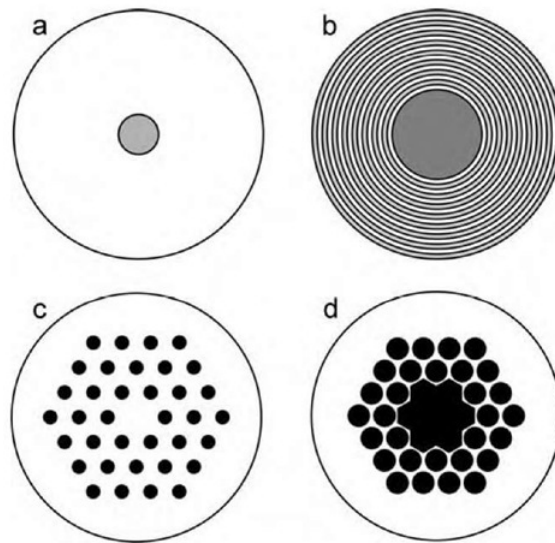


FIGURE 3.2 – (a) Fibre optique standard (b) fibre de Bragg (c) Fibre à coeur creux (d) Fibre en nid d'abeille

L'extrême finesse des micro-structures garantit des propriétés exceptionnelles, mais présente également certains défauts : une sensibilité importante aux processus de soudage, clivage, sertissage ; la difficulté de doper les fibres avec précision, un prix élevé, etc. Surtout, les fibres à bande interdite photonique ont une sensibilité thermique importante, la dilatation de la structure entraînant un décalage des bandes interdites.

L'autre solution pour retarder l'apparition des effets non linéaires est d'augmenter la surface du cœur de la fibre pour réduire l'intensité effectivement guidée. Pour une fibre standard à saut d'indice, de rayon de cœur a , d'indice de cœur n_c et d'indice de gaine n_g , on définit le paramètre V (fréquence normalisée) [12] pour exprimer indirectement le nombre de modes transverses supportés :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} O.N. \quad (3.2)$$

Cette formule souligne que l'accroissement de la surface du mode implique une diminution, inversement proportionnelle, de l'ouverture numérique (O.N.). Le diamètre maximal de ces fibres à large mode (LMA) est en fait limité par la maîtrise du processus de fabrication. Des différences d'indice cœur/gaine aussi faibles que 10^{-4} peuvent être obtenues, correspondant à des fibres monomodes de $100 \mu\text{m}$ de diamètre [13, 14].

Le comportement monomode d'une fibre optique est garanti tant que $V < 2,405$. Au delà de cette valeur, plusieurs modes d'ordre supérieurs peuvent se propager. Néanmoins, Koplow et al. [15] ont montré qu'il était possible de forcer la propagation monomode au sein d'une fibre naturellement multimode en jouant sur la différence de sensibilité à la courbure entre les différents modes. Ceci est particulièrement vrai pour les fibres à très faible ouverture numérique, qui sont très sensibles à la courbure.

Il existe également des fibres dites à double gaine (DC) illustrées par la figure 3.3. Elles sont très utilisées car elles limitent l'échauffement du cœur de la fibre et permettent d'accroître l'intensité de la pompe. Il s'agit en fait de superposer deux guides d'onde dans une seule et même fibre. Un premier cœur de dimensions réduites assure une propagation monomode du signal à amplifier. Une seconde zone d'indice inférieur au premier cœur sert de gaine au signal et de zone de propagation (multimode) pour la pompe. Une troisième zone d'indice inférieur à la seconde sert de gaine pour la pompe. Le facteur de recouvrement entre signal et pompe est relativement faible, mais le dopage du seul premier cœur permet d'assurer que l'essentiel de l'énergie déposée contribue à l'amplification.

Enfin, évoquons les fibres à Maintien de Polarisation (PM). Les contraintes extérieures à la fibre peuvent induire des zones de stress mécanique localisées, introduisant de la biréfringence de manière aléatoire le long de la fibre. Ces défauts peuvent aboutir à la dépolarisation du faisceau entrant. Les fibres PM sont des fibres où la biréfringence est assurée en rompant la symétrie de la fibre. Dans le cas des fibres dites "panda", deux barreaux de contraintes sont insérés de part et d'autre du cœur. La forte biréfringence introduite permet de négliger les sources extérieures de stress et de garantir le maintien de la polarisation d'entrée. Il existe également des fibres polarisantes (PZ) pour lesquelles seule une composante de la polarisation est guidée avec un minimum de pertes.

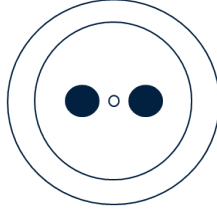


FIGURE 3.3 – Vue en coupe d’une fibre PM à double cœur, base de nos simulations.

Les aspects que nous avons privilégiés dans le choix de la fibre à utiliser sont dans l’ordre d’importance : la robustesse, la qualité modale, le maintien de polarisation puis la surface modale. Les contraintes environnementales de l’amplificateur laser que nous souhaitons développer nous amènent à considérer la robustesse comme le facteur le plus important. La qualité du faisceau est essentielle pour minimiser la taille de la zone de focalisation et réduit ainsi le besoin en énergie pour garantir le claquage (c.f. Chapitre 1). De plus, le maintien d’un degré de polarisation élevé nous permet d’envisager des structures simples pour le deuxième étage d’amplification à passage multiple. Enfin, une surface modale large nous permet de repousser l’apparition des effets non-linéaires.

S’il existe des PCF-LMA-DC-PM qui cumulent à priori tous les avantages, le besoin de robustesse nous a poussé à choisir de travailler avec des fibres pleines. Les fibres à très large mode nécessitent des conditions de courbure et d’injection très précises, que nous ne pouvons garantir dans le cadre de notre application. À l’usage, la 40/200 ne nous a pas donné entière satisfaction. Même si une propagation monomode peut être obtenue, nous avons surtout observé à quel point de faibles vibrations (telles que celles provoquées par la pose d’une tasse de thé sur une table optique) ou une légère courbure peuvent suffire à induire un saut de mode et l’apparition d’un TEM_{10} . Nous avons donc choisi de travailler avec une fibre du type 25/250 (PM). Cette fibre éprouvée est disponible chez plusieurs fabricants : Nufern, Xfiber, CrystalFiber, CorActive...

La table 3.1 ci-après récapitule les principales caractéristiques techniques de la fibre que nous avons sélectionné :

Fournisseur	Nufern
Ouverture numérique (cœur)	0,06
Ouverture numérique (gaine)	0,46
Absorption (cœur @ 1095 nm)	0,015 $dB.m^{-1}$
Absorption (gaine @ 915 nm)	1,7 $dB.m^{-1}$
Biréfringence	2.10^{-4}

TABLE 3.1 – Caractéristiques techniques de la fibre 25/250 utilisée.

Les diodes de pompage à 915 nm d'une puissance de 25 W, telles que définies dans le cahier des charges, sont également disponibles sur catalogues chez de nombreux fournisseurs (Oclaro, Jenoptic, Dilas...). Nous avons utilisé des BMU25 de chez Oclaro, fibrées en 105/125. Ces diodes sont particulièrement sensibles à la température. Il est recommandé de les utiliser à 25°C. Leur fréquence centrale dérivant de 0,3 $nm/°C$, la largeur du pic d'absorption à 915 nm nous permet d'envisager un fonctionnement à $25°C \pm 10°C$. En aucun cas la température ne doit excéder 85°C sous peine de détériorer les diodes de manière irréversible. Il est donc vital de déporter ces diodes loin de la zone chaude. Bien que nous n'envisagions pas de les refroidir, il peut être nécessaire d'asservir leur intensité de commande en fonction de la température pour garantir des performances identiques sur une plage de température importante.

Les diodes fibrées de 25 W sont disponibles sur le marché à un coût modéré. Afin de conserver de la puissance en cas de dégradation d'un composant ou de l'élévation en température à l'extrémité de la fibre, nous avons décidé d'utiliser deux diodes de 25 W en série. La redondance des composants dans cette configuration n'est pas excessivement coûteuse.



FIGURE 3.4 – Diode de pompe fibrée 105/125, 25 W

Le point le plus critique d'un amplificateur tout fibré se trouve être l'injection optimale du signal et de la pompe au sein de la fibre dopée. Combiner un signal issu d'une fibre monomode avec plusieurs fibres multimodes au sein

d'une fibre à double cœur dopée, d'ouverture numérique très faible est une gageure. Pour remplir cette fonction, nous avons utilisé un combineur fourni par ITFLabs.



FIGURE 3.5 – Combineur $6 + 1 \rightarrow 1$ chez ITFLabs

La fabrication d'un combineur est un processus très délicat dont chaque étape nécessite un savoir faire particulier. En premier lieu, il faut adapter le mode entre la fibre d'entrée et la fibre de sortie. Un adaptateur de mode est un ensemble composé de deux fibres de taille de cœur et/ou d'ouverture numérique différente(s) soudées entre elles. Afin d'obtenir de faibles pertes au niveau de la soudure, il est nécessaire de faire coïncider leur ouverture numérique. De plus, le diamètre du cœur de la fibre d'entrée doit être inférieur ou égal à celui de la fibre de sortie. Pour ce faire, on étire les fibres tout en les chauffant, réduisant leur taille par le même procédé qui a servi à leur fabrication. Les fibres obtenues sont alors soudées.

La réduction du diamètre des fibres est une opération particulièrement exigeante, car elle fragilise les fibres. Une fois soudées et entourées d'un polymère photo-durcissant, l'adaptateur de mode devient relativement solide et fiable. Néanmoins, toutes les étapes de sa construction nécessitent un savoir-faire important, précision, rigueur et patience. La base de la réalisation de composants fibrés est notamment liée à la maîtrise du clivage des fibres : un défaut sur l'angle du clivage pouvant aboutir à un décalage des fibres au moment de la soudure. Par ailleurs, une impureté sur une face de fibre peut se retrouver piégée dans la soudure et agir comme un absorbant. Les défauts de transmission à la soudure se traduisent par une dissipation thermique, et un échauffement local au sein même de la zone de fragilité du composant. La dissipation de la puissance absorbée par de tels défauts se traduit généralement par la rupture du composant.

S'agissant du combineur que nous avons utilisé, il dispose en sortie d'une fibre PM 25/250 adaptée à une PM980 (5/125) en entrée. Six fibres 105/125 sont disposées en hexagone autour de la PM980 afin d'assurer le centrage de

la fibre signal. L'ensemble est entubé puis soudé à très haute température contre la fibre de sortie. Ce type de combineur est souvent référencé comme $(6 + 1 \rightarrow 1)$ et selon le nombre de canaux d'entrée nécessaire ou le type de fibre désiré, on trouve également sur le marché des $(2 + 1 \rightarrow 1)$ avec un choix de fibres LMA de différents diamètres en entrée comme en sortie.

Le diamètre des cœurs, l'ouverture numérique et l'alignement des barreaux de contrainte doivent coïncider pour assurer une transmission monomode, le maintien de la polarisation avec des pertes inférieures à 0,5 dB. Sur les six canaux d'entrée, nous avons sélectionné ceux offrant le moins de perte d'insertion et les avons soudés aux diodes fibrées. Les canaux restants peuvent être utilisés pour surveiller les réflexions vers l'arrière, le taux d'ASE, etc.

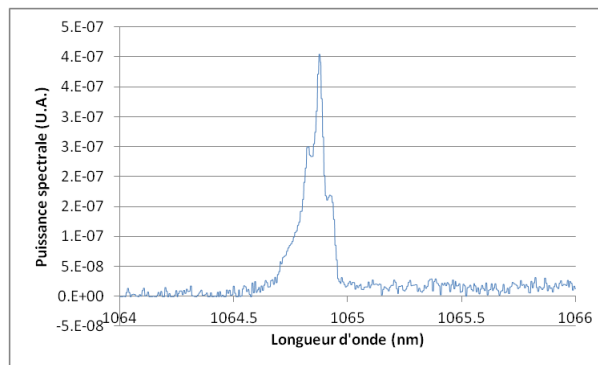
Le dernier composant de notre amplificateur est un embout (endcap). Il s'agit d'ajouter à l'extrémité de la fibre, là où l'intensité du signal sera maximale, une partie non-guidante dans laquelle le faisceau diverge. Ainsi, l'intensité à l'interface verre/air est fortement réduite, limitant le risque d'endommagement. De plus, en clivant l'extrémité de cet embout avec un angle d'environ 8° , on évite que les pertes par réflexion à l'interface air/verre ne soient réinjectées dans l'amplificateur fibré.

3.2 Fabrication

Pour injecter cet amplificateur à fibre, nous avons opté pour l'utilisation d'un microlaser. Le modèle choisi est le DSS-1064-Q2 de la société CryLas, dont les impulsions peuvent être déclenchées électroniquement. Il fournit des impulsions dont les caractéristiques sont les suivantes :

- Largeur temporelle : 1,3 ns
- TEM_{00}
- Divergence < 3 mrad
- Diamètre $500 \pm 100 \mu m$
- $20 \mu J$ par impulsion à 10 kHz
- Polarisation rectiligne : 100 :1
- Taux de répétition : 10 KHz maximum
- Domaine d'utilisation : de $18^{\circ}C$ à $38^{\circ}C$

On remarque que le domaine d'utilisation est assez étroit, similaire à celui des diodes à 915 nm. Il sera donc essentiel de localiser ces deux composants dans un boîtier thermalisé, fortement éloigné de la zone moteur. Nous avons choisi d'injecter directement les impulsions fournies par ce système dans l'amplificateur à fibre. Pour ce faire, il est nécessaire de disposer d'un système d'injection adapté.



(a) Photographie du microlaser

(b) Spectre en sortie du microlaser

FIGURE 3.6 – Microlaser DSS-1064-Q-2, société CryLas. Image et spectre.

Nous avons sélectionné un coupleur de la marque Schäfter-Kirchhoff. Il dispose en sortie d'un connecteur FC/APC dans lequel nous venons fixer une fibre type PM980. Ce système compact dispose de l'ensemble des degrés de liberté nécessaires pour assurer l'injection des impulsions dans une

fibre, et d'un système de verrouillage pour bloquer l'ensemble des paramètres de réglage. Ce dispositif est directement fixé via une bague sur le boîtier du microlaser. La rotation du coupleur dans la bague permet de contrôler l'orientation de la polarisation des impulsions par rapport aux axes de la fibre dans laquelle on les injecte.

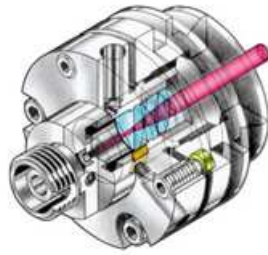


FIGURE 3.7 – Coupler 60-AMS par Schäfter-Kirchhoff

Lors de la réalisation de l'amplificateur à fibre, toutes les opérations de clivage ont été effectuées avec une cliveuse LDC-400 de la société Vytran. Les opérations d'étirement, de soudure, de visualisation et de contrôle ont été effectuées avec une GPX-3000 de la société Vytran également. Ces deux machines ont été mises à disposition par ALPhANOV.

3.3 Principe de fonctionnement

Le schéma de principe du pré-amplificateur que nous avons conçu est schématisé ci-dessous :

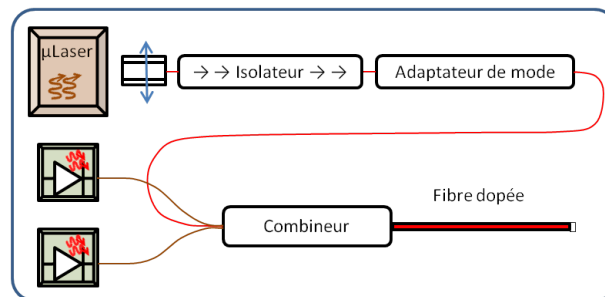


FIGURE 3.8 – Schéma de l'amplificateur à fibre

La figure 3.9 ci-après est une photographie d'un des prototypes réalisés. On distingue en haut la carte électronique contrôlant les diodes de pompage en mode pulsé. Dessous sont regroupés de manière compacte les composants fibrés illustrés sur la figure 3.10. La taille du boîtier (26x17x9 cm) est fixée par les enrouleurs de fibre (en noir) qui préservent les fibres d'une courbure trop importante.

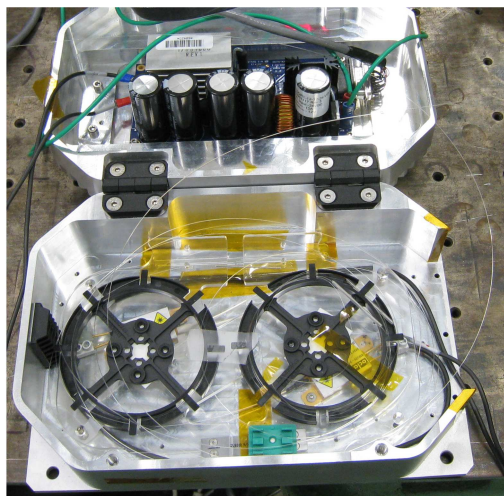


FIGURE 3.9 – Photographie du prototype

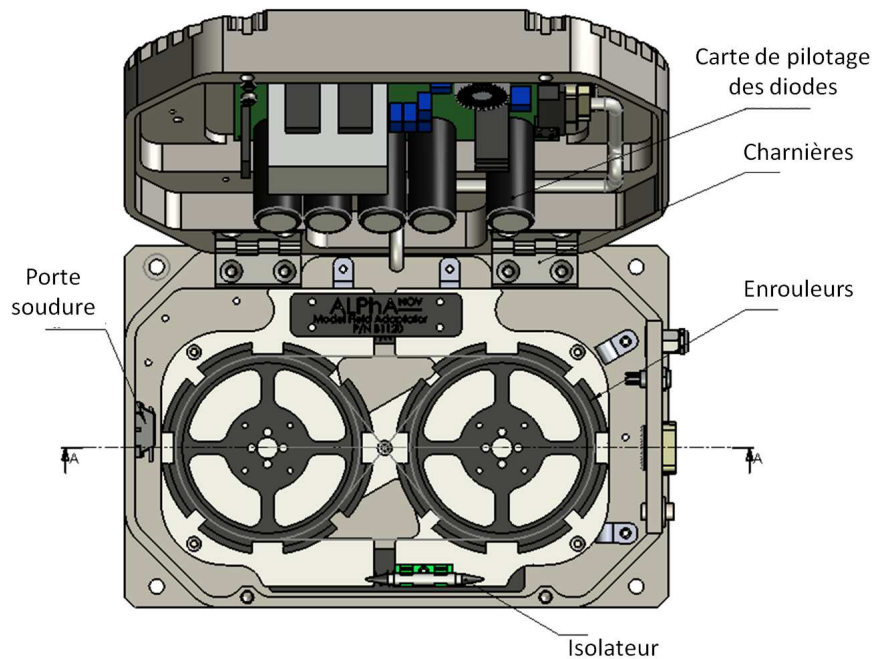


FIGURE 3.10 – Modélisation SolidWorks du prototype

Le boîtier a été réalisé par la société NOVALASE avant la transition vers NEXEYA SYSTEMS. Il répond au cahier des charges défini en partenariat avec ALPhANOV concernant un dispositif robuste et d'encombrement réduit capable d'être installé sur divers bancs d'essais.

Afin de commander nos diodes en courant, nous avons utilisé une carte électronique spécifique. Commandée par des impulsions TTL, elle délivre des créneaux de courant d'une valeur maximale de 12 A sous une tension de 12 V pendant une durée maximale de 2 ms. Comme nous avons choisi de travailler à une cadence de 10 Hz, ceci implique que les diodes ne dissiperont pas plus d'1,5 W même en limite d'utilisation. Une pâte thermique placée sur le boîtier des diodes assure le transfert de cette énergie vers le boîtier en aluminium du prototype. Les caractéristiques des diodes sont présentées sur la figure 3.11 ci-dessous :

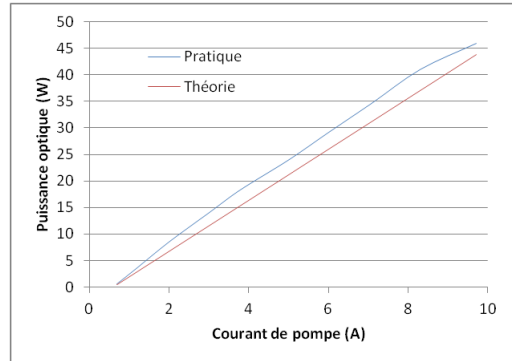


FIGURE 3.11 – Caractéristique courant-puissance de 2 diodes 25 W OclaroBMU25

La puissance des diodes a été mesurée avant et après les expériences sans que l'on dénote de changement. On considérera que la puissance de pompe déposée pendant l'expérience est linéaire et respecte la loi suivante :

$$P_{pompe}(W) = 5,11 I_{commande} - 1,88 \quad (SSI \ I_{commande} > I_{seuil}) \quad (3.3)$$

Nous avons caractérisé le fonctionnement de notre amplificateur à fibre en faisant varier de nombreux paramètres. Ces résultats sont présentés par la suite.

3.3.1 Étude de l'impact de la durée de pompage

Pour une puissance de pompe donnée, si l'on augmente la durée du dépôt d'énergie, on s'attend à observer une augmentation de l'énergie extraite à proportion de l'énergie stockée.

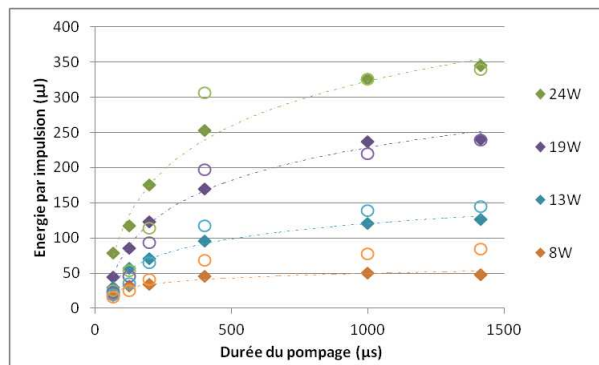


FIGURE 3.12 – Énergie par impulsion mesurées en fonction de la durée du pompage à puissance fixée (expériences : \diamond , simulations : \circ).

Sur la figure 3.12, on observe un accord relatif entre les résultats expérimentaux et nos simulations. A basse puissance de pompe, nos simulations prédisent des énergies extraites sensiblement plus grandes que celles mesurées en réalité. Nous pensons que ceci est imputable à notre sous-estimation de l'ASE. A contrario, les simulations concernant les fortes puissances de pompe donnent des résultats sensiblement inférieurs aux mesures. Deux phénomènes peuvent rendre compte de ces différences :

- Premièrement, nous avons séparé le signal de l'ASE au moyen d'un réseau. Les composantes spectrales de l'ASE proches de la longueur d'onde du signal sont donc mesurées avec le signal. Ceci explique en partie pourquoi, lorsque la durée du pompage augmente, le décalage avec les simulations augmente également.
- Deuxièmement, nos diodes ne sont pas calées en fréquence. Les courants imposés aux diodes de pompe induisent leur échauffement, ce qui se traduit par un décalage de leur fréquence centrale d'émission. Bien que spécifiées à 915 nm à 20°C, nos diodes sont en réalité calées à 906 nm. Ainsi, l'augmentation de la puissance de pompe et de la durée du pompage rapproche la longueur d'onde d'émission des diodes du pic d'absorption de l'ion ytterbium, ce qui se traduit par une augmentation de l'efficacité de l'amplificateur.

Nos simulations prédisent une saturation de l'énergie extraite à partir de 400 μ s de pompage. L'évolution constatée de l'efficacité du pompage en fonction de sa durée nous montre une saturation plus tardive. Nous l'expliquons également par le décalage en fréquence des diodes. Aux fortes puissances, l'échauffement progressif des diodes approche progressivement leur fréquence centrale d'émission du pic d'absorption.

Au delà de 35 W de pompe et pour les durées de pompages supérieures à la milliseconde, nous avons enregistré la détérioration irrémédiable du système (casse de la fibre). On remarque que le seuil des 300 μ J par impulsion est largement dépassé. Néanmoins, avant de continuer, il est nécessaire de caractériser la densité spectrale d'énergie de l'impulsion afin de vérifier que 300 μ J au moins sont bien localisées autour de 1064 nm, c'est à dire dans la bande de gain du deuxième étage amplificateur.

3.3.2 Étude préliminaire du spectre

A l'aide d'un prisme à coin, nous avons prélevé une partie du faisceau de sortie du pré-amplificateur à fibre. Le faisceau transmis était envoyé vers un puissancemètre tandis que le faisceau réfléchi était injecté dans un spectromètre.

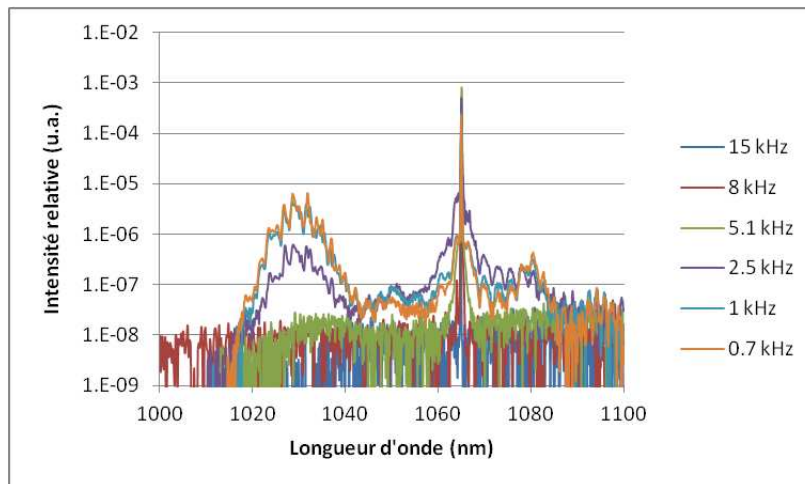


FIGURE 3.13 – Spectre enregistré à la sortie de l'amplificateur en fonction de la cadence, 35 W de pompe

Sur la figure 3.13 ci-dessus, on remarque une large bande d'émission autour de 1030 nm. Cette bande, associée à l'ASE, est centrée sur le maximum de la bande de gain de l'ion ytterbium dans du verre, correspondant à la valeur maximale de la section efficace d'émission de ce matériau. L'énergie associée à l'ASE s'accroît avec la durée du pompage. Ainsi, lorsque le taux d'inversion de population tend vers son point d'équilibre (après une certaine durée de pompage supérieure à la durée de vie radiative de l'état métastable), la contribution de l'ASE aux pertes se stabilise et devient le processus majoritaire qui dissipe quasiment toute l'énergie supplémentaire apportée par le pompage. C'est l'ASE qui limite le gain maximal de l'amplificateur pour des durées de pompage élevées.

Ce phénomène est néfaste à plus d'un titre : abaissement de l'efficacité de l'amplification à 1064 nm par dépeuplement, risque de retours importants vers l'arrière... En effet, avec un pompage co-propagatif, le gain est plus fort vers l'arrière que vers l'avant à cause de l'atténuation du faisceau pompe au cours de sa propagation dans la fibre dopée. Ceci entraîne donc des risques

d'endommagement de la fibre et des composants situés en amont.

On remarque également la présence d'un pic autour de 1080 nm. D'autres pics, qui ne sont pas représentés sur la figure 3.13, ont été observés à des longueurs d'onde dans le domaine du visible. Nous discuterons de l'origine de ces pics au chapitre 5.

En intégrant ces spectres expérimentaux, nous avons pu déterminer la part d'énergie réellement amplifiée à 1064 nm en fonction de la durée de la phase de pompage :

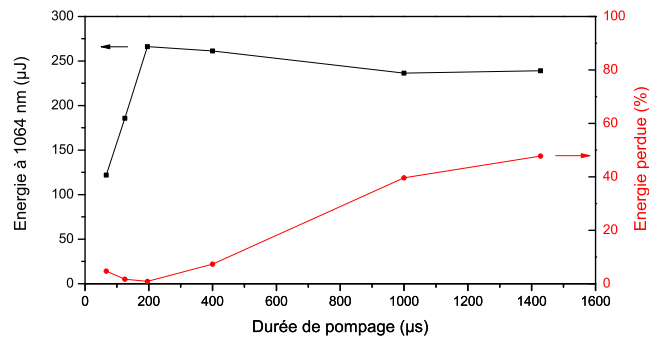


FIGURE 3.14 – Énergie localisée à $1064 \text{ nm} \pm 2 \text{ nm}$ (à gauche) et part d'énergie perdue par l'ASE co-propagative en % (à droite) en fonction de la durée du pompage (20 W).

Dans cet exemple, on remarque que que la part d'énergie perdue en ASE (vers l'avant) autour de 1030 nm augmente significativement avec la durée du pompage jusqu'à atteindre $\sim 50\%$ de l'énergie extraite. Il faut noter que la même quantité d'énergie circule dans le sens contra-propagatif. Pour les caractéristiques de notre amplificateur fibré, on remarque qu'une durée de pompage comprise entre $200 \mu s$ et $500 \mu s$ permet d'optimiser l'énergie extraite tout en limitant fortement l'amplitude de l'ASE. Nous avons noté qu'en limitant l'ASE, on limite également l'échauffement des composants fibrés en amont de la fibre dopée comme l'isolateur qui s'est révélé particulièrement sensible.

3.3.3 Étude du mode

Afin de mesurer la qualité du mode en sortie de l'amplificateur fibré, nous avons isolé au moyen d'une lame de prélèvement, une partie du faisceau am-

plifié et collimaté. Malgré la forte atténuation due à la lame, plusieurs densités optiques ont du être adaptées sur le détecteur pour éviter sa saturation. Ces mesures ont été effectuées avec une caméra WinCamD de le société Data-Ray Inc. La figure 3.15 est issue du logiciel DataRay fourni avec cette caméra.

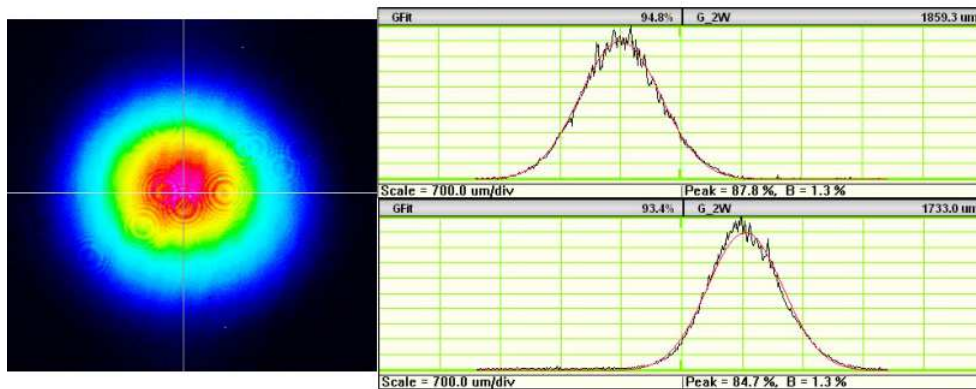


FIGURE 3.15 – Mode en sortie de l’amplificateur. Champ lointain. Profil d’intensité selon deux axes superposés à des gaussiennes

On remarque l’excellente qualité modale du faisceau amplifié. Les profils radiaux d’intensité sont très bien corrélés par des fonctions gaussiennes. Même si ces mesures ne remplacent pas une mesure directe du paramètre M^2 du faisceau, elles soulignent que l’hypothèse du profil d’intensité gaussien supposé lors de nos simulations est justifiée.

3.3.4 Comparaison 1030 nm // 1064 nm

Nous avons remplacé le microlaser à 1064 nm par une source compacte à 1030 nm, le AltLAS-C10 distribué par la société Altechna. Ses caractéristiques sont listées ci-dessous :

- Largeur temporelle : 1,5 ns
- TEM_{00} ; $M^2 < 1,2$
- 25 μ J par impulsion à 10 kHz
- Polarisation rectiligne : 30 :1
- Taux de répétition : 10 KHz maximum

– Domaine d'utilisation : de 15°C à 30°C

Les similitudes entre les sources lasers nous permettent de comparer le rendement de l'amplificateur fibré aux deux longueurs d'onde différentes. L'intérêt de fonctionner à 1030 nm est de se placer au maximum local de la section efficace d'émission de l'ion Ytterbium trivalent, c'est-à-dire au maximum de la bande de gain. On retrouve sur la figure 3.16 l'évolution de l'énergie en sortie d'amplificateur en fonction de la longueur d'onde du signal. Nous avons mesuré l'ASE autour de 1030 nm à la sortie de l'amplificateur lors des mesures à 1064 nm et supposé qu'à durée et puissance de pompage égales, une part identique d'ASE viendrait se superposer à notre signal à 1030 nm et nécessiterait d'être soustraite.

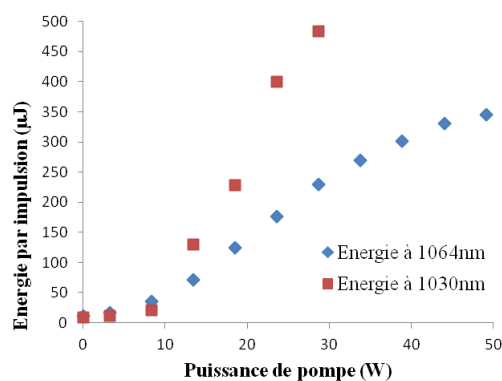


FIGURE 3.16 – Micro-laser AltLas distribué par Altechna : 1030 nm ; 25 μ J ; 1,5 ns.

La figure 3.16 montre bien qu'à 1030 nm, on a une augmentation quasi-linéaire de l'énergie des impulsions avec la puissance de pompe. En régime linéaire, l'efficacité optique de cet amplificateur est $\sim 8\%$ à 1064 nm et $\sim 16\%$ à 1030 nm. Cette valeur reste relativement faible pour un amplificateur à fibre. Ceci résulte de nos choix concernant la longueur d'onde de pompage. En effet, la section efficace d'absorption est huit fois plus grande à 976 nm qu'à 915 nm par exemple.

Malgré son efficacité relativement faible, le gain à 1030 nm est tel qu'au delà de 30 W de pompe, la fibre casse systématiquement. La cassure est reproductible, le point de rupture se situant à environ 1,2 m dans la fibre active. Nous avons noté que le maintien en fonctionnement du pompage, suite à la détérioration, résulte en une propagation vers l'arrière de la rupture à

une vitesse d'environ 20 cm/s. Il est donc crucial de surveiller l'apparition de ce genre de défaut qui peut endommager une grande longueur de fibre. Seul l'arrêt des diodes de pompage permet de stopper la propagation du défaut et d'empêcher la destruction des éléments situés en amont de la fibre dopée.

3.3.5 Étude de la polarisation

Comme nous le verrons par la suite, pour simplifier la conception du deuxième étage d'amplification il est également important de conserver un bon état de polarisation des impulsions. Nous avons donc mesuré la variation du taux de polarisation entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur laser. On définit ce taux de polarisation comme le maximum d'intensité transmise selon un état de polarisation, rapporté à l'intensité transmise pour la polarisation orthogonale à ce maximum.

À l'aide d'une lame demi-onde suivie d'un polariseur, nous avons pu mesurer un taux de polarisation de 87 pour 1 en ce qui concerne le microlaser. Les données constructeurs indiquent un taux de polarisation de 100 pour 1. L'erreur reportée ici provient essentiellement de la mesure du minimum de transmission.

Nous avons mesuré le taux de polarisation d'impulsions d'énergie arbitrairement choisies à 200 μJ . Afin d'isoler le signal des autres émissions, nous avons utilisé un réseau, pour lequel nous avons caractérisé la réflectivité en fonction de la polarisation. En prenant en compte cette variation de réflectivité, nous avons calculé un taux de polarisation de 7 pour 1.

Pour comprendre l'origine de cette dégradation, il faut revenir sur la définition de composant à maintien de polarisation. Il s'agit de garantir la conservation d'un état de polarisation entrant, en injectant une polarisation rectiligne selon un axe neutre du matériau. Le transfert d'énergie d'un état de polarisation vers l'autre s'apparente au couplage croisé et est rendu inefficace car les constantes de propagations ne sont pas égales pour les 2 axes.

Dans notre amplificateur, la totalité des composants est à maintien de polarisation, et le plus grand soin a été pris de les souder entre eux en respectant l'alignement des axes neutres. En cas d'un désalignement entre les axes d'un angle α , une partie de l'énergie proportionnelle à $\cos(\alpha)^2$ est projetée sur l'autre axe neutre. Malgré nos précautions, un désalignement d'environ 5° par soudure est envisageable. Le cumul des dépolarisations provenant d'un décalage à l'injection, ou d'une des 4 soudures effectuées lors de la construction

de notre amplificateur fibré peuvent être responsable d'un transfert d'énergie de 4% de l'état de polarisation initial vers l'état orthogonal, ce qui suffit à faire baisser le taux de polarisation à ~ 19 pour 1 et explique en partie la dégradation constatée.

3.4 Application au cahier des charges

L'orientation de la polarisation du signal dans la fibre s'est révélée être le point le plus important pour améliorer l'amplificateur à 1064 nm. En effet, selon l'orientation de la polarisation du signal par rapport aux axes neutres de la fibre, nous avons pu contrôler l'apparition de lobes symétriques autour de 1064 nm. Le contrôle de la polarisation en entrée est donc essentielle pour limiter le transfert d'énergie vers ces lobes parasites. Le spectre ci-dessous correspond à une injection du signal selon l'axe rapide de la fibre.

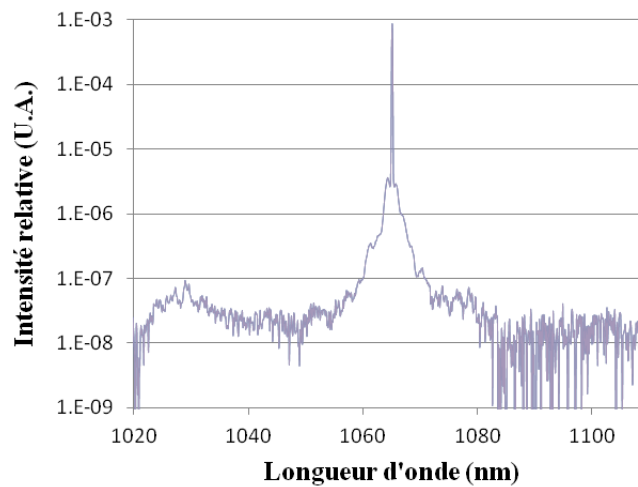


FIGURE 3.17 – Énergie extraite de l'amplificateur, par impulsion. Durée de pompage : 200 μs .

Ce spectre a été obtenu avec des impulsions de 350 μJ à 1064 nm. Avec un contraste de 40 dB entre le signal et l'ASE, il s'agit de la meilleure configuration trouvée expérimentalement. L'augmentation de la puissance de pompe au delà du point de fonctionnement montré sur la figure 3.17 se traduit par une dégradation du spectre des impulsions. L'énergie supplémentaire apportée est transférée vers des lobes parasites qui réduisent les performances

voulues. On note également l'élargissement de la base du signal autour de 1064 nm, à -25 dB du pic. Nous attribuons cet élargissement à de l'auto-modulation de phase [17].

En conclusion, nous avons réussi à obtenir plus de 300 μJ par impulsion à 1064 nm sans générer d'effets non-linéaires, et en conservant la qualité modale. Le maximum expérimental se situe à 350 μJ , reproductibles sans dégradation tant que la propreté de l'état de surface de l'embout est garantie. Il a été possible d'obtenir une cinquantaine de microjoules supplémentaires dans cette configuration au moyen d'une forte augmentation de la puissance de pompage mais l'amplificateur cesse alors de se comporter linéairement et le rendement décroît fortement, jusqu'à la destruction éventuelle du système.

Dans le cas d'une injection selon l'axe lent, le maximum d'énergie obtenue à 1064 nm est de 250 μJ . La génération d'effets non-linéaires est un signe avant-coureur des limitations de notre amplificateur. Nous n'avons jamais constaté de dégradation de la qualité modale à 1064 nm, même en régime non-linéaire.

Bibliographie

- [1] E. Snitzer and J. Koester; "*Amplification in a Fiber Laser*"; Applied Optics; vol. 3, pp. 1182-1186, 1964.
- [2] T. Khu Vu; "*High power nanosecond pulsed fiber laser amplifiers*"; Optoelectronics Research Centre; Southampton University; 2008.
- [3] W. Cheng, H. Zhang, M. Liu, C. Zheng, P. Yan and M. Gong; "*A 12 mJ 11 ns spectrally narrow fiber amplifier with a pulsed pump*"; Journal of Optics; vol. 13, pp. 1-4, 2011.
- [4] Z.Y. Dong, S.Z. Zou, Z.H. Han, H.J. Yu, L. Sun, W. Hou, X.C. Lin and J.M. Li; "*High power, high energy nanosecond pulsed fiber amplifier with a 20-um-core fiber*"; Laser Physics; vol. 21, pp. 536-539, 2011.
- [5] Y. Wang; "*Optimization of Pulse Amplification in Ytterbium-Doped Double-Clad Fiber Amplifiers*"; Journal of Lightwave Technology; vol. 23, pp. 2139-2147, 2005.
- [6] J. Yun, C. Gao, S. Zhu, C. Sun and L. Dong; "*Optimization of the high repetition rate all-fiber two-stage ytterbium-doped fiber amplifier*"; Proceedings of SPIE; vol. 8198, 2011.
- [7] C. Zheng, H.T. Zhang, W.Y. Cheng, M. Liu, P. Yan, and M. Gong; "*All-fiber 30 μm core diameter Yb-doped pulse-pumped amplifier cascade generating 10 nm-bandwidth 545 kW peak power pulses*"; Laser Physics Letters; vol. 9, pp. 451-455, 2012.
- [8] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke and H. Voelckel; "*100 W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier*"; Applied Physics B; vol. 75, pp. 477-479, 2002.
- [9] J. Limpert, N. Deguil-Robin, S. Petit, I. Manek-Hönninger, F. Salin, P. Rigail, C. Hönninger and E. Mottay; "*High power Q-switched Yb-doped photonic crystal fiber laser producing sub-10 ns pulses*"; Applied Physics B; vol. 81, pp. 19-21, 2005.
- [10] J.P. Fève, P.E. Schrader, L. Farrow and D.A.V. Kliner; "*Four-wave mixing in nanosecond pulsed fiber amplifiers*"; Optics Express; vol. 15, pp. 4647-4662, 2007.

- [11] M. Joffre; "*Optique non-linéaire en régime continu et femtoseconde*"; Il s'agit d'un cours (très bien fait) disponible en ligne et non d'une publication officielle : ai-je le droit de le citer?.
- [12] A.W. Snyder and J.D. Love; "*Optical Waveguide Theory*"; Chapman and Hall, London, 1983.
- [13] M. Napierala, T. Nasilowski, E. Beres-Pawlik, F. Berghmans, J. Wojcik and H. Thienpont; "*Extremely large-mode-area photonic crystal fibre with low bending loss*"; Optics Express; vol. 15, pp. 15408-15418, 2010.
- [14] P. Russell; "*Photonic-Crystal Fibers*"; Journal of Lightwave Technology; vol. 24, pp. 4729-4749, 2006.
- [15] J.P. Koplow, D.A.V. Kliner and L. Glodber; "*Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*"; Optics Letters; vol. 25, pp. 442-444, 2000.
- [16] R. Paschotta, J. Nilsson, P.R. Barber, J.E. Caplen, A.C. Tropper and D.C. Hanna; "*Lifetime quenching in Yb-doped fibres*"; Optics Communications; vol. 136, pp. 375-378, 1997.
- [17] A. Kuznetsov, E. Podivilov and S. Babin; "*Spectral broadening of incoherent nanosecond pulses in a fiber amplifier*"; Journal of the Optical Society of America B; vol. 29, pp. 1231-1236, 2012.

Chapitre 4

Étude et réalisation du deuxième étage d'amplification

Nous avons montré au Chapitre 2 que le Nd :YAG est le matériau réunissant le plus des qualités nécessaires à notre application d'allumage laser : fortes sections efficaces, faible sensibilité thermique, réfringence isotrope... Ce matériau a été fort utilisé depuis les années 1970, dans de nombreuses configurations différentes. Nous limiterons notre étude bibliographique aux systèmes fonctionnant en régime impulsionnel. Nous verrons dans un premier temps quelques types d'amplificateurs et quelles limites nous sont imposées dans le cadre de notre application.

Par la suite, nous décrirons les éléments utilisés lors de la réalisation de deux amplificateurs dont nous comparerons les performances.

4.1 État de l'art des amplificateurs

En 1980, Murray et al. [1] ont proposé un modèle d'amplificateur régénératif. Ce dispositif illustré sur la figure 4.1 ci-dessous nécessite de contrôler l'ouverture/fermeture d'une cavité au moyen d'un modulateur acousto-optique ou électro-optique par exemple. Il est alors possible d'injecter un signal de faible énergie dans la cavité et de l'en extraire après un nombre de passage arbitraire. Ce type d'amplificateur est toujours très utilisé, notamment pour l'amplification d'impulsions femtosecondes ou picosecondes de très faible énergie.

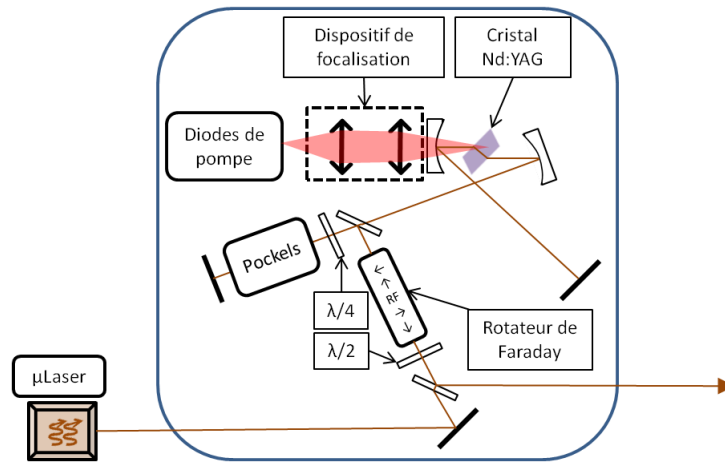


FIGURE 4.1 – Schéma de principe d'un amplificateur régénératif. Le déclenchement de la cellule de Pockels piège ou libère l'impulsion.

Venturo et al. [2] ont obtenus, avec des impulsions de ~ 30 ps à 1064 nm, plus de 6 mJ par impulsion à une cadence de répétition de 20 Hz. Les amplificateurs régénératifs démontrent beaucoup de gain grâce au très grand nombre de passage de l'impulsion dans le milieu actif, mais sont intrinsèquement limités en énergie par la fragilité des composants actifs qui viennent ouvrir ou fermer la cavité. Outre le fait que la compacité d'un tel système n'est pas idéale pour une application embarquée, c'est surtout la sensibilité thermique des éléments comme la cellule de Pockels qui rend impossible son utilisation à proximité de la turbine.

L'effet Pockels se manifeste dans certains matériaux par une modification de la biréfringence suite à l'application d'un champ électrique, généralement de plusieurs kilovolts. Or la constante électro-optique augmente exponentiellement avec la température [3]. La tension nécessaire pour observer le même effet augmente de la même manière et la limite est fixée par la tension de claquage de la cellule. Il est déconseillé de les utiliser au delà de 50°C .

L'utilisation d'éléments actifs n'est pas envisageable pour notre application du fait des contraintes thermiques. Sans possibilité de contrôler l'ouverture/fermeture d'une cavité, il devient nécessaire d'amplifier hors-cavité. Le nombre de passages dans le milieu actif est alors limité par l'architecture de l'amplificateur. La technologie des disques minces se prête particulièrement bien à de multiples passages [4] :

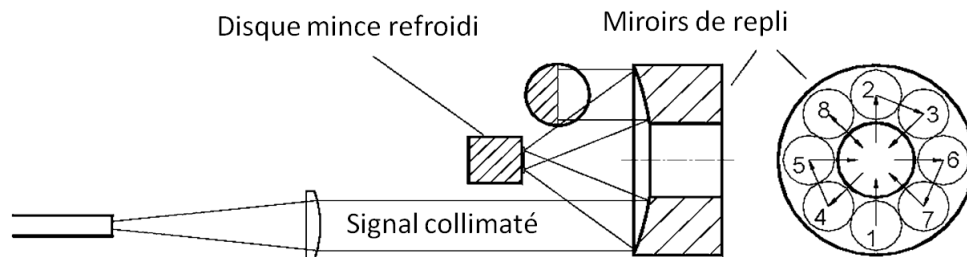


FIGURE 4.2 – Schéma de principe d'un amplificateur à disque mince à passages multiples.

On remarque sur la figure 4.2 un dispositif ingénieux en forme de couronne. Au centre, l'onde pompe viennent déposer son énergie dans le disque mince tandis que le signal est réfléchi par plusieurs miroirs disposé en corolle. Les disques minces permettent de réaliser des amplificateurs de plusieurs kilowatts en conservant un degré de polarisation élevé et une qualité de faisceau optimale [5, 6].

La finesse du disque traversé est un inconvénient en terme d'amplification car le gain individuel d'un seul passage est limité. Il est nécessaire de multiplier les passages pour extraire efficacement l'énergie. En revanche, il est possible d'accoler le disque à un dispositif de dissipation thermique performant. L'extraction de la chaleur se faisant longitudinalement, l'effet de lentille thermique est moins prononcés que pour les systèmes refroidis radialement comme les barreaux. De plus, le rapport entre la surface du disque et le volume à refroidir est très grand ce qui facilite l'extraction de la chaleur.

Ceci explique pourquoi les dispositifs à base de disque mince sont parmi les plus performants du marché des amplificateurs solides, en ce qui concerne la puissance extraite. La gestion de la thermique permet d'utiliser des matériaux comme l'Yb :YAG [7] ou l'Yb :LuAg [8] qui ont un faible défaut quantique et de maintenir leur performances, malgré l'absorption de fortes puissances de pompe.

Notre application est particulière dans la mesure ou l'élévation de température dans le milieu est due principalement à une élévation de la température ambiante et non à un échauffement localisé du milieu amplificateur. Bien que gênés par l'élévation de température, nous ne pouvons pas la combattre en l'absence de source froide. Les disques minces ne sont donc pas appropriés à notre application, leur principal intérêt résidant dans une gestion active des effets thermiques. Pour atteindre une valeur de gain donnée, un milieu

amplificateur plus long nécessitera moins de passages qu'un disque mince, ce qui va dans le sens d'une architecture simplifiée, plus robuste et moins coûteuse.

La fibre cristalline illustrée sur la figure 4.3 ci-dessous est une brique technologique située entre le cristal massif et la fibre optique. Il s'agit d'un milieu à la fois longiligne et fin, capable de guider une onde multimode par réflexion interne, mais d'un diamètre suffisamment grand pour être traversé par un faisceau correctement collimaté. On y retrouve les avantages de la fibre avec le recouvrement spatial important, sans l'inconvénient de la puissance crête élevée, génératrice d'effets non-linéaires et principale cause limitant les performances des amplificateurs à fibre.



FIGURE 4.3 – Photographie d'une fibre cristalline en Nd :YAG. Diamètre 3 mm. Longueur 60 mm. Dopage 0,6%.

D'importants travaux de recherche ont été menés sur le sujet des fibres cristalline [9, 10, 11] et leur potentiel en tant que milieu amplificateur pour applications nécessitant de fortes énergies et fortes puissances moyennes a été démontrée. Dans une configuration double-passage Martial et al. [12] ont obtenus jusqu'à 2,3 mJ pour des impulsions de 0,45 ns soit 6 MW de puissance crête. D'autre systèmes [13, 14] utilisant deux étages d'amplification en cascade obtiennent plus de 10 mJ avec des impulsions de $\sim 0,85$ ns.

Les objectifs d'énergie et de puissance crête fixés par notre application sont en adéquation avec une solution d'amplification à base de fibre cristalline. Nous prouverons par la suite qu'un simple étage en configuration double-passage

suffit à atteindre l'objectif des 10 mJ.

4.2 Dispositif de pompage

Il peut sembler paradoxal de décrire tout d'abord le dispositif de pompage lors de la description d'un système amplificateur. Néanmoins, il s'agit d'un élément fondamental pour l'amplificateur. Les simulations effectuées nous ont montré qu'une puissance crête de 400 W était nécessaire pour atteindre 10 mJ pour les impulsions amplifiées en utilisant des hypothèses assez défavorable. Des rendements d'amplification de l'ordre de 8% à plus de 30% ont été reportés par Martial et al. [12]. En considérant un rendement médian ($\sim 20\%$), nous aurions pu utiliser un système de pompage moins puissant (~ 200 W). Toutefois, la diminution des sections efficaces avec l'élévation de la température nous oblige à surdimensionner ce dispositif d'un facteur 2 pour pallier à la baisse d'efficacité due à l'élévation de la température.

La sensibilité en température de ce système de pompage est similaire à celle des diodes utilisées dans l'amplificateur fibré. Il est donc nécessaire de disposer d'un module fibré. Nous avons utilisé une diode de 400 W en mode pulsé de la société DILAS. Sa caractéristique courant-puissance est représentée sur la figure 4.4. Le faible encombrement ($< 200 \text{ cm}^3$) de ce système est compatible avec un éloignement du composant de la zone moteur. La puissance dissipée par ce module, avec les cycles de 10 Hz considérés, ne sera que de quelques Watts. Il est donc envisageable de thermaliser une zone unique de faible volume contenant le micro-laser et les diodes de pompage des deux amplificateurs, grâce aux faibles cadence du système d'allumage.

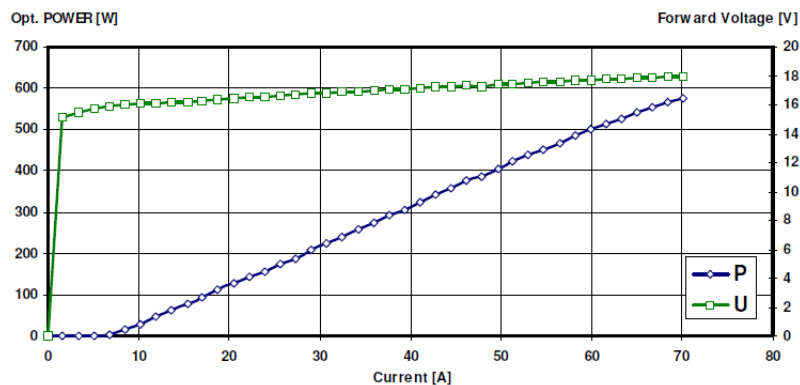


FIGURE 4.4 – Caractéristique courant-puissance du système de pompage.

L'offre réduite sur ce type de composants nous a obligé à travailler avec une sortie fibrée multimode de $800\ \mu\text{m}$ de diamètre et d'ouverture numérique élevée : 0,22. En comparaison, l'extrémité de l'amplificateur fibré a une ouverture numérique de 0,06. La distribution uniforme de l'intensité ne nous permet pas de considérer la propagation du faisceau de pompe comme un faisceau gaussien. Nous avons simulé sa propagation à l'aide du logiciel ZEMAX. La différence entre les faisceaux pompe et signal se voit clairement sur la figure 4.5 issue d'une simulation ZEMAX.

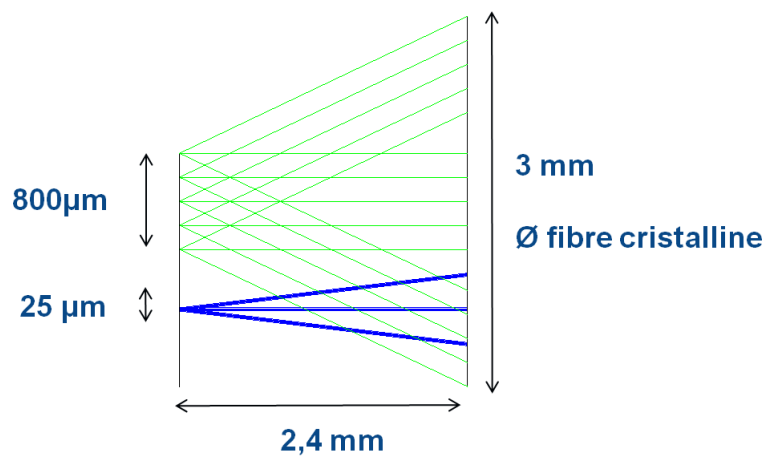


FIGURE 4.5 – Faisceaux pompe (vert) et signal (bleu).

Le faisceau extrêmement divergent de notre système de pompage nécessite un dispositif optique de mise en forme approprié. Ré-imager simplement la sortie de la fibre permet de créer une zone de forte intensité extrêmement localisée. La concentration de l'énergie est un facteur très important pour l'amplification, de même que la longueur sur laquelle il est possible de maintenir cette concentration, longueur où l'interaction entre pompe et signal sera maximale.

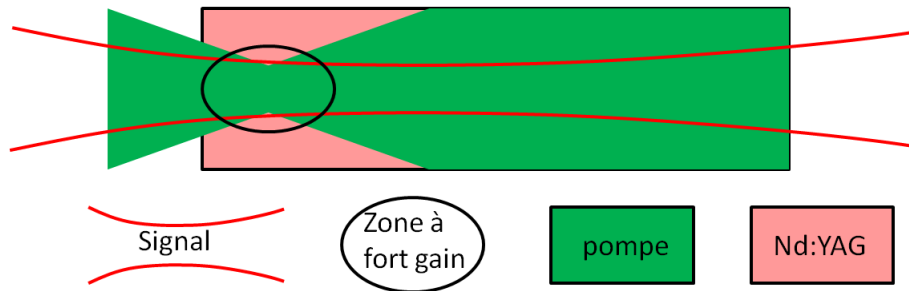


FIGURE 4.6 – Recouvrement entre signal (en rouge) et pompe (en vert) dans un barreau.

La figure 4.6 illustre le cas d'un système de pompage mal imagé, pour lequel il existe à l'entrée du barreau une zone étroite à fort gain suivie d'une zone étendue où le recouvrement entre les faisceaux pompe et signal, et par extension le gain est faible. Dans ce type de système, la divergence du faisceau de pompe devient un facteur qui limite le rendement.

Afin de maintenir l'analogie avec les faisceaux gaussiens, nous reprenons le terme de "waist original" pour exprimer le diamètre le plus faible du faisceau i.e. le diamètre du coeur de la fibre et le terme de "paramètre confocal", qui exprime la distance sur laquelle le diamètre du faisceau reste proche de la valeur du waist original. Plus le "paramètre confocal" sera grand, plus la zone de recouvrement optimale i.e. à "fort gain" sera grande.

Dans le cas d'un ré-imagerie simple, le paramètre confocal n'est que de 1,5 mm tant le faisceau est divergent. Nous avons donc décidé de maintenir le système de mise en forme de la pompe à 2 lentilles au maximum et cherché la combinaison qui minimiserait d'une part la section du faisceau pompe tout en étirant au maximum la zone de faible section. De fait, nous avons écrit une fonction de mérite sous ZEMAX, qui maximise le volume de Nd :YAG traversé par le faisceau pompe sur le tronçon où sa section reste proche de la valeur du waist original. Nous proposons le terme de zone à "fort gain étendue" pour cette partie de l'amplificateur.

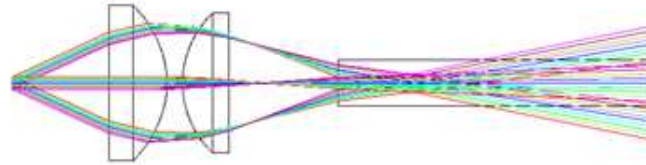


FIGURE 4.7 – Système optique maximisant la longueur de la zone à fort gain étendue.

Un couple de lentilles asphériques disponibles sur catalogue approche convenablement la solution proposée par nos simulations. Cette solution est illustrée par la figure 4.7. Le "paramètre confocal" évolue d'un facteur 8, passant de 1,5 mm à 13 mm, au prix d'une légère diminution du maximum d'intensité puisque le nouveau waist du système est de $920 \mu\text{m}$ au lieu de $800 \mu\text{m}$. Grâce à ce dispositif, le facteur de recouvrement évolue fortement et rend légitime l'utilisation d'un milieu amplificateur à la fois long et fin, malgré la forte divergence de notre système de pompage.

Bien que les lentilles sélectionnées soient petites et propres à un système compact, ce système à deux lentilles souffre de deux inconvénients mineurs. En premier lieu, l'asphéricité de chaque lentille rend le système très sensible à l'alignement, ce qui est particulièrement handicapant vu les écarts de température observés dans la zone moteur. Une conception opto-mécanique athermale doit être envisagée. Enfin, la distance séparant le dioptré de la zone à fort gain étendue n'est que de 7 mm, ce qui améliore la compacité mais réduit notre marge de manœuvre expérimentale.

On notera deux cas de figure pour lesquels la mise en forme du faisceau de pompage devient un aspect mineur de la conception de l'amplificateur. Les fibres cristallines hybrides qui présentent une zone dopée au centre, et fonctionnent comme les fibres à double cœur. La position des dopants au centre du matériau garantit l'absence de pertes d'énergie dans les zones périphériques non couvertes par le signal mais augmente également les effets thermiques au sein du matériau [15, 16]. De manière similaire, une distribution contrôlée du taux de dopage dans la seule zone de propagation du signal permet d'avoir un facteur de recouvrement parfait. Des céramiques

de qualité optique commencent à émerger et pourraient être une alternative intéressante aux fibres cristallines [17, 18, 19].

4.3 Configuration simple-passage

Dans un premier temps, nous avons utilisé une fibre cristalline en Nd :YAG de 60 mm de longueur et de 3 mm de diamètre dopée à 0,5%. Nous l'avons montée sur un dispositif mécanique adapté au format des bougies d'allumages classiques.

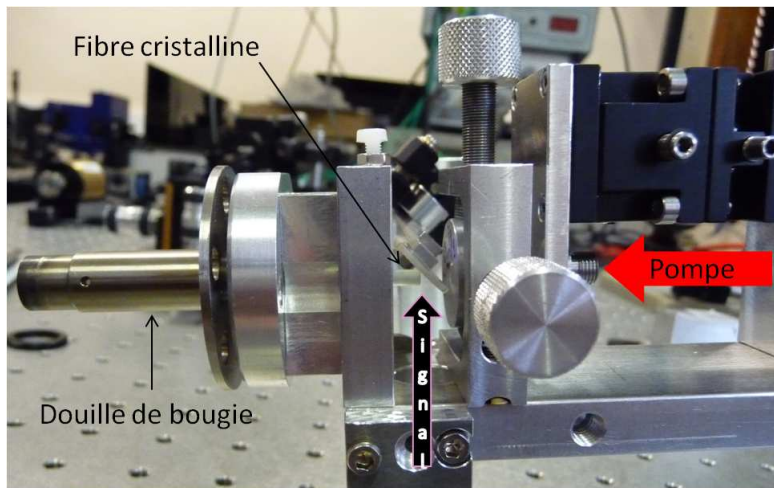


FIGURE 4.8 – Dispositif simple-passage. La fibre cristalline est orientée dans l'axe de la chambre de combustion.

Dans cette configuration, le point le plus critique est la stabilité mécanique du miroir dichroïque qui permet d'assurer la superpositions du signal et de la pompe au sein de la fibre cristalline. Seuls 7 mm séparent la face avant de la fibre cristalline de la face arrière du dispositif de mise en forme du faisceau de pompage. Cet intervalle est trop petit pour permettre l'inclinaison à 45° d'un miroir d'un demi pouce de diamètre. Nous avons donc maintenu ce miroir sur un bras et utilisé une partie périphérique du miroir pour réfléchir le signal.

Le maximum d'énergie atteint, avec des impulsions de $350 \mu\text{J}$ en entrée, n'est que de 3,2 mJ, soit un gain inférieur à 10 et très loin de nos attentes. La caractéristique énergie des impulsions en fonction de la puissance de pompe est

présentée ci-dessous :

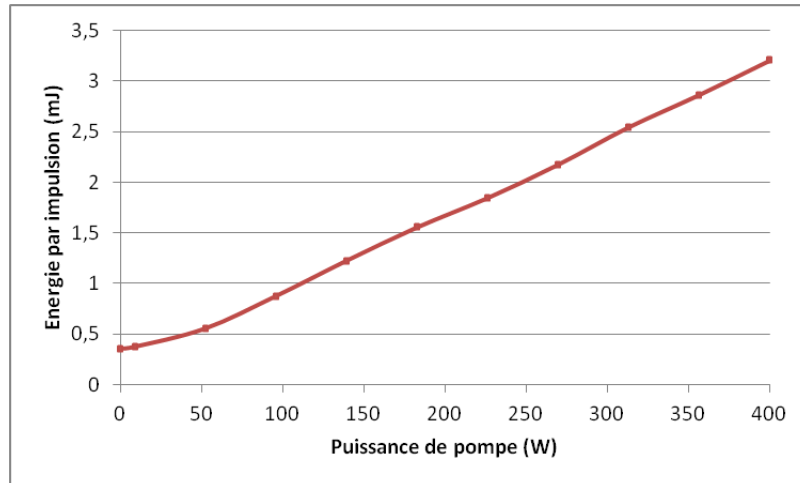


FIGURE 4.9 – Evolution de l'énergie de sortie en fonction de la puissance de pompage, en simple-passage.

Sur la figure 4.9, on observe que l'amplification dépend linéairement de la puissance de pompe. toutefois, malgré le soin apporté à la superposition des deux faisceaux au sein de la fibre cristalline, on remarque que l'énergie extraite maximale dépasse à peine les 3 mJ. Nous expliquons cette contreperformance par un mauvais facteur de recouvrement d'une part, et un taux de dopage inadéquat. Le pompage co-propagatif est également contreproductif car l'énergie est majoritairement déposée au début de la fibre, là où l'extraction d'énergie est la moins efficace.

Lors de ces expériences, les diodes de pompe étaient modulées par un créneau de largeur temporelle égale à $250 \mu\text{s}$ avec une fréquence de 10 Hz. Le rendement optique-optique de notre amplificateur en simple-passage est seulement de 3,2%.

Idéale pour sa simplicité et sa compacité, la solution utilisant un système simple-passage ne permet malheureusement pas d'atteindre les performances requises pour notre application. Nous n'avons pas poussé plus avant sa caractérisation.

4.4 Configuration double-passage

Afin de mettre en œuvre plus simplement le double passage, nous avons changé de fibre cristalline. Les caractéristiques de cette fibre sont les suivantes : diamètre 4 mm, longueur 10 mm et taux de dopage 0,6%. La faible longueur du barreau facilite les réglages. De plus, la longueur caractéristique du barreau correspond à la longueur de la zone à fort gain. Le taux de dopage légèrement plus élevé permet de s'assurer de l'absorption quasi complète de la pompe dans cette zone particulière.

Nous avons choisi d'utiliser le caractère polarisé de l'onde signal pour superposer et séparer les deux passages. L'expérience est illustrée ci-dessous :

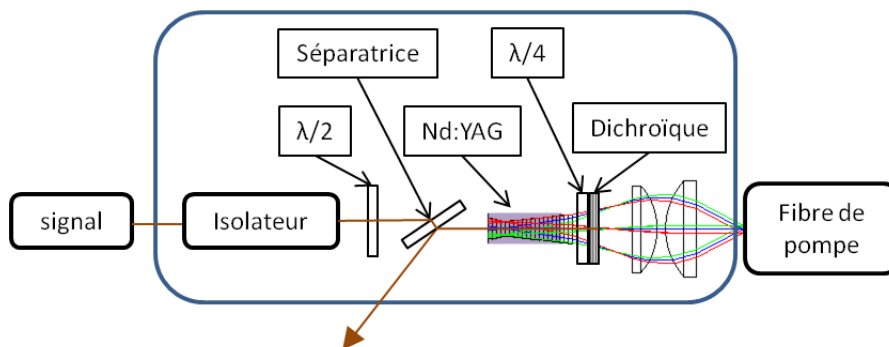


FIGURE 4.10 – Evolution de l'énergie de sortie en fonction de la puissance de pompage, en simple-passage.

Sur la figure 4.10, on distingue les éléments nécessaires à cette configuration. Comme séparatrice, nous avons utilisé des cubes polariseurs dans un premier temps. Mais les fluences élevées auxquelles nous les avons soumis étaient au delà de leur seuil d'endommagement. Aussi avons nous utilisé pour finir un polariseur couche mince incliné à l'angle de Brewster ($\sim 56^\circ$). La lame demi-onde permet d'ajuster la polarisation du signal afin d'optimiser le coefficient de transmission de la séparatrice. La lame quart d'onde permet de maîtriser le déphasage introduit par chaque passage et ainsi optimiser le coefficient de réflexion de la séparatrice. Le miroir dichroïque permet de replier le faisceau.

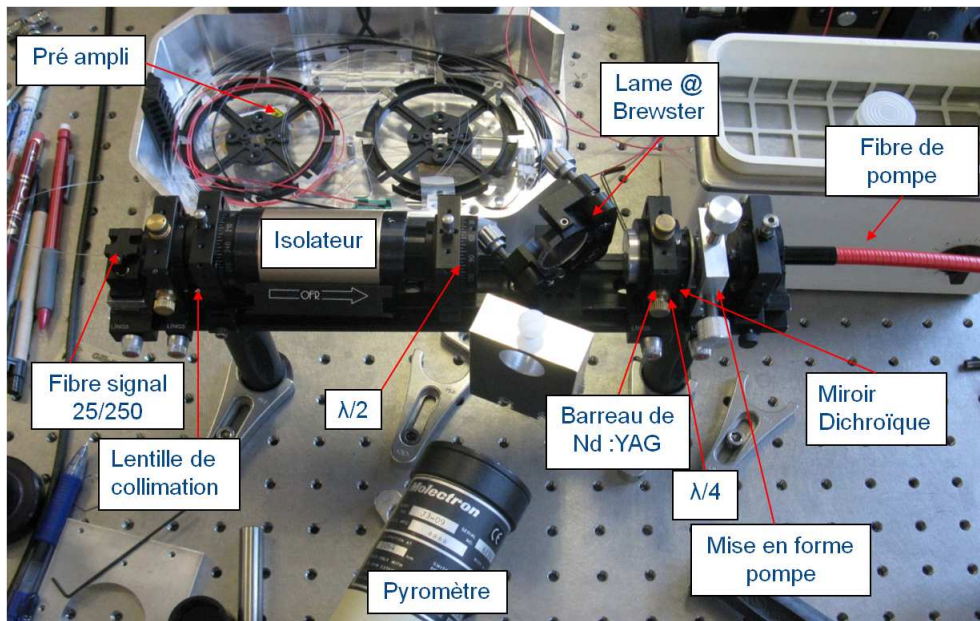


FIGURE 4.11 – Photographie du montage en configuration double-passage sur rail.

On remarque que la compacité de ce système n'est pas idéale. L'angle de Brewster décale l'axe optique par rapport à l'axe de la douille de bougie, introduisant un porte-à-faux mauvais pour la stabilité mécanique de l'ensemble. L'isolateur optique représente la moitié de l'encombrement du système et deux tiers de sa masse. Nous l'avons inséré pendant les tests afin de protéger le premier étage d'amplification d'éventuels retours.

La caractérisation de l'énergie de sortie de l'amplificateur dans sa configuration double-passage est présentée ci-après :

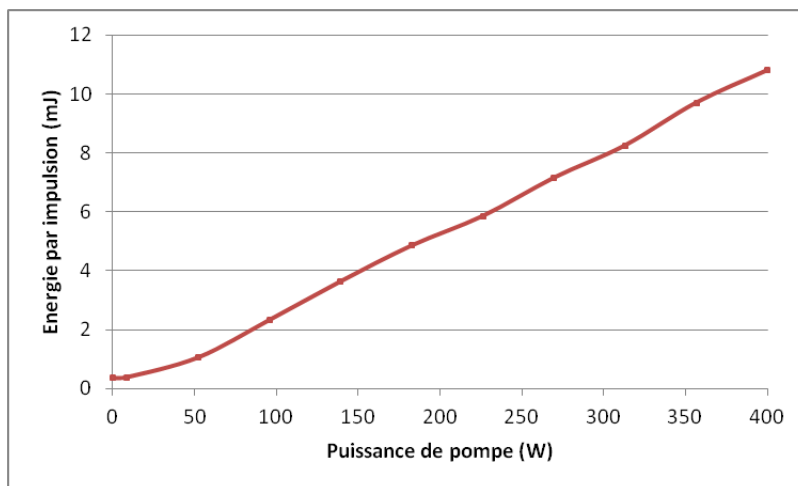


FIGURE 4.12 – Énergie de sortie en fonction de la puissance de pompe.

On remarque sur la figure 4.12 l'évolution linéaire de l'énergie de sortie en fonction de la puissance de pompe. Nous n'observons pas de phénomène de saturation, ce qui montre qu'un tel système pourrait sortir une énergie plus importante avec un système de pompage plus puissant. Le rendement optique-optique d'un tel amplificateur est de 10,8 % et les énergies extraites sont en adéquation avec les simulations du chapitre 3 (cf. figure 2.18b).

Nous avons également caractérisé l'énergie extraite de l'amplificateur fonctionnant à pleine puissance (400 W) en fonction de l'énergie du signal injecté. Pour cela, nous avons simplement modulé la puissance de pompage du pré-amplificateur. Les résultats sont présentés ci-dessous :

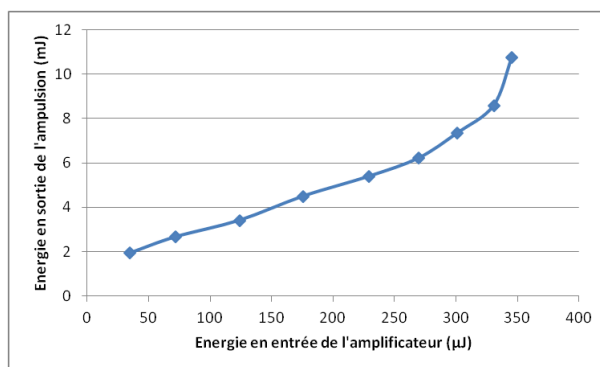


FIGURE 4.13 – Énergie de sortie en fonction de l'énergie en entrée, 400 W de pompe.

Nous observons que l'évolution de l'énergie extraite en fonction de l'énergie du signal injecté n'est pas linéaire. Pour des signaux de faible énergie (inférieurs à $50 \mu\text{J}$), on observe un gain important, supérieur à 50. Ce gain diminue petit à petit pour se stabiliser autour d'une valeur de 25, avant de réaugmenter jusqu'à 30. Nous supposons que ces variations proviennent d'une évolution du taux de polarisation du signal issu du pré-amplificateur.

Le taux de polarisation en sortie du deuxième amplificateur a été mesuré supérieur à 95 pour 1. En effet, la séparatrice agit comme un filtre polarisant très efficace.

4.5 Application au cahier des charges

La configuration en double-passage nous a permis de passer le jalon des 10 mJ tel qu'il a été défini par le cahier des charges. Aucune bande spectrale parasite n'a été observée. La qualité du mode permet d'obtenir un claquage dans l'air à partir d'une énergie de 1,5 mJ (avec une lentille de focale 20 mm sans ré-agrandissement du faisceau).

Nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir plus de 10 mJ avec des impulsions nanosecondes au moyen d'un double-passage dans une fibre cristalline. Pour ce faire, nous avons néanmoins utilisé plusieurs éléments dont les performances en environnement chaud sont discutables :

L'isolateur optique, lourd et imposant, n'a pas vocation à rester pour un prototype ultérieur. La variation du pouvoir rotatoire en fonction de la température ainsi que la variation du champ magnétique induit par les aimants en font un système inefficace à haute température. Il s'agit d'une protection, nécessaire en phase de réglage à température ambiante mais non désirée en fonctionnement normal. Nous avons réalisé un prototype s'affranchissant de l'isolateur optique et retrouvé un comportement similaire.

Les lames d'ondes, le miroir dichroïque et la séparatrice ne sont pas non plus spécifiés pour des températures élevées. La variation de leur performances avec la température ainsi que la tenue des divers traitements anti-reflets est sujette à caution. La recherche de configurations multi-passage ne faisant pas la sélection sur la polarisation permettrait de s'affranchir de ces composants thermo-sensibles.

Bibliographie

- [1] J.E. Murray and W.H. Lowdermilk; "*Nd :YAG regenerative amplifier*"; Journal of Applied Physics; vol. 57, pp. 3548-3555, 1980.
- [2] V.A. Ventura, A.G. Joly and D. Ray; "*Pulse compression with a high-energy Nd :YAG regenerative amplifier system*"; Applied Optics; vol. 36, pp. 5048-5052, 1997.
- [3] E.A. Giess, G. Burns, D.F. O'Kane and A.W. Smith; "*Ferroelectric and optical properties of $KSr_2Nb_5O_{15}$* "; Applied Physics Letters; vol. 11, pp. 233-234, 1967.
- [4] A. Giesen and J. Speiser; "*Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers : Results and Scaling Laws*"; IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics; vol. 13, pp. 598-608, 2007.
- [5] M. Rumpel, A. Voss, M. Moeller, F. Habel, C. Moormann, M. Schacht, T. Graf and M.A. Ahmed; "*Linearly polarized, narrow-linewidth, and tunable Yb :YAG thin-disk laser*"; Optics Letters; vol. 37, pp. 4188-4190, 2012.
- [6] M. Schulz, A. Willner, R. Riedel, M.J. Prandolini, S. Duesterer, J. Feldhaus, B. Faatz, J. Rossbach, M. Drescher and F. Tavella; "*Kilowatt level Yb :YAG thin-disk pump laser amplifier system for seeding FLASH2*"; CLEO Thin Disk and Pulsed High Power Lasers; San Jose, California, 2012.
- [7] D.C. Brown, J.M. Singley, E. Yager, J. WKuper., B.J. Lotito and L.L. Bennett; "*Innovative High-Power CW Yb :YAG Cryogenic Laser*"; Proceedings of SPIE; vol. 6552, 2007.
- [8] M. Siebold, M. Loeser, F. Roeser, M. Seltmann, G. Harzendorf, I. Tsybin, S. Linke, S. Banerjee, P.D. Mason, P.J. Phillips, K. Ertel, J.C. Collier and U. Schramm; "*High-energy, ceramic-disk Yb :LuAG laser amplifier*"; Optics Letters; vol. 20, pp. 21992-22000, 2012.
- [9] J. Didierjean; "*Thèse de doctorat, 'Etude thermique des cristaux lasers, Réalisation de lasers à fibres monocristallines'*"; Université Paris-Sud XI, (2007).

- [10] D. Sangla ; "*Nouveaux concepts pour des lasers de puissance : fibres cristallines dopées Ytterbium et pompage direct de cristaux dopés Néodyme*" ; Université Lyon I, 2009.
- [11] I. Martial ; "*Systèmes laser pompés par diode à fibres cristallines : oscillateurs Er : yAG, amplificateurs Nd : yAG*" ; Université Paris-Sud XI, 2011.
- [12] I. Martial, F. Balembois, J. Didierjean and P. Georges ; "*Nd :YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond*" ; Optics Express ; vol. 19, pp. 11667-11679, 2011.
- [13] D. Chuchumishev, A. Gaydardzhiev, A. Trifonov and I. Bucharov ; "*Single-frequency MOPA system with near-diffraction-limited beam quality*" ; Quantum Electronics ; vol. 42, pp. 528-530, 2012.
- [14] O. Sandu, G. Salamu, N. Pavel, T. Dascalu, D. Chuchumishev, A. Gaydardzhiev and I. Bucharov ; "*High-peak power, passively Q-switched, composite, all-polycrystalline ceramic Nd : YAG/Cr⁴⁺ : YAG lasers*" ; Quantum Electronics ; vol. 42, pp. 211-215, 2012.
- [15] U. Griebner and H. Schonngel ; "*Laser operation with nearly diffraction-limited output from a Yb :YAG multimode channel waveguide*" ; Optics Letters ; vol. 24, pp. 750-752, 1999.
- [16] U. Griebner, R. Grunwald, H. Schonngel, J. Huschke and G. Erbert ; "*Laser with guided pump and free-propagating resonator mode using diffusion-bonded rectangular channel waveguides*" ; Applied Physics Letters ; vol. 77, pp. 3505-3507, 2000.
- [17] J. Wisdom, R. Gaume, R. Route, Y.L. Aung, A. Ikesue and R. Byer ; "*Design of transverse Nd doping profiles in transparent YAG ceramics for edge-pumped laser geometries*" ; Proceedings of SPIE ; vol. 6871, 2008.
- [18] D. Kracht, D. Freiburg, R. Wilhelm, M. Frede and C. Fallnich ; "*Core-doped ceramic Nd :YAG laser*" ; Optics Express ; vol. 14, pp. 2690-2694, 2006.
- [19] D. Geskus, S. Aravazhi, C. Grivas, K. Wörhoff and M. Pollnau ; "*Microstructured KY(WO₄)(₂) :Gd(3+), Lu(3+), Yb(3+) channel waveguide laser*" ; Optics Express ; vol. 18, pp. 8853-8858, 2010.

Chapitre 5

Génération de fréquence par mélange à quatre ondes dans une fibre optique

5.1 Rappels

L'optique non-linéaire dans les fibres optiques est un sujet largement étudié, et on notera l'importante contribution de Agrawal [1] sur ce sujet. Nous nous proposons de revenir dans un premier temps sur quelques notions fondamentales d'optique non-linéaire avant d'en étudier l'impact sur les performances de notre amplificateur à fibre.

Des équations de Maxwell, on déduit une expression de l'équation d'onde qui décrit la propagation de la lumière dans un milieu diélectrique :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (5.1)$$

avec ∇ l'opérateur rotationnel, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{P} la polarisation induite par le matériau définie dans l'équation 3.1, et μ_0 la perméabilité diélectrique du vide qui vérifie $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$. Cette équation est vraie pour les matériaux non ferromagnétiques comme la silice.

On dissocie la polarisation induite dans le matériau \mathbf{P} comme la somme d'une contribution linéaire \mathbf{P}_L associée à la réponse linéaire du matériau et d'une contribution non linéaire \mathbf{P}_{NL} .

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (5.2)$$

Nous supposons par la suite que les relations entre le champ électrique \mathbf{E} et les composantes de la polarisation \mathbf{P}_L et \mathbf{P}_{NL} sont les suivantes :

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}, \quad (5.3)$$

où $\chi^{(1)}$ est le tenseur de la susceptibilité linéaire du milieu et

$$\mathbf{P}_{NL} \simeq \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^{(3)}, \quad (5.4)$$

où $\chi^{(3)}$ est le tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre 3 du milieu. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, les réponses d'ordre pair sont nulles pour des matériaux centro-symétriques comme la silice. Notons que nous étudierons uniquement les non-linéarités du troisième ordre $\chi_{ijkl}^{(3)}$, qui provoquent notamment le mélange à quatre onde (FWM) ou l'auto-modulation de phase (SPM). Nous supposons donc que les non-linéarités d'ordre 5 et plus ont un impact négligeable sur les phénomènes observés.

En l'absence d'accord de phase, l'effet Kerr est la source principale des effets non-linéaires. Il s'agit d'une modification de l'indice du matériau en fonction de l'intensité du faisceau le traversant. On l'écrit comme suit :

$$\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2 I, \quad (5.5)$$

où $n(\omega)$ est l'indice linéaire du milieu et n_2 l'indice non-linéaire. Pour la silice, $n_2 \simeq 3.10^{-20} m^2 \cdot W^{-1}$ et est lié à $\chi^{(3)}$ par la relation suivante :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (5.6)$$

Cette relation suppose que l'impulsion est polarisée linéairement. La partie imaginaire de $\chi^{(3)}$, bien que relativement faible, existe et donne lieu à l'absorption non-linéaire α_2 ou absorption à 2 photons. Elle s'exprime comme suit :

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}(\chi_{xxxx}^{(3)}). \quad (5.7)$$

Dans le cas des fibres biréfringentes, les indices diffèrent selon l'axe de propagation. Soient n_x et n_y les indices de l'axe rapide et de l'axe lent respectivement, on a $n_x < n_y$. On caractérise la biréfringence avec $\delta n = n_y - n_x$. Une impulsion polarisée linéairement, injectée selon un angle arbitraire voit sa polarisation évoluer au cours de sa propagation. L'état de polarisation redevient linéaire périodiquement, après avoir parcouru une longueur de battement $L_B = \lambda/\delta n$. Cette longueur de battement est de l'ordre du centimètre à $\lambda = 1 \mu m$ pour les fibres utilisées dans nos expériences. Les applications

numériques utiliseront $\delta n = 2.10^{-4}$ (donnée constructeur).

La variation non-linéaire de l'indice par rapport à un axe dépend à la fois de l'intensité de l'impulsion polarisée selon cet axe (SPM) mais également de l'intensité de l'impulsion polarisée selon l'autre axe. On appelle modulation de phase croisée (XPM) le phénomène pour lequel un état de polarisation influence un état de polarisation orthogonal.

La variation de l'indice non-linéaire s'écrit [1]

$$\Delta n_x = n_2 \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \quad (5.8)$$

$$\Delta n_y = n_2 \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) \quad (5.9)$$

Dans la mesure où nous souhaitons conserver une polarisation linéaire des impulsions, l'injection se fera préférentiellement selon un des axes de la fibre. La contribution de la modulation de phase croisée à la variation d'indice non-linéaire sera donc extrêmement faible et nous la négligerons par la suite. La variation d'indice maximale due aux effets non-linéaires n'est que de l'ordre de 10^{-5} pour une impulsion nanoseconde ayant une énergie de 300 μJ à 1064 nm guidée dans un cœur de 25 μm de diamètre. C'est vingt fois moins que la biréfringence induite par les barreaux de contraintes dans la fibre utilisée lors de nos expériences (LMA_YDF_25_250_VIII). Ceci signifie que la fibre maintiendra toujours la polarisation des impulsions.

Afin de résoudre l'équation 5.1, on exprime \mathbf{E} sous la forme d'un produit aux variables séparées dans le domaine de Fourier :

$$\tilde{\mathbf{E}}(r, \omega) = F(x, y) \tilde{\mathbf{A}}(z, \omega) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (5.10)$$

avec $F(x, y)$ décrivant la distribution transversale de l'énergie, $\tilde{\mathbf{A}}(z, \omega)$ représentant la variation lente de l'enveloppe du pulse au cours de sa propagation dans la fibre et β le nombre d'onde. On développe $\beta(\omega)$ en une série de Taylor autour de la fréquence centrale ω_0 de l'impulsion :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \dots + \frac{1}{m!} (\omega - \omega_0)^m \beta_m, \quad (5.11)$$

avec $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ et $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$.

Le terme β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe de l'enveloppe des impulsions tandis que le paramètre β_2 caractérise la dispersion

de vitesse de groupe. Il est généralement nécessaire de prendre en compte les termes d'ordre trois du développement lorsque les longueurs d'onde utilisées sont proche du zéro de dispersion de la silice ($\sim 1300 \text{ nm}$). Nous donnons ci-dessous les valeurs des paramètres $\beta_{0..4}$ utilisés pour des applications numériques ultérieures. Ces données ont été calculées à partir de l'équation de Sellmeier pour la silice (non dopée).

$$\begin{cases} \beta_0 = 8,56 * 10^6 & m^{-1} \\ \beta_1 = 4,87 * 10^{-9} & s.m^{-1} \\ \beta_2 = 1,65 * 10^{-26} & s^2.m^{-1} \\ \beta_3 = 4,43 * 10^{-41} & s^3.m^{-1} \\ \beta_4 = -6,03 * 10^{-56} & s^4.m^{-1} \end{cases} \quad (5.12)$$

Pour des impulsions se propageant dans une fibre monomode, on peut montrer que l'équation de propagation de l'impulsion s'écrit comme une équation de Schrödinger non-linéaire généralisée [2] :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (5.13)$$

avec T une variable intermédiaire égale à $t - z/v_g$, adaptée à la largeur temporelle T_0 (à 1/e) de nos impulsions. Le premier terme en α reprend l'effet de l'absorption, le second terme en β_2 celui de la dispersion et le troisième terme en $\gamma |A|^2$ tient compte des effets non-linéaires (effet Kerr).

Le paramètre non-linéaire γ s'écrit :

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{c A_{eff}}, \quad (5.14)$$

avec A_{eff} la surface du mode dans la fibre. $|A|^2$ représente la puissance optique des impulsions.

Dans l'équation 5.13 deux grandeurs importantes apparaissent :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{et} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (5.15)$$

où L_D caractérise la longueur de fibre pour laquelle la dispersion impactera fortement la propagation des impulsions et L_{NL} la longueur caractéristique pour laquelle les effets non-linéaires seront importants. L'application numérique avec les paramètres de notre amplificateur fibré donne :

$$L_D = 84 \, 500 \text{ km} \quad \text{et} \quad L_{NL} = 1,7 \text{ cm}, \quad (5.16)$$

Ces paramètres nous indiquent que nos impulsions nanosecondes ne seront pas impactées significativement par la dispersion lors de leur propagation dans la fibre. Par contre, la puissance crête élevée en sortie de l'amplificateur génèrera des effets non-linéaires intenses sur des distances relativement faibles.

5.2 Auto-modulation de phase

Au cours de sa propagation dans la fibre, la phase de l'impulsion $\phi(t, z)$ évolue périodiquement en suivant la relation suivante :

$$\phi(t, z) = \omega t - \beta z = \omega t - \tilde{n}(\omega, I) \frac{\omega}{c} z \quad (5.17)$$

La fréquence instantanée de l'impulsion est donnée par dérivée instantanée de la phase :

$$\omega = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (5.18)$$

La présence d'effet Kerr induit une variation non-linéaire instantanée de la phase ($\delta\phi_{NL}$) qui entraîne une variation de la fréquence instantanée de l'impulsion ($\delta\omega(T)$) suivant la relation suivante :

$$\delta\omega(t) = \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial t} = -n_2 \frac{\omega_0}{c} z \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (5.19)$$

Nous supposons pour simplifier que la déformation de l'enveloppe des impulsions au cours de l'amplification, étudiée au chapitre 2, est négligeable. La variation de fréquence instantanée est donc proportionnelle à la dérivée d'une fonction gaussienne. $\delta\omega(t)$ est négatif lorsque l'on considère le front montant de l'impulsion et positif sur le front descendant. La SPM est donc responsable de la modification du spectre des impulsions.

On observe un décalage vers le rouge lorsque l'énergie croît, sur le front montant de l'impulsion, et un décalage vers les fréquences plus élevées sur le front descendant. La dépendance en fréquence de β implique la génération de nouvelles composantes spectrales qui se déplacent à différentes vitesses de phase. Comme $L_D \gg L_{NL}$, on négligera l'effet de dispersion de vitesse de groupe sur la SPM tant que le décalage en fréquence reste inférieur à $\sim 50 \text{ nm}$, c'est à dire tant que l'on ne se place pas dans le cas de la génération de super-continuum ou que l'on reste éloigné du zéro de dispersion de la

silice.

Dans le cas d'une impulsion gaussienne de largeur spectrale $\Delta\omega_0$, le facteur d'élargissement spectral $\delta\omega$ peut être déduit du déphasage maximal ϕ_{max} par l'expression suivante [3] :

$$\delta\omega = 0,86\Delta\omega_0\phi_{max}, \quad (5.20)$$

avec $\phi_{max} = \gamma P_0 L_{eff}$. On définit la longueur de fibre effective L_{eff} vue par les impulsions comme :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{\alpha L}}{\alpha}, \quad (5.21)$$

avec α le coefficient d'absorption de la fibre. Dans le cas d'un amplificateur en régime non saturé, α est négatif et L_{eff} devient :

$$L_{eff} = \frac{e^{gL} - 1}{g}, \quad (5.22)$$

soit une longueur effective de 12,8 m avec les paramètres de notre amplificateur ($L = 1,5 \text{ m}$; $e^{gL} = 30$). Le déphasage maximal ϕ_{max} donné par l'équation 5.20 correspond à un décalage en fréquence de 15 THz. Cela correspond à un décalage en longueur d'onde de 10 nm de part et d'autre du pic à 1064 nm. Ce décalage est très grand, considérant la faible largeur de la bande de gain du deuxième étage amplificateur. Toutefois, il est nécessaire de connaître la part d'énergie effectivement décalée spectralement pour en déduire l'impact de l'auto-modulation de phase sur les performances du deuxième étage d'amplification.

La contribution de la SPM à nos impulsions devient significative à partir d'une puissance optique seuil I_0 définie par Siegman [4] :

$$I_0 = \frac{\lambda}{2\pi n_2 L}, \quad (5.23)$$

ce qui correspond à une énergie de 35 μJ , largement dépassé dans notre amplificateur.

5.3 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre onde ou "Four Wave Mixing" (FWM) en anglais, est un phénomène non-linéaire né de l'interaction entre 3 ondes. Il aboutit à la

génération paramétrique d'une quatrième onde.

Soient trois ondes E_1 , E_2 et E_3 oscillant aux fréquences ω_1, ω_2 , et ω_3 , elles peuvent transférer leurs énergies à une quatrième onde E_4 de fréquence ω_4 vérifiant le principe de conservation de l'énergie : $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = \omega_4$. On retrouve le processus de génération de troisième harmonique lorsque $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$.

Pour que ce processus soit efficace, il est nécessaire de maintenir un accord de phase entre les différentes ondes afin de satisfaire la conservation de quantité de mouvement des différents photons impliqués dans le processus. Cela se traduit en terme de vecteurs d'onde $k_i = n(\omega_i)\omega_i/c$ par l'expression suivante : $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_3 = \vec{k}_4$. En géométrie collinéaire, cela implique pour la génération de troisième harmonique que $n_{\omega_1} = n_{3\omega_1}$, ce qui est pratiquement impossible à observer dans les fibres optiques standards compte tenu de leur dispersion chromatique. Cependant, deux cas sont encore possibles : $\omega_1 \neq \omega_2 \neq \omega_3$ correspond au mélange à quatre ondes classique, et $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ qui correspond au mélange à quatre ondes dégénéré.

Le mélange à quatre ondes classique a été largement étudié, notamment pour ses applications de multiplexage en longueurs d'ondes pour les télécommunications [5, 6]. Nous nous intéresserons uniquement au cas dégénéré pour lequel deux photons identiques provenant de l'onde E_1 génèrent deux photons de fréquences différentes telles que : $2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$.

Les champs électriques des différentes ondes sont couplés. Les hypothèses suivantes permettent d'obtenir un système d'équations simplifié :

- les faisceaux se propagent de manière monomode et sans absorption,
- les états de polarisation des 4 ondes sont identiques (pas de XPM),
- l'énergie de l'onde pompe reste grande devant l'énergie des fréquences générées,
- l'amplificateur fonctionne en régime non saturé,
- la diffusion Brillouin stimulée est négligée compte tenu de la largeur temporelle des impulsions [7],
- la diffusion Raman stimulée a lieu de manière quasi-continue pour la même raison [8].

On obtient alors le système suivant : [9]

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1}{\partial z} = j\gamma|E_1|^2 E_1 + \frac{g}{2}E_1 + i\gamma E_1^* E_3 E_4 e^{i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_3}{\partial z} = i\gamma|E_3|^2 E_3 + i\gamma E_4^* E_1 E_1 e^{-i\Delta k z} \\ \frac{\partial E_4}{\partial z} = i\gamma|E_4|^2 E_4 + i\gamma E_3^* E_1 E_1 e^{-i\Delta k z} \end{cases} \quad (5.24)$$

Les termes de la première équation représentent, par ordre d'apparition, la contribution de la SPM, le gain de l'amplificateur pour l'onde signal et enfin le mélange à quatre ondes.

En négligeant l'impact du mélange à quatre ondes, on peut montrer que l'expression du champ de l'onde signal E_1 , solution du système d'équation 5.24 (1) s'écrit :

$$E_1(z) = \sqrt{P_0} e^{gz/2} e^{j\gamma P_0 \frac{gz}{g}}, \quad (5.25)$$

avec P_0 l'intensité de l'onde pompe à l'entrée de l'amplificateur. On remarque que la phase de l'onde pompe est impactée par la SPM.

Le désaccord de phase Δk entre les ondes E_1 , E_3 et E_4 s'écrit comme :

$$\Delta k = k_3 + k_4 - 2k_1 \quad (5.26)$$

et le processus de génération paramétrique n'est efficace que s'il est possible de garantir la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$.

En pratique, notre amplificateur à fibre amplifie l'onde pompe, générant un pic intense à 1064 nm. En raison du mélange à quatre ondes, cette onde pompe redistribue une partie de son énergie disponible à 1064 nm vers deux bandes d'énergie, signal (E_3) et idler (E_4), situées de part et d'autre du pic à 1064 nm. Le décalage en fréquence Ω_S entre l'onde pompe et les ondes signal et idler s'écrit :

$$\Omega_S = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad (5.27)$$

Le mélange à quatre ondes limite l'énergie disponible à 1064 nm et il est par conséquent nuisible aux performances de notre solution laser. L'étude des conditions d'apparition de ce phénomène est donc nécessaire pour tenter d'en supprimer les effets.

Plusieurs procédés permettent de maintenir l'accord de phase : le choix de

longueurs d'onde proche du zéro de dispersion, le fonctionnement en régime de dispersion anormale [10] ou modale [11], ou encore l'utilisation d'une fibre biréfringente.

Le désaccord de phase global peut s'exprimer comme la somme des contributions de la dispersion chromatique du matériau Δk_M , de la dispersion modale du guide d'onde Δk_W et d'effets non-linéaires Δk_{NL} :

$$\Delta k = \Delta k_M + \Delta k_W + \Delta k_{NL} \quad (5.28)$$

$$\Delta k_M = \frac{n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - 2n_1\omega_1}{c} \quad (5.29)$$

$$\Delta k_W = \frac{\Delta n_3\omega_3 + \Delta n_4\omega_4 - 2\Delta n_1\omega_1}{c} \quad (5.30)$$

$$\Delta k_{NL} = \gamma P_0 \quad (5.31)$$

En exprimant Δk_M en fonction du vecteur d'onde $\beta(\omega)$, on obtient :

$$\Delta k_M = \beta_3 + \beta_4 - 2\beta_1 = (\beta_3 - \beta_1) + (\beta_4 - \beta_1) \quad (5.32)$$

Le développement des termes $\beta(\omega_3)$ et $\beta(\omega_4)$ par rapport à ω_1 au moyen de l'équation 5.11 fait apparaître le déphasage Ω_S :

$$\beta(\omega_3) = \beta_{\omega_1} + \beta_1(-\Omega_S) + \frac{1}{2}\beta_2(-\Omega_S)^2 + \dots \quad (5.33)$$

$$\beta(\omega_4) = \beta_{\omega_1} + \beta_1(\Omega_S) + \frac{1}{2}\beta_2(\Omega_S)^2 + \dots \quad (5.34)$$

En substituant ces expressions dans l'expression de Δk_M , on peut montrer que l'ordre 0 ainsi que tous les termes d'ordre impair des développements s'annulent, et Δk_M devient :

$$\Delta k_M = \beta_2\Omega_S^2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega_S^4 + \dots \quad (5.35)$$

Le paramètre β_4 étant négatif, il peut potentiellement compenser la contribution positive du paramètre β_2 pour des décalages en fréquence importants. Nous l'avons donc conservé dans le calcul d'accord de phase. Les solutions pour Ω_S vérifiant $\Delta k_M \leq 0$ existent mais n'ont aucun sens physique. Elles correspondent à un décalage en fréquence $\Omega_S \geq \omega_1$. Δk_M est donc strictement positif et nous allons examiner sous quelles conditions Δk_W et Δk_{NL} peuvent le compenser.

Le terme Δk_W représentant le déphasage introduit par le guide d'onde, sa

contribution est nulle pour les fibres monomodes classiques. L'utilisation de fibres biréfringentes fait apparaître une différence de phase entre les différents signaux s'ils se propagent selon des axes propres de la fibre différents.

$$\Delta k_W = \frac{\Delta n_3 \omega_3 + \Delta n_4 \omega_4 - 2\Delta n_1 \omega_1}{c} \quad (5.36)$$

Cas n°1 : si les signaux aux fréquences ω_3 et ω_4 se propagent selon l'axe rapide et que la pompe à la fréquence ω_1 se propage selon l'axe lent, Δk_W devient :

$$\Delta k_W = \frac{n_x(\omega_3 + \omega_4) - 2n_y \omega_1}{c} = \frac{-2\delta n \omega_1}{c} \quad (5.37)$$

Le cas inverse donne un Δk_W positif qui ajouté au Δk_M ne permet plus d'assurer l'accord de phase par la seule compensation des effets non linéaires.

Cas n°2 : Les ondes de pompe sont injectées à 45° des axes et se décomposent selon chaque axe tandis que les fréquences générées paramétriquement se propagent selon deux axes différents :

$$\Delta k_W = \frac{n_y(\omega_3 - \omega_1) + n_x(\omega_4 - \omega_1)}{c} = -\Omega_S \frac{\delta n}{c} \quad (5.38)$$

Le terme Δk_{NL} représente la contribution des effets non-linéaires à l'accord de phase, et plus précisément de l'influence de la SPM (et de la XPM dans le Cas n°2). Fève [12] a montré que cette contribution à l'accord de phase peut s'écrire :

$$\Delta k_{NL} z = \gamma P_0 \frac{e^{gz}}{g} \quad (5.39)$$

La contribution des non-linéarités au déphasage est donnée par le paramètre non linéaire γ multiplié par la puissance du signal (pour le cas dégénéré). Or cette puissance n'est pas constante au sein d'un amplificateur mais modulée par le gain. La dépendance spatiale de ce terme est assurée par le facteur $\frac{e^{gz}}{g}$. On formule une nouvelle hypothèse simplificatrice :

- la puissance transférée vers les nouvelles fréquences générées n'est pas suffisante pour induire à son tour des effets non-linéaires.

Cette hypothèse nous permet d'avoir une expression simplifiée de Δk_{NL} et également de comprendre que l'accord de phase évolue au cours de la propagation dans la fibre à cause de l'amplification de l'onde pompe E_1 . On peut ainsi définir deux régimes :

Régime 1 : $\Delta k_M + \Delta k_W \gg \gamma P_0 e^{gz}$. Ce régime est observé en début de fibre tant que l'onde pompe est peu intense. On peut alors écrire :

$$E_{3,4}(z) \propto \sin(\Delta k z). \quad (5.40)$$

Dans ce cas, les champs électriques signal et idler oscillent et la génération paramétrique ne se fait pas efficacement.

Régime 2 : $\Delta k \ll \gamma P_0 e^{gz}$. On observe ce régime en bout de fibre, lorsque $g \ll \gamma P_0 e^{gz}$. Les champs électriques des ondes signal et idler évoluent alors comme :

$$E_{3,4}(z) \propto e^{gz}. \quad (5.41)$$

Ce second régime est synonyme de génération paramétrique efficace. En effet, le déphasage et la longueur de cohérence évoluent de manière non-linéaire, empêchant les interférences destructives entre les ondes générées en différents points de la fibre et permettant leur amplification.

Entre les deux extrémités de la fibre, Δk_{NL} évolue de $4,6 \text{ m}^{-1}$ à 138 m^{-1} . La condition d'accord de phase évolue donc sensiblement au cours de la propagation des impulsions dans la fibre et a pour conséquence l'élargissement spectral des pics associés aux ondes signal et idler.

On suppose que la condition pour satisfaire le deuxième régime est validée par un facteur 10 : $10g \leq \gamma P_0 e^{gz}$. Cette condition est remplie à partir d'une longueur de fibre parcouru de $\sim 1 \text{ m}$ sur les $1,5 \text{ m}$ de notre amplificateur. Ce n'est qu'à partir de ce point de la fibre que l'on observera une génération paramétrique efficace. Ceci est vérifiée expérimentalement par l'observation d'un rougeoiement intense sur le dernier tiers de la fibre.

Selon l'état de polarisation des ondes à 1064 nm , il existe deux solutions à la condition d'accord de phase. L'expression de l'accord de phase en fonction de Ω_S permet de prédire les décalages en fréquence.

Cas n°1 : l'onde de pompe à 1064 nm est injectée selon l'axe lent, on montre alors que :

$$\Omega_S^2 \beta_2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega_S^4 - 2\omega_1 \frac{\delta n}{c} + 138 = 0 \quad (5.42)$$

La seule solution physiquement valide de cette équation correspond à un décalage en fréquence $\frac{\Omega_S}{2\pi}$ de 60 THz .

Cas $n^{\circ}2$: l'onde de pompe se propage à 45° selon chaque axe :

$$\Omega_S^2 \beta_2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega_S^4 - \Omega_S \frac{\delta n}{c} + \Delta k_{NL} = 0 \quad (5.43)$$

La seule solution réelle et physiquement acceptable de cette équation correspond à un décalage en fréquence $\frac{\Omega_S}{2\pi}$ de 4,3 THz, et ce pour de faibles valeurs de Δk_{NL} ($\Delta k_{NL} < 7 \text{ m}^{-1}$). On peut expliquer cette anomalie en rappelant que l'on a supposé que les signaux et idler se propageaient de manière monomode. Une propagation multimode de certaines ondes augmente le poids de Δk_W dans les équation 5.42 et 5.43 et permet de trouver des solutions réelles pour une plus grande plage de Δk_{NL} .

5.4 Résultats expérimentaux

Notre analyse théorique souligne que la sensibilité de notre amplificateur au mélange à quatre ondes dépend de l'état de polarisation du signal injecté à 1064 nm. Ci-dessous, nous analysons son comportement pour trois états de polarisation remarquables de l'onde injectée dans la fibre.

5.4.1 Polarisation selon l'axe rapide

Il s'agit de la configuration pour laquelle nous avons observé le moins d'effets non-linéaires. Dans ce cas, nous avons obtenu $350 \mu\text{J}$ par impulsion à 1064 nm sans dégradation de la qualité du spectre (cf. figure 3.17).

5.4.2 Polarisation selon l'axe lent

C'est dans cette configuration que nous avons observé le décalage en fréquence le plus important, associé à un rougeolement important de l'extrémité de la fibre. De telles observations ont déjà été rapportées, notamment dans la thèse de Lago [13].

La figure ci-dessous représente le spectre mesuré en sortie de l'amplificateur pour une puissance de pompe de 30 W.

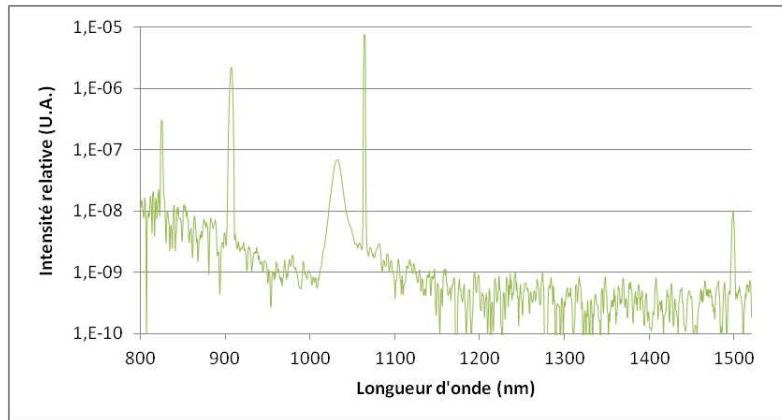


FIGURE 5.1 – Spectre en sortie de l’amplificateur fibré. 250 μJ par pulse à 1064 nm.

On distingue 5 pics sur la figure 5.1. Les 3 pics intermédiaires centrés respectivement à 915 nm, 1030 nm et 1064 nm correspondent à la puissance de pompage non absorbée, à l’ASE due aux ions Yb^{3+} et au signal amplifié à 1064 nm. Les pics situés aux extrémités du spectrogramme ne peuvent s’expliquer autrement que par la présence d’effets non linéaires.

Les pics sont situés respectivement à 825 nm et 1498 nm, soit un décalage en fréquence de 81,7 THz de part et d’autre du pic à 1064 nm. La symétrie parfaite du décalage en fréquence nous incite à associer ce phénomène au mélange à quatre ondes.

Le décalage en fréquence attendu, compte tenu des équations décrites précédemment pour cette configuration de polarisation est de 64 THz. L’écart important d’environ 25% entre calculs et expérience peut s’expliquer en partie par une approximation des paramètres β_2 , β_4 et surtout δn que nous ne connaissons que par la spécification du constructeur. Une variation de moitié de la biréfringence suffit à expliquer cette divergence.

Afin de qualifier l’efficacité du processus de mélange à quatre onde, nous avons mesuré l’énergie transférée autour de 825 nm. La figure ci-dessous compare l’énergie à 1064 nm et à 825 nm en fonction de la puissance de pompe.

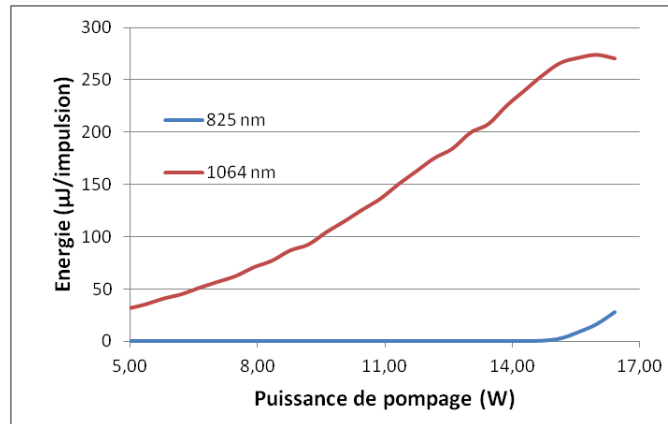
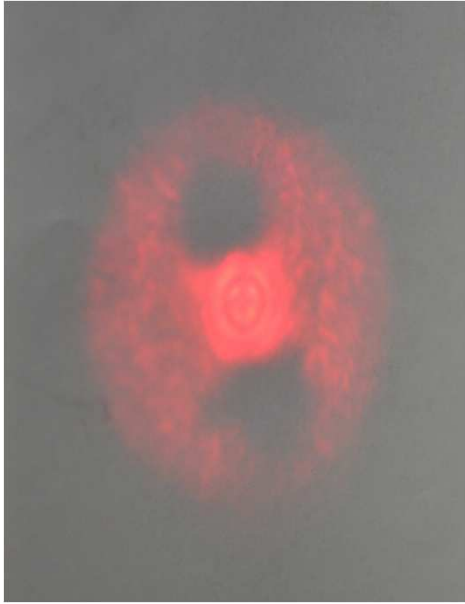


FIGURE 5.2 – Évolution des énergies à 1064 nm et 825 nm en fonction de la puissance de pompe.

On remarque que l'amplificateur cesse de se comporter linéairement à partir d'environ 15 W de puissance de pompage. Ce seuil dépend en partie de la durée des impulsions de pompage, 250 μs dans le cas présent. On observe la saturation de l'énergie extraite à 1064 nm à partir d'un seuil au-delà duquel toute l'énergie apportée par la pompe est transférée par mélange à quatre ondes vers les nouvelles fréquences.

L'étude du mode de sortie des impulsions à 825 nm en champ lointain nous a permis de nous rendre compte que les fréquences générées paramétriquement ne sont pas guidées de manière monomode par la fibre, comme on peut le voir sur la figure ci-dessous :



(a) Image du mode en champ lointain.



(b) Image précédente avec ajustement du contraste

La condition d'accord de phase décrite précédemment n'est donc plus valide car le terme Δk_W ne prend pas en compte la propagation multimode des signaux aux fréquences ω_3 et ω_4 . Nous chercherons à l'évaluer par la suite.

5.4.3 Polarisation à 45° des axes

Dans cette configuration, nous avons observé la génération de fréquences proches du pic à 1064 nm. La figure ci-dessous montre l'évolution du spectre en sortie de l'amplificateur.

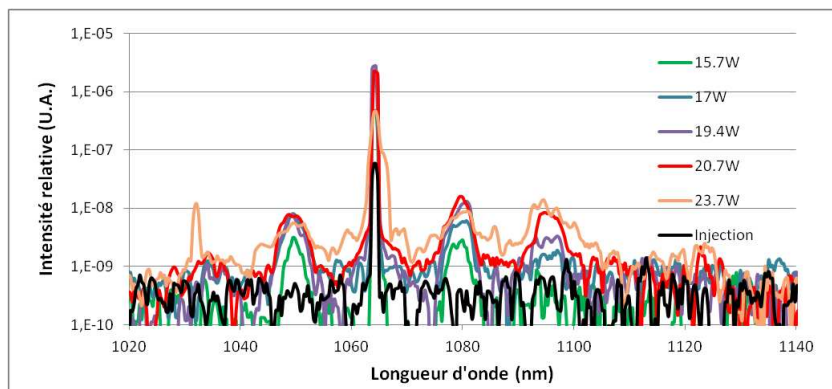


FIGURE 5.3 – Spectre en sortie de l'amplificateur fibré.

On remarque 4 bandes de fréquence autour du pic à 1064 nm sortant significativement du niveau de bruit. Deux lobes centrés respectivement à 1047 nm et 1081 nm sont décalés de 4,5 THz par rapport au pic du signal. L'augmentation de la puissance de pompage permet de faire apparaître deux autres lobes, au prix d'un élargissement spectral important. Ces lobes sont situés respectivement autour de 1030 nm et 1095 nm.

Il n'a pas été possible avec le matériel à notre disposition de photographier le mode en champ lointain dans cette configuration. Les fréquences à observer sont à la fois très proches en longueur d'onde du pic intense à 1064 nm et de l'ASE pour qu'un filtrage spectral soit facilement mis en place, et leurs polarisations croisées ne permettent pas non plus de s'affranchir du signal à 1064 nm.

Le décalage de 4,5 THz est très proche de la valeur théorique calculée pour l'accord de phase ($\sim 4,3$ THz) avec l'hypothèse de la propagation monomode de toutes les ondes impliquées dans le mélange à quatre ondes. Nous validons cette hypothèse *a posteriori* grâce au très bon accord entre la valeur théorique du décalage en fréquence et celle mesurées expérimentalement. La faible différence constatée provient certainement de l'incertitude sur les paramètres $\beta_{2,4}$ et δn .

Le pic observé à 1030 nm n'apparaît que pour de fortes puissances de pompage et il pourrait s'agir d'un effet laser parasite. Nous l'expliquons par la forte valeur du gain de l'amplificateur à 1030 nm. Bien que nous ayons pris soin de cliver la fibre avec un angle important pour éviter les réflexions parasites sur sa face de sortie, les optiques utilisées en aval ont un traitement antireflet à 1064 nm (pour privilégier la transmission du signal).

Le lobe centré à 1095 nm nécessite un seuil d'apparition beaucoup plus bas et nous expliquons sa présence par un mélange à quatre onde entre le pic à 1064 nm et le lobe centré à 1075 nm. Un processus similaire a lieu autour de 1030 nm mais est beaucoup moins efficace. La raison de ce déséquilibre provient du gain Raman.

Le gain Raman, phénomène non-linéaire lié à la diffusion Raman permet l'amplification d'un signal au détriment d'une autre onde de fréquence supérieure. Pour la silice, le maximum du gain Raman correspond à un décalage de 13 THz. Bien que le gain Raman soit inférieur au gain paramétrique, les deux phénomènes peuvent se coupler. Le second ordre du mélange à quatre onde génère un signal autour de 1095 nm qui se trouve être dans la bande de gain Raman. Une partie de l'énergie du pic à 1064 nm est alors ponctionnée par ce lobe au détriment des autres.

L'accord entre théorie et expérience dans le cas de l'injection à 45° des axes montre bien que l'incertitude sur la valeur des paramètres $\beta_{(2,4)}$ et δn est minimale. Elle ne peut en aucun cas expliquer le décalage de plus de 20 THz dans le cas de l'injection sur l'axe lent. Ceci impose que la principale source de déviation par rapport au modèle est la non prise en compte du caractère multimode de la propagation des ondes générées paramétriquement.

5.5 Propagation multimode des ondes générées

L'expression de Δk_W telle qu'elle est écrite à l'équation 5.30 n'est pas suffisante pour décrire l'accord de phase dans un amplificateur à fibre à large cœur, comme nous avons pu l'observer expérimentalement.

La fibre utilisée n'est pas strictement monomode. En effet, le calcul de son paramètre V à 1064 nm donne $V = 4,43$ soit bien au delà de la condition de propagation monomode ($V < 2,405$). Afin de nous assurer que seul le mode d'ordre le plus faible soit guidé puis amplifié, nous avons enroulé les sections de fibre entre chaque composant du pré-amplificateur. Les modes d'ordre élevés, sensibles à la courbure de la fibre, sont alors diffusés dans la première gaine contrairement au mode fondamental [14]. Le constructeur de la fibre préconise de travailler entre 1060 nm et 1115 nm pour favoriser la propagation monomode.

Les fréquences générées paramétriquement doivent être guidées dans le cœur pour que le processus d'amplification paramétrique ait lieu correctement. Or les contraintes de courbure sont minimales sur la fibre active, et nulles à son extrémité où elle est maintenue droite dans un rail afin d'être alignée dans le deuxième étage amplificateur ou dans un dispositif de contrôle du faisceau. C'est donc dans la section de la fibre où les effets sont les plus forts que l'on lève le plus la contrainte de guidage monomode.

Afin de calculer le déphasage introduit par une propagation multimode des faisceaux, il est nécessaire d'introduire un certain nombre de notions, détaillées notamment par Gloge [15].

Soit l'indice de la gaine égal à l'indice de la silice non dopée à 1064 nm, on a $n_g = 1,4496$. En rappelant que l'ouverture numérique de la fibre est de 0,06 on obtient facilement $n_c = 1,4508$. La différence d'indice cœur-gaine étant très inférieure à la valeur typique de l'indice du cœur, on suppose que les composantes longitudinales des champs électrique et magnétique sont négligeable devant les composantes transverses. Dans l'approximation du faible guidage, les équations de propagation sont indépendantes de la polarisation et les modes obtenus seront donc purement TEM [16].

La constante de propagation β de tous les modes guidés vérifient :

$$n_g^2 k_0^2 \leq \beta^2 \leq n_c^2 k_0^2 \quad (5.44)$$

Dans cet intervalle, les modes guidés voient un indice effectif n_{eff} compris entre n_g et n_c .

En définissant les paramètres suivants :

$$\begin{cases} U = a\sqrt{k_0^2 n_c^2 - \beta^2} \\ W = a\sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_g^2} \end{cases} \quad (5.45)$$

Gloge a montré que les modes qui se propagent peuvent être exprimés par des fonction de Bessel (J) dans le cœur et des fonctions de Hankel (K) dans la gaine. On remarque que $V = \sqrt{U^2 + W^2}$

On définit également la constante de propagation normalisée b :

$$b = \frac{W^2}{V^2} = \frac{\beta/k_0 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \quad (5.46)$$

qui permet d'exprimer U et W en fonction de V et b :

$$\begin{cases} U = V\sqrt{1-b} \\ W = V\sqrt{b} \end{cases} \quad (5.47)$$

Finalement, l'égalité nécessaire à l'interface cœur/gaine entre les deux expressions d'un même mode permet de démontrer que [17] :

$$\sqrt{1-b} \frac{J_{l+1}(V\sqrt{1-b})}{J_l(V\sqrt{1-b})} = \sqrt{b} \frac{K_{l+1}(V\sqrt{b})}{K_l(V\sqrt{b})} \quad (5.48)$$

Cette équation nous donne pour chaque valeur de V l'ensemble des modes pouvant se propager dans une fibre dont les paramètres n_c , n_g et a sont connus, à une longueur d'onde donnée. Ils sont communément appelés $LP_{l,m}$ car linéairement polarisés et pour chaque valeur de l , $l \in \mathbb{N}$, il existe plusieurs solutions dénombrées par m .

En outre, il devient possible de connaître l'indice effectif n_{eff} d'un mode particulier pour une fréquence normalisée donnée :

$$n_{eff} = \sqrt{b(n_c^2 - n_g^2) + n_g^2}. \quad (5.49)$$

L'absence de solution analytique exacte à l'équation 5.48 nous oblige à nous référer à la figure 5.4 ci-dessous pour connaître les indices effectifs des différents modes existants.

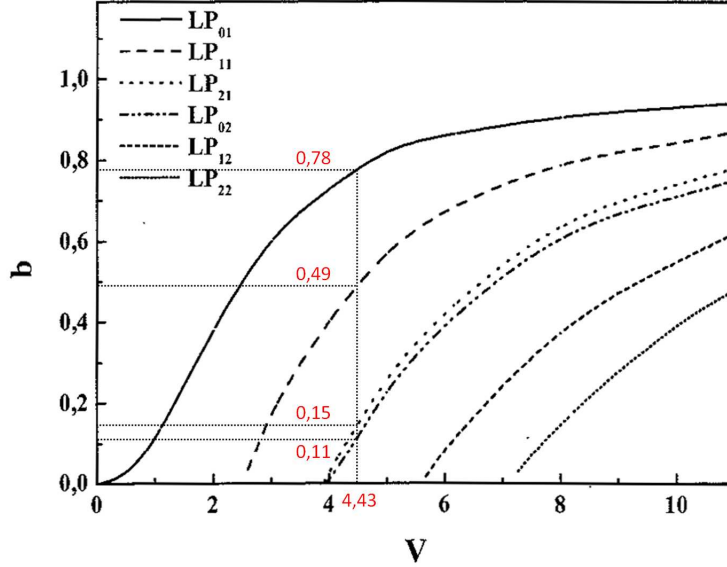


FIGURE 5.4 – Constante de propagation normalisée b des modes supportés dans un guide d'onde cylindrique faiblement guidant de paramètre V , valeurs annotées pour $V=4,43$.

On appelle Δk_{MM} la contribution de la dispersion multimodale à l'accord de phase et l'exprime de manière similaire à Δk_M :

$$\Delta k_{MM} = \frac{\Delta n_3 \omega_3 + \Delta n_4 \omega_4 - 2\Delta n_1 \omega_1}{c} \quad (5.50)$$

soit exprimé en fonction de Ω_S :

$$\Delta k_{MM} = \frac{(\Delta n_4 - \Delta n_3)\Omega_S + (\Delta n_3 + \Delta n_4 - 2\Delta n_1)\omega_1}{c} \quad (5.51)$$

Il ne nous est pas possible de dire avec exactitude que tous les photons générés paramétriquement le sont dans un mode en particulier. Nous nous contenterons de souligner que le paramètre V évolue en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, la fibre supporte moins de modes dans l'infrarouge que dans le domaine visible. On considèrera donc que l'onde pompe reste monomode, tout comme l'onde signal qui évolue dans une fibre d'autant moins multimode que le décalage en fréquence est important. Par conséquent, $\Delta n_3 = \Delta n_1 = 0$.

On remarque que Δk_{MM} est uniquement fonction de Δn_4 et qu'il est nécessaire de se placer dans le cadre d'un grand décalage en fréquence pour

justifier le caractère multimode de la propagation de l'onde idler. On prendra donc en compte $\Delta k_{MM} \neq 0$ uniquement dans le cas de l'injection de la pompe selon l'axe lent.

La condition d'accord de phase s'écrit alors :

$$\Omega_S^2 \beta_2 + \frac{\beta_4}{12} \Omega_S^4 - 2\omega_1 \frac{\delta n}{c} - \frac{(\Delta n_4) \Omega_S + (\Delta n_4) \omega_1}{c} + 138 = 0 \quad (5.52)$$

En choisissant Δn_4 comme la différence entre l'indice effectif du mode LP_{01} et celui du mode LP_{11} à $V = 4,43$, on obtient une seule solution physiquement acceptable pour le décalage en fréquence : $\Omega_S \simeq 91 \text{ THz}$. On remarque que cette valeur est plus proche du décalage observé ($81,7 \text{ THz}$) que la valeur théorique calculée sans Δk_{MM} ($\sim 64 \text{ THz}$).

La prise en compte du caractère faiblement monomode de notre fibre dans la condition d'accord de phase permet d'obtenir une meilleure estimation du décalage en fréquence. Cette estimation reste cependant surévaluée car la différence d'indice effectif entre le mode LP_{01} et le mode LP_{11} est calculée sur la base d'un paramètre V à la longueur d'onde de la pompe. La différence d'indice effectif entre ces 2 modes est inférieure en réalité, compte tenu du rapprochement des courbes pour des valeurs de V élevées.

Les équations 5.42 et 5.52 sont utiles pour fournir un encadrement du décalage en fréquence théorique dans le cas d'une propagation de l'onde pompe selon l'axe lent. Ne pouvant exprimer directement les indices effectifs des modes en fonction de Ω_S , nous validons *a posteriori* l'équation 5.52. Pour un décalage en fréquence expérimental de $81,7 \text{ THz}$, associé à une onde idler de 825 nm et un paramètre $V = 5,71$, on trouve les constantes de propagation normalisées suivantes : $b_{LP_{01}} = 0,87$ et $b_{LP_{11}} = 0,67$. La valeur du Δk_{MM} ainsi calculée et réinjectée dans l'équation 5.52 prédit un décalage en fréquence théorique de $\simeq 82,3 \text{ THz}$ ce qui est très proche de la valeur mesurée expérimentalement.

5.6 Application au cahier des charges

Les effets non-linéaires sont inévitables lorsque l'on cherche à amplifier fortement dans des milieux fibrés. L'étude des paramètres favorisant leur apparition nous a permis de dégager 3 comportements différents de notre amplificateur à fibre.

En stricte application du cahier des charges, nous avons démontré qu'il était nécessaire d'injecter le signal selon l'axe rapide de la fibre pour optimiser l'énergie de sortie à 1064 nm.

Les deux autres comportements sont tous deux liés au mélange à quatre ondes et nous permettent d'imaginer d'autres applications à cette brique technologique. D'une source laser nanoseconde à 1064 nm, il est possible d'obtenir des impulsions décalées en fréquence de plusieurs dizaines de microjoules, avec un degré de liberté sur le décalage en fréquence grâce au contrôle de la polarisation du signal. Un autre degré de liberté provient de la dépendance du décalage en fréquence par la biréfringence. Enfin, l'application d'un stress contrôlé sur la fibre permet de modifier les modes de propagation des fréquences générées paramétriquement et d'étendre l'accordabilité de ce type de sources [18].

D'autres applications comme la création de paires de photons par FWM [19] profiteraient d'un amplificateur de ce type pour diminuer leur taux d'erreur.

Bibliographie

- [1] G. Agrawal; "*Non-Linear Fiber Optics, 5th Edition*"; Academic Press; 2012.
- [2] G. Agrawal; "*Non-Linear Fiber Optics, 3th Edition - Chapter 2*"; Academic Press; 2012.
- [3] G. Agrawal; "*Non-Linear Fiber Optics, 3th Edition - Chapter 4*"; Academic Press; 2012.
- [4] A.E. Siegman; "*Lasers*"; University Science Books; 1986.
- [5] M.W. Maeda, W.B. Sessa, W.I. Way, A. Yi-Yan, L. Curtis, R. Spicer and R.I. Laming; "*The Effect of Four-Wave Mixing in Fibers on Optical Frequency-Division Multiplexed Systems*"; Journal of Lightwave Technology; vol. 8, pp. 1402-1408, 1990.
- [6] S. Song, C.T. Allen, K.R. Demarest and R. Hui; "*Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers*"; Journal of Lightwave Technology; vol. 17, pp. 2285-2290, 1999.
- [7] R.L. Farrow, D.A.V. Kliner, P.E. Schrader, A.A. Hoops, S.W. Moore, G.R. Hadley and R.L. Schmitt; "*High-peak-power (>1.2 MW) pulsed fiber amplifier*"; Proceedings of SPIE; vol. 6102, pp. 138-146, 2006.
- [8] G. Agrawal; "*Non-Linear Fiber Optics, 3th Edition - Chapter 8*"; Academic Press; 2012.
- [9] J.P. Fève, P.E. Schrader, L. Farrow and D.A.V. Kliner; "*Four-wave mixing in nanosecond pulsed fiber amplifiers*"; Optics Express; vol. 15, pp. 4647-4662, 2007.
- [10] C. Lin, W. Reed, A. Pearson and H. Shang; "*Phase matching in the minimum-chromatic-dispersion region of single-mode fibers for stimulated four-photon mixing*"; Optics Letters; vol. 6, pp. 493-495, 1986.
- [11] G. Agrawal; "*Non-Linear Fiber Optics, 3th Edition - Chapter 10*"; Academic Press; 2012.
- [12] J.P. Fève; "*Phase-matching and mitigation of four-wave mixing in fibers with positive gain*"; Optics Express; vol. 15, pp. 577-582, 2007.

- [13] L. Lago; "*Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance*"; Université Lille 1 - Sciences et Technologies; 2011.
- [14] M.J. Li, X. Chen, A. Liu, S. Gray, J. Wang, D.T. Walton and L.A. Zenteno; "*Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers*"; Journal of Lightwave Technology; vol. 27, pp. 3010-3016, 2009.
- [15] D. Gloge; "*Weakly guiding fibers*"; Applied Optics; vol. 10, pp. 2252-2258, 1971.
- [16] A.W. Snyder and J.D. Love; "*Optical Waveguide Theory*"; Chapman and Hall, London, 1983.
- [17] H. Guillet de Chatellus; "*Étude des non-linéarités d'ordre deux induites dans les verres et les fibres optiques : Modulation spatiale de ces non-linéarités à l'aide d'impulsions femtoseconde*"; Université de Bordeaux I; 2002.
- [18] M. Born and E. Wolf; Principles of optics, 6th edition; Pergamon Oxford; 1980.
- [19] J.G. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W.J. Wadsworth and P.St.J. Russell; "*Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs*"; Optics Express; vol. 13, pp. 534-544, 2005.

Chapitre 6

Conclusion générale

6.1 Essais d'allumage

Plusieurs campagnes d'essais ont été réalisées sur la période 2010-2012. Elles ont été possibles grâce aux bancs d'essais et aux expertises des personnels des sociétés TURBOMECA et de l'ONERA. Il est important de souligner que le coût de ces campagnes de mesures, qui mobilisent de nombreuses ressources tant matérielles que humaines, est très élevé. Je tiens à exprimer mes remerciements sincères aux différents acteurs qui ont permis d'accomplir ces travaux.

Pour chaque campagne, une mise en place parfois lourde associée à la mise en œuvre des différentes solutions lasers sur les bancs moteurs a raccourci le temps imparti aux essais. Je tiens également à indiquer que les protocoles expérimentaux sont particulièrement contraignants et n'ont pas permis d'enchaîner les essais à une très grande cadence. Les journées les plus productives se résument à une vingtaine d'essais d'allumage laser. Plusieurs minutes d'attentes sont nécessaires entre chaque essai pour s'assurer de revenir aux conditions initiales. Ce délai est encore plus long pour les essais à froid. Lorsque plusieurs essais infructueux consécutifs se produisaient, on observait régulièrement la création de flaques de carburant qu'il fallait assécher pour éviter de déclencher un feu de nappe.

Ces difficultés techniques ont donc considérablement limité la quantité d'essai et bien qu'il soit intéressant d'étudier de manière systématique et statistique certains points d'allumage, nous nous sommes contentés de résultats d'allumage binaires (réussite/échec) pour des paramètres moteur fixés, afin de déterminer l'EMA pour lesdits paramètres. Ces résultats sont décrits ci-

dessous.

6.1.1 Démonstration de faisabilité

Les premiers essais d'allumage laser avaient pour but de démontrer la faisabilité de l'allumage laser dans des conditions expérimentales représentatives d'une chambre de combustion pour turbine d'hélicoptère. L'ONERA dispose d'un banc d'essai baptisé MERCATO (Moyen d'Étude et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques), adapté à ce type d'essais. Ce banc est notamment utilisé pour améliorer la connaissance de l'évolution des écoulements lors de la phase d'allumage. Les travaux de Rosa [1] ont notamment permis de caractériser l'évolution du mélange diphasique avant allumage et la dispersion des gaz en fonction des vitesses, température et pression des fluides injectés. Le banc MERCATO est donc idéal pour tester un large éventail de configurations d'allumage.

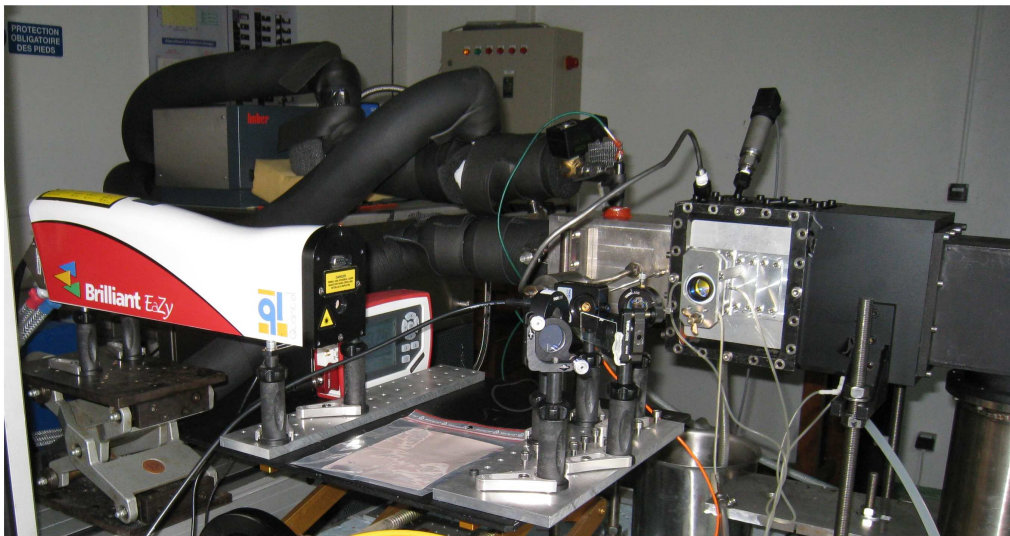


FIGURE 6.1 – Banc MERCATO, Onera (Toulouse). Laser Brilliant Eazy (Quantel)

Pour réaliser nos essais d'allumage laser, nous avons utilisé le laser Brilliant Eazy de la société Quantel. Les caractéristiques des impulsions utilisées sont les suivantes :

- $\lambda = 1064 \text{ nm}$

- Taux de répétition : 10 Hz
- Energie à 1064 nm : 330 mJ
- Durée (FWHM) : 5 ns
- $\phi_{\text{faisceau}} = 6 \text{ mm}$; divergence : 0,5 mrad

Parmi les sites d'allumages pour lesquels les performances des bougies classiques sont connues, nous avons sélectionné le site le plus favorable pour y implémenter un allumage laser. L'orifice par lequel la bougie affleure a été remplacé par un flasque, représenté sur la figure 6.2, système étanche permettant de faire varier la position du point focal dans la chambre. Le domaine climatique étudié varie entre -40°C et $+20^{\circ}\text{C}$ pour ce qui est de la température de l'air, et de 0,5 à 1 bar en ce qui concerne la pression dans la chambre de combustion, avant déflagration.



FIGURE 6.2 – Flasque au banc Mercato. Tuyaux d'injection d'air et de diazote.

On remarque la présence de quatre tubes connectés en différentes parties du flasque. La lentille de focalisation faisant office de hublot, elle est soumise à deux phénomènes rendant le claquage laser caduque. Côté intérieur, dans la chambre de combustion, la projection de gouttelettes de kérosène sur la surface optique crée un film aberrant qui perturbe la focalisation pouvant rendre le claquage laser impossible. Côté extérieur, les essais à basse température provoquent la formation d'une couche de givre sur toutes les surfaces en contact avec l'air ambiant de la salle d'expérience, éliminant le claquage laser.

Pour empêcher la pollution au kérosène, nous avons induit une légère surpression au niveau du site d'allumage en injectant de l'air par les orifices

existant au niveau des douilles de bougie. Ce dispositif s'est révélé plus efficace à pression ambiante qu'en dépression. Pour éliminer le givrage, nous avons soufflé du diazote sur la face extérieure de la lentille de focalisation. L'appauvrissement relatif de cette zone en vapeur d'eau a totalement empêché la formation du givre.

La table 6.1 ci-après récapitule les principaux résultats de cette première campagne d'essais :

T_{air}	Pression	Richesse	Énergie (mJ)	Réussite
20°C	1 bar	0.92	250	oui
20°C	1 bar	1.9	250	oui
-40°C	1 bar	0.92	250	oui, tardif
-40°C	1 bar	2.1	160	oui
-40°C	1 bar	2.1	100	oui
-40°C	1 bar	2.1	75	oui, E_{min}
-40°C	1 bar	1.9	75	non
20°C	0.5 bar	1.6	250	non, pollution
20°C	0.8 bar	2.1	110	oui
20°C	0.7 bar	2.1	240	oui

TABLE 6.1 – Résultats de la première campagne d'essais

L'EMA mesurée lors de ces essais est de 75 mJ. Il ne s'agit pas d'un seuil étant donné que des énergies plus faibles n'ont pas été testées. En cause, le contrôle de l'énergie par impulsion se faisait en ajustant le délai entre le pompage du laser le déclenchement du Q-switch. Les 75 mJ constituaient l'énergie minimale permise par le laser lui même.

Plusieurs conclusions importantes viennent conclure cette première campagne. Si l'on regarde uniquement la puissance crête, 10 MW sont suffisants pour garantir un allumage. Si l'on regarde les facteurs influençant la réussite de l'allumage, on remarque que la température de l'air n'est à priori pas un facteur limitant, contrairement à la dépression. Toutefois, ces essais ne permettent pas de déterminer si la dépression limite l'allumage à cause de la modification de la carburation, ou à cause de la modification des écoulements dans la zone du claquage.

La comparaison des performances des bougies classiques et des systèmes laser ne peut se faire qu'en précisant qu'il s'agit de deux technologies très

différentes. En terme d'énergie, celles requises lors des décharges de bougies classiques sont de plusieurs joules, largement plus que les impulsions laser utilisées pour ces essais.

En terme de position, parmi les sites testés, nous avons retrouvé les points d'allumage des bougies traditionnelles. Néanmoins, les tentatives d'allumage à des points plus profonds dans la chambre de combustion se sont soldés par des échecs. En effet, le claquage laser cessait de se produire dès que l'on commençait à souffler de l'air dans la chambre, et réapparaissait à l'extinction de l'injection. La différence vue par le faisceau se limite aux turbulences aériennes. On suppose donc qu'un flux d'air suffisamment turbulent peut détériorer la qualité spatiale du faisceau au point d'empêcher le claquage.

L'avantage annoncé de la technologie laser consistant à dire que le point d'allumage peut être paramétré à volonté n'est pas vérifié par l'expérience. Si le point optimal proposant des conditions de stabilité idéales pour la croissance du noyau de flamme se trouve au centre de la chambre de combustion, encerclé par des turbulences et un brouillard de kérosène, le faisceau laser doit traverser un milieu extrêmement aberrant, ce qui empêche le claquage laser malgré des énergies supérieures à 100 mJ.

En terme de robustesse, les bougies classiques fonctionnent parfaitement même lorsqu'elles sont polluées au kérosène. Notre système laser a montré ses limites puisque quelques gouttelettes ont suffi à le rendre inopérant. Il y a donc une marge de progression importante à ce niveau. C'est ce problème qui nous a empêché de tester l'allumage en dépression à 0,5 bar, une zone limite pour les performances des bougies classiques.

6.1.2 Détermination de l'EMA

La deuxième campagne d'essais s'est concentrée sur la détermination expérimentale de l'EMA dans des conditions de carburation favorable sur un véritable turbomoteur. Les 75 mJ minimum des essais précédents étant largement supérieur au minimum théorique, nous avons décidé de changer la source laser pour un laser Minilite de la société Continuum[®] aux caractéristiques similaires :

- Taux de répétition : 10 Hz
- Energie à 1064 nm : 50 mJ
- Durée (FWHM) : 5-7 ns
- $\phi_{\text{faisceau}} = 3 \text{ mm}$; divergence : 3 mrad

Nous nous sommes munis d'un atténuateur afin de pouvoir contrôler la descente en énergie sans changer les paramètres internes du laser.

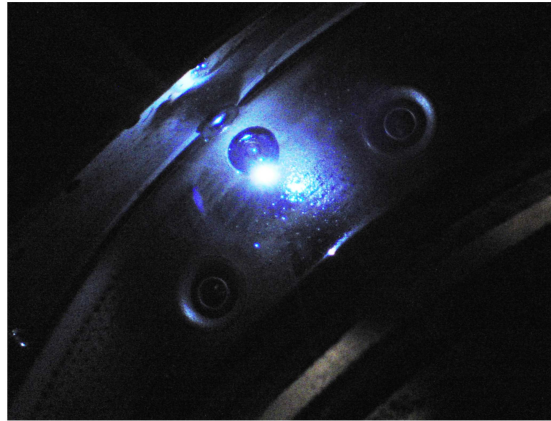


FIGURE 6.3 – Étincelle générée par la focalisation du laser Minilite. Vue de l'intérieur d'une chambre de combustion type Ardiden.

Le banc moteur sur lequel nous avons travaillé, mis à disposition par Turboméca, est visible sur la figure 6.4. Plusieurs sites d'allumage étaient disponibles. Nous avons sélectionné un site accessible dont l'orifice ne débouchait pas face à injecteur, afin d'éviter les projections directes de gouttelettes, et nous sommes assuré du claquage laser "à sec" et "avec air" au moyen d'une caméra placée derrière un hublot dans l'axe d'évacuation des gaz brûlés. Plusieurs films ont été réalisés pour visualiser certaines séquences d'allumage. La sensibilité de la caméra a été calibrée pour discerner l'étincelle. Par conséquent, au delà de 10 ms d'un allumage réussi, la saturation du détecteur est quasi-totale.

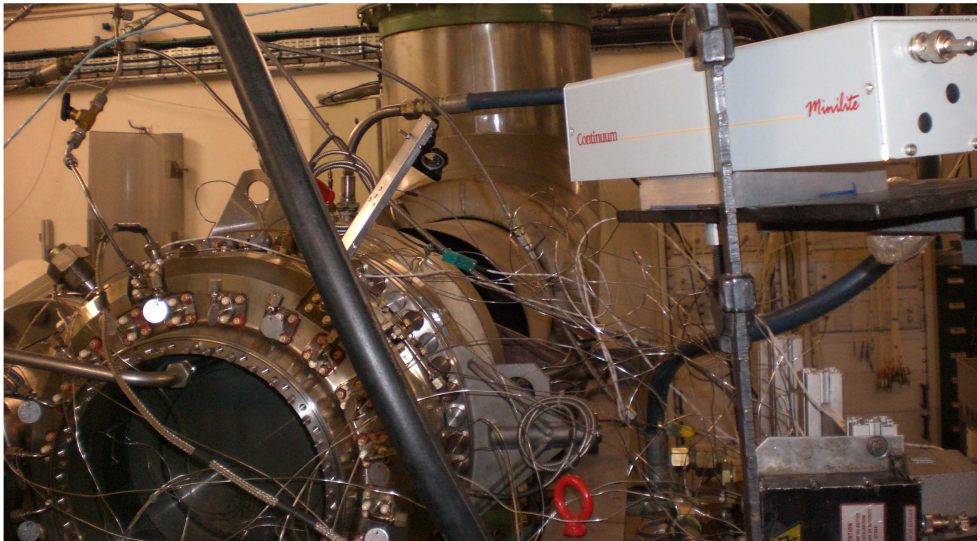


FIGURE 6.4 – Banc moteur Ardiden. Point focal à 20 mm de la paroi.

La comparaison des performances s'effectue en fonction des paramètres de contrôle du banc moteur utilisés pour simuler différents régimes de fonctionnement et les unités citées n'ont pas de sens sorties de ce contexte. Ainsi, la référence de l'allumage réussi par une bougie classique est un débit d'air de 80 g associé à une pression dans les injecteurs de 831 kPa. Un calcul de la richesse dépendrait de trop de paramètres intrinsèques au banc. On estimera simplement qu'une réduction du débit d'air diminue les turbulences, et qu'une réduction de la pression d'injection diminue la richesse. Les essais se sont déroulés à température et pression ambiante. Quelques résultats sont listés ci-après :

$P_{injecteur}$ (kPa)	D_{air} (g/s)	E_{1064} (mJ)	Réussite
831	80	>100	oui (référence bougie classique)
700	100	45	oui (début des essais laser)
600	100	45	oui
400	100	45	oui
200	100	45	oui
180	100	45	oui
160	100	45	oui (à 50%, limite atteinte)
700	100	25	oui
200	100	25	oui
400	100	14	oui
200	100	14	oui (tardif, limite atteinte)
600	350	14	oui (tardif, limite atteinte)
600	400	14	non
700	420	45	oui

TABLE 6.2 – Résultats des essais menés sur MERCATO, 2010.

La principale information a été de valider une EMA de 14 mJ. Il ne s'agit toujours pas d'une valeur seuil car, compte tenu de la largeur temporelle des impulsions, en deçà de 14 mJ par impulsion la puissance crête n'est plus suffisante pour provoquer un claquage. Néanmoins, ce résultat est cohérent avec nos estimations pour lesquelles la dizaine de millijoule est suffisante.

Le système laser utilisé a montré son efficacité sur un domaine aussi étendu que les bougies classiques, on note cependant qu'il est nécessaire de rehausser l'EMA pour les régimes soutenus (D_{air} élevé). Dans le même temps, il est bénéfique d'augmenter la pression d'injection pour conserver une richesse correcte. Toutefois, cette situation a une limite au-delà de laquelle la quantité de carburant dans la chambre est telle que la lentille de focalisation est polluée.

Ce problème de pollution est un problème clé. Nous avons eu l'opportunité de faire des essais sur un moteur très différent (modèle Tech800, société Turboméca) pour lequel les sites d'allumage sont situés face aux cannes d'arrivée d'air. Les projections sont telles que le claquage laser ne peut pas avoir lieu. En l'état, les technologies ne sont pas interchangeables car les sites d'allumage ont été développés pour des bougies classiques. La rupture de technologie nécessitera probablement de prévoir des sites d'allumage spécifiques pour bougies laser, dans des zones "protégées" de projections directes.

6.1.3 Validation de notre prototype

La dernière campagne d'essais s'est déroulée à l'ONERA en novembre 2011. Le banc MERCATO avait été modifié pour accueillir une section de chambre représentative d'un moteur type Ardiden et faciliter la visualisation du foyer. Il s'agissait de la dernière étape afin de valider notre prototype de bougie laser en situation réelle. Les caractéristiques de nos impulsions sont listées ci-dessous :

- Taux de répétition : 10 Hz
- Energie à 1064 nm : entre 9,3 mJ et 10,8 mJ
- Durée : ~ 1.3 ns
- $\phi_{\text{faisceau}} = 5$ mm ; divergence : 12 mrad

La figure 6.5 montre les éléments du prototype installés sur le banc moteur. La section de chambre est vue d'en haut, l'injection du mélange se fait via le tube métallique sur la droite et l'extraction des gaz s'effectue par le tuyau en bas à gauche. Les éléments sur le dessus de la chambre sont des capteurs de pression et de température. On distingue le pré-amplificateur fibré en haut. On distingue mal la fibre dopée qui le relie au deuxième étage d'amplification (sur le rail). L'angle étrange entre le rail et l'axe de la bougie est dû à la lame de Brewster (cf. Chapitre 4).

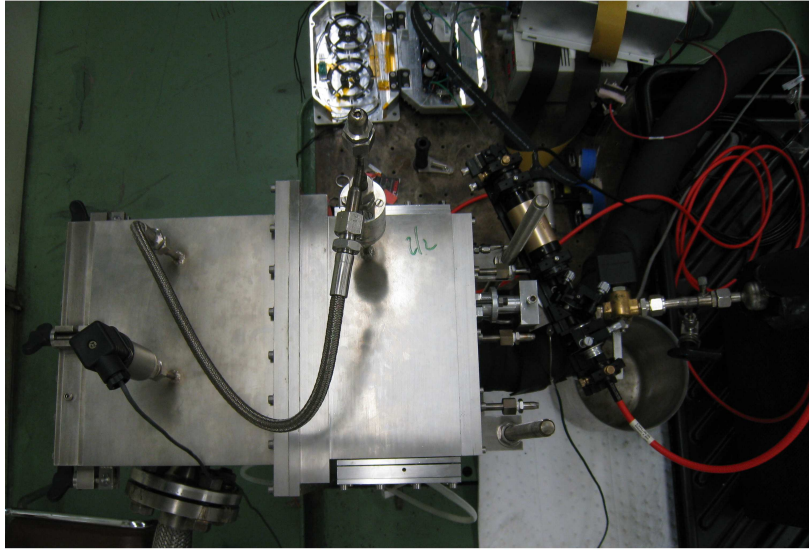


FIGURE 6.5 – Section de chambre type Ardiden. Deuxième étage connecté. Premier étage fibré en haut.

Une première séquence d’essai a eu lieu en utilisant le laser Minilite comme laser de référence. Les indications de débit d’air ne sont pas comparables avec le tableau 6.2. Elles indiquent de manière qualitative le régime moteur simulé.

D_{air} (g/s)	L_{focale} (mm)	E_{1064} (mJ)	Réussite
47	15	44	oui
47	15	36	oui
47	15	30	oui (limite atteinte pour $f = 15\text{ mm}$)
47	10	32	oui
47	10	25	oui
47	10	17	oui (limite de claquage)

TABLE 6.3 – Résultats des essais menés sur Ardiden, 2011

Cette séquence nous a permis de vérifier la similitude entre les résultats des essais précédents et la section de chambre mise à notre disposition. De plus, nous avons pu ajuster la position du point focal à 3,5 mm de la paroi, en regardant pour pour plusieurs positions laquelle permettait l’allumage le plus rapide. Nous avons ensuite installé notre prototype en lieu et place du laser Minilite.

Nous avons essayé d'allumer le mélange en un point supposé favorable avec des impulsions d'énergie supérieure à 8 mJ avec un faible débit d'air (20 g). Après trois essais ratés pour une seule réussite, nous avons conclu que l'EMA de la chambre d'expérience était comprise entre 8 mJ et 14 mJ. L'intérêt de fonctionner avec une énergie à peine inférieure au seuil d'allumage, est que l'allumage, s'il se produit, se fait tardivement par rapport à une séquence d'allumage de 5 secondes. On peut donc observer le mélange avant la réaction en chaîne pendant plusieurs secondes.

Avant l'injection, on observe le claquage régulier de la bougie laser. Dès que le kérosène commence à être pulvérisé, l'étincelle est vue au travers d'un fin brouillard. Ce brouillard incolore pour des étincelles de faible énergie se teinte de rouge lorsque l'on augmente l'énergie des impulsions, et nous avons noté ce rougeoiement systématiquement avant chaque allumage réussi. Il s'agit probablement de la diffusion par le brouillard des photons à 808 nm non absorbés dans le deuxième étage d'amplification.

Le faible taux de réussite à l'allumage avec des impulsions de 8 mJ signifie simplement que l'énergie transférée au plasma ne permet pas la création d'un noyau d'allumage viable, comme nous l'avons défini par le critère numéro 2, chapitre 1 page 12. Le noyau d'allumage créé est à priori trop petit ou trop froid pour survivre dans l'enceinte de la chambre de combustion. Le fait de réussir 25% des tests d'allumage est insuffisant pour valider notre système d'allumage, mais il prouve l'existence d'un noyau d'allumage quasiment viable. C'est ce "quasiment" sur lequel nous avons travaillé afin de viabiliser le noyau d'allumage initial. Deux voies s'offraient à nous : augmenter l'énergie initiale des impulsions ou passer au "Multipulse".

6.1.4 Allumage Multipulse

Le "Multipulse" est une technique d'allumage pour laquelle un brevet est actuellement en cours de dépôt, permettant de créer des noyaux d'allumage viables à partir d'impulsions lasers dont l'énergie individuelle est inférieure à l'EMA. Elle diffère fortement de l'allumage en trois points proposé par Pavel et al. [2] qui propose de générer simultanément 3 étincelles en trois points distincts. L'objectif de l'allumage multipoint est d'accélérer la phase initiale de combustion, ce qui est particulièrement utile pour améliorer le rendement des moteurs à explosion.

Le concept d'allumage "Multipulse" est né d'une discussion entre les dif-

férents partenaires du projet C.A.L.A.S. à propos de la question suivante : "Sur quelle durée doit-on apporter l'EMA pour garantir un allumage?".

Le point de vue du LOMA était qu'obtenir un claquage nécessite de travailler en régime nanoseconde. Le point de vue du CERFACS était que l'échelle de temps caractéristique pour l'évolution du noyau d'allumage était de l'ordre de la centaine de microseconde, voire de la milliseconde si l'on souhaitait s'assurer de la viabilité du noyau. Six ordres de grandeur séparent la formation du plasma de sa transformation en noyau d'allumage abouti. Entretemps, plusieurs scénarios sont possibles :

- le plasma se transforme en noyau, rencontre des conditions favorables et s'étend,
- le plasma se transforme en noyau, croît anormalement à cause des turbulences et se déchire,
- le plasma se transforme en noyau mais se refroidit trop rapidement et s'éteint.

Le premier cas correspond aux allumages réussis avec de faibles énergies. Le deuxième cas peut mener à un allumage réussi pour des impulsions très énergétiques où le noyau est suffisamment chaud pour supporter un environnement défavorable mais résulte le plus souvent en un échec. Le dernier cas est précisément celui auquel nous sommes confrontés avec des impulsions d'énergie insuffisante.

Dans ce dernier cas, le noyau créé par une impulsion n'est pas viable. Nous formulons l'hypothèse suivante : il est possible d'entretenir un noyau d'allumage ne possédant pas la taille critique en l'alimentant avec une nouvelle impulsion avant sa disparition complète. Par conséquent, la durée séparant deux impulsions doit être courte devant le temps caractéristique de déplacement des fluides au point d'allumage. Sans cette condition, la deuxième impulsion ne fait que recréer un deuxième noyau indépendant du premier, voué également à une disparition précoce. La fenêtre de tir pour le multipulse dépend des conditions aérodynamiques de la chambre de combustion et, pour nos expériences, a été identifiée comme une milliseconde.

La durée minimale entre deux impulsions fournies par notre système correspond au temps de chargement le plus long des deux étages d'amplification, en l'occurrence, $250 \mu\text{s}$ pour le deuxième étage. Le taux d'utilisation de la diode de pompage du deuxième étage étant de 25%, nous avons jugé qu'il était dangereux pour la diode de ne pas respecter au moins $250 \mu\text{s}$ de repos entre

deux cycles de pompage. Avec $500 \mu s$ entre chaque impulsion, nous avons donc la possibilité de placer trois impulsions au maximum dans la fenêtre de tir. Le chronogramme 6.6 ci-dessous représente les signaux logiques pilotant une séquence "bi-pulse".

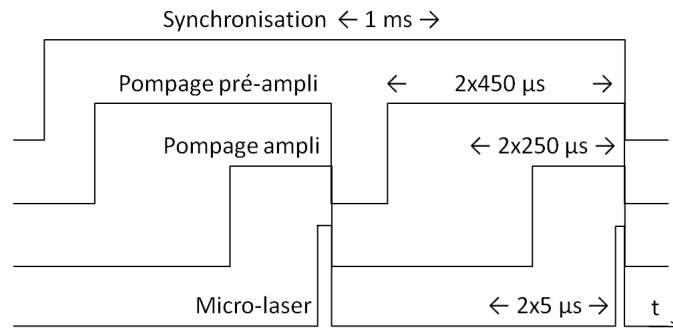


FIGURE 6.6 – Chronogramme des signaux logiques pilotant la chaîne d'allumage en mode "bi-pulse"

Avec deux impulsions séparées de $560 \mu s$, nous avons obtenu les résultats présentés dans le tableau 6.4 ci-dessous :

D_{air} (g/s)	L_{focale} (mm)	E_{1064} (mJ)	Réussites
17	10	2x9	oui (rapide)
20	10	2x9	oui (rapide)
22	10	2x9	oui (rapide)
29	10	2x9	non
25	10	2x9	oui (rapide)
27	10	2x9	oui (tardif)
28	10	2x9	oui (rapide)
32	10	2x9	oui (normal)
>33	10	2x9	non (limite atteinte)
>75	10	2x9	non (disparition du claquage)

TABLE 6.4 – Résultats des essais menés sur MERCATO, 2011.

Grâce à l'utilisation de deux pulses consécutifs, nous avons augmenté la probabilité d'allumage de 25% à 100% pour de faibles débits d'air. L'accroissement du débit au delà de 30 g d'air, en mode "bi-pulse", cesse de donner des résultats satisfaisants.

Nous proposons l'explication suivante : augmenter le débit d'air accélère le déplacement des fluides et le noyau initial dérive alors trop vite pour que la deuxième impulsion puisse l'entretenir. Au delà de 75 g, nous rapportons la disparition du claquage. En repassant sous ce seuil, le claquage répareit. Nous supposons qu'il existe un seuil de turbulence au delà duquel le claquage laser devient caduc (pour une impulsion d'énergie fixée).

Nous avons essayé d'allumer le même mélange avec une pression d'air plus importante, plus représentative des conditions réelles, en ajoutant un troisième pulse. Il n'y a pas eu d'amélioration visible comparé aux tests "bi-pulse". La limite d'allumage est restée à ~ 33 g. Nous postulons que c'est l'écartement temporel entre les pulses qui limite le débit d'air maximal permettant l'allumage. L'allumage multipulses permet d'envisager des solutions lasers d'énergie inférieure à l'EMA au prix d'une cadence de répétition plus élevée.

6.2 Perspectives pour l'allumage laser

La synthèse des travaux menés sur le développement d'une cellule d'allumage laser spécifique pour turbomoteurs peut être résumée en 4 points :

1. l'EMA est de l'ordre de 10 mJ en conditions idéales,
2. des solutions lasers existent pour fournir cette EMA malgré les contraintes,
3. l'EMA évolue avec les conditions moteurs,
4. cette évolution peut être compensée par le multipulse.

Élever le niveau d'énergie des impulsions est un aspect fondamental du développement des prochaines bougies laser, qui devront être capables d'allumer une large gamme de régimes moteurs. L'essentiel de cette amélioration doit être faite au niveau du deuxième étage d'amplification, car l'énergie du signal transmise par fibre est limitée par les effets non-linéaires.

Les choix techniques pour le deuxième étage d'amplification ont été définis au début des travaux. L'expérience accumulée depuis nous permet de revenir sur trois aspects :

1. Le type de matériau : une matrice à structure cristalline est un choix historique. Des publications récentes [3, 4] font état de céramiques pré-

sentant des caractéristiques spectroscopiques identiques et des caractéristiques thermiques meilleures que celles trouvées dans les cristaux. Les méthodes de fabrication permettent d'envisager une réduction des coûts mais surtout une paramétrisation du taux de dopage. On peut donc envisager de doper uniquement la zone traversée par le signal et d'obtenir une valeur du facteur de recouvrement égale à 1 [5], ou de pomper transversalement sans craindre de peupler inutilement la zone non-recouverte par le signal.

2. La géométrie de l'amplificateur : la fibre cristalline permet en pratique d'obtenir un gain linéique important sur une longueur confortable, et serait la géométrie idéale si un seul passage permettait d'atteindre les niveaux d'énergie requis. Afin d'extraire le maximum d'énergie, plusieurs passages sont nécessaires ce qui est délicat à mettre en œuvre dans un milieu à géométrie cylindrique sans ajouter d'éléments actifs. Utiliser des céramiques permettrait plus de souplesse dans la conception.
3. Le choix du matériau : l'hypothèse du multipulse remet en valeur l'aspect haute cadence de l'allumage laser, avantage technologique indéniable comparé aux bougies traditionnelles bloquées à 10 Hz. À ce titre, le $Nd : YVO_4$ devient le matériau le plus intéressant parmi ceux présentés au Chapitre 2. Une augmentation de la fréquence de répétition du système jusqu'à 10 kHz est envisageable sans modification du micro-laser ou du pré-amplificateur fibré.

Au delà de la solution laser, il est important de noter que la simulation des écoulements au sein de la chambre de combustion est essentielle pour la détermination systématique du point d'allumage optimal. L'évolution de la position de ce point en fonction du régime moteur est une réalité, et nous appuyons l'idée que les sites d'allumage des bougies traditionnelles ne sont pas forcément compatibles avec une technologie laser.

En conclusion, nous avons démontré que l'allumage laser était une technologie applicable aux turbomoteurs. Plusieurs axes de développement ont été identifiés et nous sommes confiants sur la capacité de cette technologie à apporter un avantage concurrentiel à ses détenteurs dans un avenir proche.

Bibliographie

- [1] N.G. Rosa; "*Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude*"; Institut National Polytechnique de Toulouse - Énergétique et Transferts; Institut Supérieur de l'aéronautique et de l'Espace, 2008.
- [2] N. Pavel, M. Tsunekane and T. Taira; "*Laser Systems for Applications*"; Chapter 4 : All-Poly-Crystalline Ceramics Nd :YAG/Cr4+ :YAG Monolithic Micro-Lasers with Multiple-Beam Output; Krzysztof Jakubczak, 2011.
- [3] Y. Rabinovitch, D. Tétard, M.D. Faucher and M. Pham-Thi; "*Transparent polycrystalline neodymium doped YAG : synthesis parameters, laser efficiency*"; Optical Materials; vol. 24, pp. 345–351, 2003.
- [4] T. Takunori; "*Ceramic YAG lasers*"; Comptes Rendus Physique; vol. 8, pp. 138-152, 2007.
- [5] T. Denis, S. Hahn, S. Mebben, R. Wilhelm, C. Kolleck, J. Neumann and D. Kracht; "*Compact diode stack end pumped Nd :YAG amplifier using core doped ceramics*"; Applied Optics; vol. 49, pp. 811-816, 2010.

RÉSUMÉ

Ce travail porte sur l'étude et la réalisation d'une cellule d'allumage laser pour turbomoteurs. Une étude bibliographique nous a permis d'identifier les caractéristiques nécessaires : des impulsions nanosecondes d'au moins 10 mJ. La spécificité de l'application impose de nombreuses contraintes qui ont influencé le choix d'une architecture avec deux étages amplificateurs : un amplificateur fibré suivi d'un amplificateur à base de fibre cristalline. Nous avons développé un code permettant de simuler l'amplification d'une impulsion nanoseconde dans ces milieux et ainsi déterminé les caractéristiques techniques optimales de chaque étage amplificateur. Ces résultats ont permis la réalisation d'une chaîne d'allumage et sa caractérisation. Une étude particulière de l'amplificateur fibré a permis de maîtriser l'apparition d'effets non-linéaires limitants. Finalement, nous démontrons le potentiel de notre solution laser par plusieurs campagnes d'allumage sur différents bancs moteurs.

ABSTRACT

This work deals with the design and the construction of a laser ignition system for turbine engines. A review of the dedicated literature allowed us to identify the required characteristics : nanosecond pulses with at least 10 mJ of energy. Our specific application imposes numerous constraints which directly influenced our choice of two amplifier stages : a fiber amplifier followed by a crystalline-fiber based amplifier. We developed a simulation describing the amplification of nanosecond pulses through these two medias and thus determined the optimal technical characteristics of each amplifier stage. These results lead to the realization of an laser ignition system that we completely characterised. A specific study of the fiber amplifier allowed us to understand and control the appearance of non-linear limiting phenomena. Eventually, we demonstrate the capabilities of our solution by several laser-ignition field studies.