HAL
open science

Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm

William Renard

▶ **To cite this version:**

William Renard. Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. ⟨NNT : ⟩. ⟨pastel-00764940⟩

HAL Id: pastel-00764940

https://pastel.hal.science/pastel-00764940v1

Submitted on 13 Dec 2012

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

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

Autorisation HAL

HAL Authorization

École doctorale de
l'École Polytechnique

Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm.

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur en Sciences de l'École Polytechnique
Spécialité : Physique

Présentée et soutenue publiquement le 16 novembre 2012 par
William RENARD

Devant le jury, composé de :

Philippe Roy	-	XLIM, Limoges	-	*Rapporteur*
Frédéric Druon	-	Laboratoire Charles Fabry, Palaiseau	-	*Rapporteur*
Michel Lefebvre	-	Onera, The French Aerospace Lab., Palaiseau	-	*Directeur de thèse*
Fabien Bretenaker	-	Laboratoire Aimé Cotton, Orsay	-	*Examinateur et président*
Guillaume Canat	-	Onera, The French Aerospace Lab., Palaiseau	-	*Invité, encadrant Onera*
Marc Le Flohic	-	Keopsys S.A., Lannion	-	*Invité*

ONERA
THE FRENCH AEROSPACE LAB

"Ce n'est pas parce que les choses sont difficiles que nous n'osons pas, c'est parce que nous n'osons pas qu'elles sont difficiles."

Sénèque (4 av. J.-C. - 65 ap. J.-C.)

Remerciements

Les résultats des travaux réalisés lors d'une thèse sont uniques, cette unicité vient du doctorant mais aussi de l'environnement dans lequel il évolue et des personnes qui l'accompagnent durant ces trois années de recherches. Cette première partie du manuscrit leur est entièrement consacrée.

Je souhaite commencer par remercier Franck Lefevre, directeur du Département d'Optique Théotique et Appliquée (DOTA) de l'Onera ainsi que Claudine Besson responsable de l'unité de recherche Sources Lasers et Systèmes lidars (SLS) pour leur accueil au laboratoire.

Je remercie très sincèrement les membres de mon Jury de thèse qui ont pris le temps d'évaluer mon travail. Pour commencer, merci à mes deux rapporteurs : Frédéric Druon, chargé de recherche CNRS au laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School et Philippe Roy, chargé de recherche CNRS au laboratoire Xlim de l'université de Limoges. Vous avez visiblement pris plaisir à lire ce manuscrit malgré son arrivée tardive et en plusieurs morceaux (je m'en excuse une nouvelle fois au passage !). Je remercie également Fabien Bretenaker, directeur de recherche CNRS au laboratoire Aimé-Cotton pour avoir accepté d'être examinateur et de présider mon jury de thèse. Enfin je remercie Marc Le Flohic pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse malgré son emploi du temps de dirigeant d'entreprise bien chargé.

Bien évidemment, je n'oublie pas les deux personnes qui m'ont encadré et qui sont aussi à l'origine du travail présenté dans ce manuscrit : Guillaume Canat, pour avoir guidé mon travail dans cet environnement très concurrentiel, merci pour ta confiance, ta disponibilité et ton expertise, j'ai vraiment beaucoup appris grâce à toi (bien que tu réfléchis beaucoup trop vite pour moi, c'est pas toujours facile de suivre ! ! ☺). Michel Lefebvre, mon directeur de thèse disponible malgré ton emploi du temps chargé, merci pour avoir apporté un regard extérieur à mon travail, j'ai beaucoup apprécié échanger avec toi durant nos nombreuses réunions de travail.

Ces trois années de thèse ne se seraient pas aussi bien passées sans les collègues permanents : Agnès, Pierre, Matthieu, Nicolas, Julien, Guillaume, Béatrice, Olivier, Claudine, Didier, Laurent, Anne, Thierry, Christophe et Didier (Dans l'ordre des bureaux pour être sûr d'oublier personne... ouf !). En particulier je remercie chaleureusement les deux Didier et Christophe pour les problèmes de mécanique (Didier F. le dealer d'outils) et d'électronique et d'informatique (Labview en particulier). Une pensée également pour Alex, Mathieu et Erik avec qui j'ai directement travaillé. Merci à Pierre pour ses blagues du vendredi, ses cartons jaunes et les discussions qu'on a pu avoir (sur

la course à pied notamment ☺), je compte sur toi pour ton HDR, tu as matière à écrire avec les thèses qui se sont soutenues récemment (et peut-être aurons-nous l'occasion de courir un marathon ensemble...). Julien et Laurent (ou Dupont et Dupond) pour les moments d'échange et vos retards en réunion ("j'ai pas compris ça..." quelque peu agaçant quand même ☺ hahaha). Je remercie bien évidemment les collègues du foot, qui nous ont permis de remporter par 2 fois de suite la coupe du plateau de Saclay (Je tiens à préciser que, l'équipe à de nouveau perdu à partir du moment où Fred et moi-même ne jouions plus dans l'équipe.... je dis ça, je dis rien ☺). Enfin, je souhaite remercier les collègues doctorants, les collègues du troisième notamment (Claire, Mathieu et Adrian pour notre bureau et dans l'autre bureau Alex (Le président), Florian (Flonaldo), Fred (Le fish), Julien et Martin (Le pipal)) et sans oublier Erik au rez-de-chaussée qui a la chance de travailler sur les lasers à fibre à 2 μm ! Je n'oublie pas les quelques stagiaires qui sont passés à l'étage et en particulier Ke20, devenu ami puis colloc', Gaël le seigneur des boloss avec des gants qui tourne AUTOUR de 2 μm et Edouard qui nous a fait découvrir le Giard Point sur la carte du monde... Je souhaite également remercier quelques collègues du DOTA, Jérôme et Patricia pour les discussions enrichissantes, les exilés du J3 (Emilie, Benji et Patoche) pour les quelques cafés pris ensemble et merci Eric pour m'avoir fabriqué quelques plaques en aluminium pour mes lasers. Merci également aux membres de l'unité Sources Lasers et Métrologie du Département de Mesures PHysiques pour les discussions intéressantes qu'on a pu avoir sur le verrouillage de modes d'un laser C^{2+} :ZnSe et sur les oscillateurs paramétriques optiques. J'en profite pour souhaiter un bon courage à tous les doctorants du DOTA pour aller jusqu'au bout.

Ce dernier paragraphe va s'adresser à ma famille et mes amis qui ont porté un intérêt particulier à mon travail tout au long de ces trois années. Merci à ma famille, mes parents en particulier qui m'ont toujours encouragé dans mes études. Merci à mes frères et sœurs, mes cousins et cousines et mes oncles et tantes pour leur soutient et leurs encouragements. Un ENORME merci tout particulier à ma maman qui a relu intégralement ce manuscrit à la recherche de fautes d'orthographe et qui m'a soutenue jusqu'à la soutenance et qui a participé activement à la cuisine pour le pot ! ! Un grand merci aux YEUHs pour les excellents moments passés ensemble et un merci tout particulier à Grazie et Matteo pour m'avoir remonté le moral plusieurs fois, merci pour toute votre énergie sans oublier Ke20 un colloc de choc ! Je remercie les CHBIs, je fais maintenant officiellement partie de la troupe avec un beau T-shirt qui signifie beaucoup pour moi. Bon courage à certains d'entre vous qui êtes encore en thèse ☺. Je remercie mes amis membres des ADLs (Alice, Tata, Juju, Amandine et OF) en premier lieu pour vos impôts (surtout OF) et aussi pour les bons moments passés ensemble. Fred ou Deufré, collègue de fortune à l'Onera, voisin et très bon ami maintenant, merci pour les soirées FIFA et surtout pour les longues discussions qu'on a pu partager AUTOUR d'un verre. Jean-Phi, mon adversaire au tennis, merci pour ces parties de forte intensité (ou pas)

après la journée de boulot, en espérant pouvoir continuer à jouer avec toi et je pense qu'on devrait prendre des cours pour s'améliorer ☺. Merci également à mes anciens camarades de SupOptique (Pauline, Mario Trésor, Arnus, Jack, Biskot, Poupou) pour les encouragements, les soirées jeux et les pique-niques passés ensemble. Je n'oublie pas non plus mes fidèles amis de Vendée, Nico, Xavier, Allan et Romain (oui tu es un peu vendéen quand même !) avec tous les bons souvenirs qu'on a en commun, c'est toujours un plaisir de vous revoir quand je redescends en Vendée même si je trouve que vous ne montez pas assez fréquemment à Paris ! Merci également aux marcheurs avec qui j'ai partagé de belles aventures humaines et sportives dans les montagnes autour du Mont-Blanc et au milieu de la Corse, des souvenirs inoubliables d'autant plus quand le GR20 tombe en pleine rédaction de thèse ! Enfin merci à tous ceux qui ont fait le déplacement pour ma soutenance, vous êtes venus en grand nombre et ça m'a fait bien plaisir de vous y retrouver.

Je remercie enfin la nature, la montagne et la musique qui m'apportent beaucoup d'énergie. Le dernier merci va à mon professeur principal de terminale qui a cru en moi et qui m'a poussé à faire une classe préparatoire, sans lui, je ne pense pas que je serai arrivé jusque là !

Je sais bien que beaucoup de personnes s'arrêtent à la lecture des remerciements, mais non, continuez... et bonne lecture !

William Renard

Table des matières

Introduction générale **1**
Contexte de l'étude . . . 1
Contenu du manuscrit . . . 3

1 Les lasers à fibre autour de 2 μm : généralités, intérêts et applications **5**
1.1 Introduction du chapitre . . . 6
1.2 Généralités sur les lasers à fibre . . . 6
1.2.1 Les lasers à fibre : des premiers photons aux records de puissance 6
1.2.2 Les différents types de fibres optiques . . . 8
1.2.2.1 Les fibres optiques en silice . . . 8
1.2.2.2 Autres verres pour les fibres optiques . . . 15
1.2.3 Les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre . . . 18
1.3 Les besoins en sources lasers à 2 μm . . . 20
1.3.1 Applications en télédétection et spectroscopie . . . 21
1.3.2 Applications thérapeutiques . . . 24
1.3.3 Applications en découpe, marquage et soudage de matériaux . . . 26
1.3.4 Applications au pompage de sources lasers, d'oscillateurs paramétriques optiques et de supercontinuum . . . 27
1.4 Montée en puissance des sources lasers à fibre dopée thulium émettant autour de 2 μm . . . 33
1.5 Conclusions du chapitre . . . 35

2 Spectroscopie des terres rares pour l'émission laser autour de 2 μm **37**
2.1 Introduction du chapitre . . . 38
2.2 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée thulium . . . 38
2.2.1 Les fibres en silice dopées thulium . . . 38
2.2.2 Solutions pour l'augmentation du dopage en ions thulium dans une fibre en silice . . . 44
2.3 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée holmium . . . 45
2.4 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice co-dopée thulium/holmium 46
2.5 Caractérisation des fibres actives disponibles au laboratoire . . . 48
2.5.1 Mesure du temps de vie de la transition laser . . . 48
2.5.2 Mesure des spectres d'absorption et de fluorescence en vue de l'obtention des sections efficaces . . . 52
2.5.2.1 Mesure du spectre d'absorption . . . 52
2.5.2.2 Mesure du spectre de fluorescence . . . 54

2.5.2.3 Détermination des sections efficaces d'absorption et d'émission à partir des spectres d'absorption et de fluorescence 57
2.6 Conclusions du chapitre 61

3 Étude et réalisation de sources lasers fibrées émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes autour de 2 μm 63
3.1 Introduction du chapitre 64
3.2 État de l'art des sources lasers fibrées émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes 65
3.2.1 Solutions pour la génération d'impulsions nanoseconde 65
3.2.2 Choix de l'architecture laser 73
3.3 Présentation de l'oscillateur à commutation de gain à 1995 nm 74
3.3.1 Premier dispositif expérimental 75
3.3.2 Deuxième dispositif expérimental 80
3.4 Amplification des impulsions dans une fibre monomode double-gaine pompée par diodes 86
3.4.1 Résultats expérimentaux de l'amplificateur 86
3.4.2 Modélisation de l'amplification des impulsions à partir du modèle de Frantz et Nodvik 91
3.5 Amplification des impulsions dans une fibre à large cœur 96
3.6 Résultats obtenus par d'autres équipes durant ce travail 104
3.7 Conclusions du chapitre et perspectives 104

4 Étude et réalisation de sources lasers fibrées à impulsions courtes autour de 2 μm. 107
4.1 Introduction du chapitre 109
4.2 Repères théoriques pour le verrouillage de modes en phase 111
4.2.1 Principe général du verrouillage des modes en phase 112
4.2.2 L'équation de Schrödinger non linéaire 113
4.2.2.1 La dispersion chromatique 115
4.2.2.2 L'auto-modulation de phase par effet Kerr 117
4.2.3 Les différents régimes de fonctionnement 120
4.2.3.1 Le régime solitonique 120
4.2.3.2 Le régime d'impulsion étirée 121
4.3 Solutions pour la génération d'impulsions courtes à ultra-courtes 122
4.3.1 La rotation non linéaire de la polarisation 124
4.3.2 Le verrouillage de modes en phase avec un absorbant saturable . 126
4.3.2.1 Les absorbants saturables à base de semi-conducteurs . 127
4.3.2.2 Les nanotubes de carbone 129
4.3.2.3 Le graphène 131

4.3.3 Choix de la solution pour nos expérimentations 133
4.4 Développement d'un laser fibré à 1960 nm 133
4.4.1 Premiers dispositifs expérimentaux 134
4.4.2 Présentation de l'oscillateur final 139
4.4.2.1 Cartographie des différents régimes 141
4.4.2.2 Auto-démarrage du régime de verrouillage de modes . . 143
4.4.2.3 Caractéristiques de sortie 144
4.4.2.4 Limitations et améliorations possibles de l'oscillateur . . 147
4.5 Amplification des impulsions courtes dans des fibres 149
4.5.1 Modélisation de l'amplification des impulsions courtes dans une fibre monomode 151
4.5.1.1 Modélisation de l'amplification en régime continu dans une fibre dopée thulium 152
4.5.1.2 Résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire 157
4.5.1.3 Résultats du modèle et interprétations 159
4.5.2 Amplification des impulsions courtes 166
4.5.2.1 Dispositif expérimental 166
4.5.2.2 Résultats de l'amplification des impulsions 167
4.5.3 De l'expérience de laboratoire vers le démonstrateur 175
4.6 Conclusions du chapitre et perspectives 176

Conclusion générale et perspectives 179

A Détermination de la durée et la puissance crête d'une impulsion 183
A.1 Cas d'impulsion d'une durée de quelques nanosecondes 183
A.2 Cas d'impulsion d'une durée de quelques picosecondes 185
A.2.1 Autocorrélation non-colinéaire 186
A.2.2 Autocorrélation colinéaire 187
A.2.3 Limitations de la mesure d'autocorrélation 188
A.2.4 Limite de Fourier 189

B Calculs de dimensionnement d'un réseau de Bragg à pas linéairement variable 191

C Application à la génération de supercontinuum dans des fibres optiques transmettant dans le moyen infrarouge 195
C.1 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de fluorures (ZBLAN) en régime nanoseconde 195
C.2 Génération de sauts Raman dans une fibre en verre de chalcogénures en régime nanoseconde 196

C.3 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de chalcogénures en régime picoseconde . . . 197
C.4 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de tellurites en régime picoseconde . . . 199

D Publications et communications de l'auteur **201**
D.1 Publications . . . 201
D.2 Communications en congrès . . . 201
D.2.1 Congrès nationaux . . . 201
D.2.2 Congrès internationaux . . . 202

Bibliographie **205**

Table des figures

1.1 Fibre optique monomode à saut d'indice, les dimensions indiquées sont celles d'une fibre optique standard. 9

1.2 Différents types de fibres optiques avec leur profil d'indice. De gauche à droite : fibre monomode à saut d'indice, fibre multimode à saut d'indice et fibre à piédestal à gros cœur (fibre LMA pour Large Mode Area). n_c, n_g et n_p sont respectivement les indices du cœur, de la gaine et du polymère. 10

1.3 Dépendance linéaire de la durée de vie des niveaux d'énergie $^3F_4$ et $^3H_4$ du thulium en fonction de la concentration en oxyde d'aluminium pour une concentration constante en ions thulium. 13

1.4 Exemple d'une fibre double-gaine à symétrie cylindrique. Le signal (rouge) se propage dans le cœur. La pompe multimode se propage dans la gaine (bleu) traversant le cœur dopé pour y être absorbé. 14

1.5 Comparaison de l'absorption linéique de la silice et du ZBLAN entre 0,5 et 4,5 μm [Dooling 1998]. 16

1.6 Spectres d'absorption simulés pour les gaz CO_2, H_2O, NH_3 et NO_2 d'après la base de donnée HITRAN [Rothman 2009]. 22

1.7 Spectre d'absorption typique d'une cornée. On remarque les pics à 1,45 μm et 1,94 μm [Morin 2010]. 25

1.8 Spectre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge, les principales zones d'absorption des molécules sont indiquées ainsi que les sources lasers existantes [Jaeck 2009, Rablau 1999, Tittel 2003]. 28

1.9 Couverture spectrale des principaux cristaux utilisés dans les OPO. En vert, les cristaux à base d'oxydes, en rouge les cristaux à base de semiconducteurs [Dherbecourt 2010]. 30

1.10 Evolution de la puissance moyenne des lasers à fibre dopée ytterbium et thulium jusqu'en 2009 [Christensen 2008, Ehrenreich 2010, Stiles 2009]. . 34

1.11 Évolution de l'efficacité des lasers et amplificateurs à fibre dopée thulium pompés à 790 nm [Jackson 2007, Hayward 2000, Carter 2009]. 35

2.1 Diagramme d'énergie de l'ion thulium dans la silice (Les niveaux $^1I_6$, $^3P_0$, $^3P_1$ et $^3P_2$ les plus énergétiques n'apparaissent pas). Les longueurs d'onde centrales des transitions entre les niveaux supérieurs et le niveau fondamental sont indiquées. Les flèches noires symbolisent l'absorption depuis le niveau fondamental, la flèche bleue l'absorption depuis le niveau excité $^3I_4$ et la flèche rouge la transition laser à 2 μm. 39

2.2 Exemple de sections efficaces d'absorption et d'émission dans une fibre en silice [Faure 2005]. GSA est l'absorption depuis le niveau fondamental, ESA est l'absorption depuis les états excités. 40
2.3 Représentation du phénomène de relaxation croisée entre deux ions thulium voisins. Un photon de pompe absorbé excite un ion au niveau $^3H_4$ (1), l'ion cède une partie de son énergie à un ion thulium voisin, se retrouvant tous les deux au niveau $^3F_4$ (2) permettant idéalement l'émission de deux photons autour de 2 μm (3). 41
2.4 Exemples de transferts d'énergie vers les états excités (ETU). ETU1 : transfert d'énergie entre deux ions proches et excités au niveau $^3F_4$ vers le haut des niveaux $^3H_6$ et $^3H_5$. ETU2 : transfert d'énergie entre deux ions proches et excités au niveau $^3F_4$ vers le bas des niveaux $^3H_6$ et $^3H_4$. 43
2.5 Diagramme d'énergie de l'ion holmium dans la silice, seuls les six premiers niveaux d'énergie apparaissent. Les longueurs d'onde moyennes de certaines transitions sont indiquées. 46
2.6 Représentation du transfert d'énergie entre un ion thulium et un ion holmium. La pompe à 790 nm est absorbée par un ion thulium (1) qui permet d'exciter deux ions thulium au niveau $^3F_4$ (2). Un ion thulium peut émettre un photon (3) ou donner son énergie à un ion holmium voisin (4) permettant à l'holmium d'émettre un photon autour de 2100 nm (5). 47
2.7 Schéma complet du montage de mesure du temps de vie de la transition $^3F_4$ - $^3H_6$ du thulium. 49
2.8 Résultats des mesures de temps de vie des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium. 51
2.9 Schéma du montage de la mesure d'absorption linéique dans le cœur. Source ASE = source d'émission spontanée amplifiée. 52
2.10 Spectres d'absorption mesurés dans le cœur des trois fibres dopées thulium et la fibre co-dopée thulium/holmium. 54
2.11 Schéma du montage de la mesure contra-propagative du spectre de fluorescence. 55
2.12 Spectres bruts et après traitement de la fluorescence contra-propagative. On remarque bien la présence de l'eau entre 1800 et 1950 nm. 56
2.13 Fréquence normalisée et facteur de recouvrement calculés, d'après la formule de Marcuse, des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium-holmium en fonction de la longueur d'onde. 58
2.14 Sections efficaces d'absorption et d'émission. La section efficace d'absorption est obtenue à partir du spectre d'absorption et la section efficace d'émission à partir de la relation de McCumber et du spectre de fluorescence. 61

3.1 Dispersion d'une fibre en ZBLAN de 9 μm de diamètre et 0,2 d'ouverture numérique [Alhenc-Gelas 2012]. 64
3.2 Différentes solutions proposées pour la génération d'impulsions d'une durée de quelques nanoseondes. 66
3.3 Exemples d'architectures à base d'une diode laser pour la génération d'impulsions nanosecondes. 67
3.4 Schéma de principe d'un laser à commutation de pertes. Le modulateur de pertes peut-être passif ou actif. 69
3.5 Schéma de principe d'un laser à commutation de gain. 72
3.6 Évolutions de l'inversion de la population et du signal en réponse à un échelon de puissance de pompe [Mccomb 2009]. 73
3.7 Évolutions de l'inversion de la population et du signal pour deux impulsions de pompe différentes. Dans le premier cas l'impulsion a une durée qui permet l'émission d'une seule impulsion laser, dans le deuxième cas l'impulsion est trop longue et deux impulsions sont émises [Mccomb 2009]. 74
3.8 Dispositif expérimental. MOPA : oscillateur maître amplifié, FBG = Miroir de Bragg, HR = Hautement réfléchissant et PR = Partiellement réfléchissant. 74
3.9 Source de pompe du premier dispositif expérimental. EDFA est l'amplificateur à fibre dopée erbium. 76
3.10 Effet de la saturation du gain d'un amplificateur sur une impulsion d'entrée rectangulaire. Plus de gain est alloué au début de l'impulsion. . . . 76
3.11 Caractérisation finale de la source de pompe. L'énergie des impulsions va jusqu'à 45 μJ. 77
3.12 Dispositif expérimental. MOPA : oscillateur maître amplifié, FBG = Miroir de Bragg, HR = Hautement réfléchissant. La fibre dopée est coupée à 90 degrés pour avoir un coupleur de sortie de 4 % de réflectivité. . . . 78
3.13 Évolution de la durée d'impulsion avec l'énergie de pompe. 79
3.14 Superposition de plusieurs impulsions du laser à 1995 nm avec le réseau de Bragg de 30 %. La base de temps est de 10 ns par carreau. 80
3.15 Montage expérimental final du laser à commutation de gain. 81
3.16 Évolutions de la puissance moyenne du laser, de l'énergie, de la durée et de la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe pour différentes fréquences de répétition. 82
3.17 Modulation observée sur les impulsions à un point de fonctionnement intermédiaire et à pleine puissance. 83
3.18 Spectre optique mesuré à la puissance moyenne maximale (160 mW) pour une fréquence de répétition de 10 kHz. 85
3.19 Montage expérimental de l'amplificateur avec la fibre dopée Tm3 en pompage co-propagatif. 86

3.20 Photo du montage expérimental de l'amplificateur avec la fibre dopée Tm3 en pompage co-propagatif. 87
3.21 Évolutions de la puissance moyenne et de l'énergie des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour différentes conditions d'injection. 88
3.22 Spectres mesurés en sortie de l'amplificateur pour trois puissances de pompe différentes. Dans ce cas, la puissance moyenne en entrée est de 125 mW et la durée d'impulsion de 12,9 ns. 89
3.23 Absorption linéique de la silice en fonction de la longueur d'onde, d'après [Buck 1995]. 90
3.24 Évolutions de la durée et la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour différentes conditions d'injection. 91
3.25 Évolutions des impulsions pour plusieurs puissances de pompe. L'oscilloscope est synchronisé sur le GBF qui commande l'oscillateur, on peut donc remarquer une augmentation de la durée par l'avant de l'impulsion. Le point de fonctionnement est celui présenté dans le tableau 3.4. La bande passante du système de détection est de 1 GHz. 92
3.26 Forme d'impulsion utilisée dans le modèle comparée à une impulsion gaussienne. 95
3.27 Évolution de la durée de l'impulsion avec le gain total ($G_{total} = 10 \times \log\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right)$) en sortie de l'amplificateur. Comparaison entre la mesure expérimentale et le modèle. 96
3.28 Évolution de l'impulsion avec le gain en sortie de l'amplificateur. On remarque l'élargissement de l'impulsion par l'avant. 97
3.29 Montage expérimental de l'amplificateur à fibre dopée thulium à gros cœur (LMA) en pompage co-propagatif. 98
3.30 Photo du montage expérimental de l'amplificateur à gros cœur (LMA) en pompage co-propagatif. LMA = Large Mode Area. 99
3.31 Évolutions de la puissance moyenne, de l'énergie, de la durée et de la puissance crête des impulsions avec l'amplificateur LMA en fonction de la puissance de pompe couplée. 100
3.32 Spectres mesurés en sortie de l'amplificateur pour trois puissances de pompe différentes. 102
3.33 Évolution de la durée de l'impulsion avec le gain en sortie ($G_{total} = 10 \times \log\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right)$) de l'amplificateur LMA. Comparaison entre la mesure expérimentale et le modèle. 102
3.34 Comparaison de la puissance moyenne, la puissance crête et la durée des impulsions pour les deux amplificateurs. 103

4.1 État de l'art des sources à verrouillage de modes à 2 μm avant et après amplification. 111
4.2 Résultats du calcul numérique du coefficient de dispersion d'ordre 2 et du paramètre de dispersion pour une fibre monomode standard SMF28, on remarque que le zéro de dispersion chromatique se situe autour de 1,3 μm. 117
4.3 Résultats du calcul du coefficient non linéaire pour une fibre en SMF28 en fonction de la longueur d'onde. 119
4.4 Les différentes techniques pour le verrouillage de modes d'un laser à fibre. RNLP = Rotation Non Linéaire de la Polarisation et NT Carbone = NanoTubes de Carbone. 123
4.5 Schéma de principe du verrouillage de modes par rotation non linéaire de la polarisation [Chartier 2009]. 124
4.6 Transmission non linéaire typique d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité de l'onde. L'abscisse est en échelle logarithmique. 126
4.7 Schéma de principe d'un SESAM. Les multi-puits quantiques sont entourés de deux réseaux de Bragg, un partiellement réfléchissant (PR) et un hautement réfléchissant (HR). 127
4.8 Spectre d'absorption de nanotubes de différents diamètres en fonction de la longueur d'onde. Le diamètre des nanotubes est de 1,2 nm et 1,35 nm [Set 2004]. 130
4.9 Structure hexagonale d'une feuille de graphène et son spectre d'absorption après déposition sur un polymère. On remarque la large bande de transmission entre le visible et le moyen infrarouge [Sun 2010]. 132
4.10 Schéma du premier laser à verrouillage de modes. SESAM : Absorbant saturable à base de semi-conducteurs, MUX : Multiplexeur en longueur d'onde. Les • correspondent aux soudures. 134
4.11 Régime de fonctionnement instable QSML observé expérimentalement, où des impulsions déclenchées modulent les impulsions courtes verrouillées en phase, à droite un zoom entre 135 et 165 μs. 135
4.12 Schéma du deuxième laser à verrouillage de modes. Des isolateurs ont été ajoutés et le MUX est en dehors de la cavité. 138
4.13 Spectre optique et trace temporelle des impulsions en sortie du laser. . . 139
4.14 Schéma de l'oscillateur final à verrouillage de modes. Le miroir doré a été remplacé par un réseau de Bragg (FBG), la puissance de pompe est délivrée au travers du FBG. 140
4.15 Laser à verrouillage de modes déployé sur la table optique. SESAM : absorbant saturable à base de semi-conducteurs et FBG : réseau de Bragg. 141

4.16 Le graphique de gauche montre les différents régimes lors de l'augmentation de la puissance de pompe. CW = émission continue, QSML = impulsions courtes modulées par des impulsions déclenchées, ML1 = une seule impulsion, ML2 = deux impulsions et ML3 = trois impulsions dans la cavité. Le graphique de droite montre l'effet d'hysteresis, les carrés et traits rouges ont été mesurés lors de la diminution de la puissance de pompe, les carrés creux et les traits pointillés lors de l'augmentation de la puissance de pompe. 142
4.17 Trace temporelle des impulsions en sortie du laser. 143
4.18 Réponse temporelle de l'oscillateur à un échelon de pompe ($P_{pompe} = 110\,mW$). Les régimes atteints chronologiquement sont le QSML, le verrouillage de modes bi-impulsionnel (ML2) et le verrouillage de modes mono-impulsionnel (ML1). 144
4.19 Spectre du laser mesuré à la sortie 2. 145
4.20 Résultat de la simulation et mesure de l'autocorrélation des impulsions. 146
4.21 Mesure du train d'impulsion et du spectre basse fréquence. 147
4.22 Simplification possible du laser à verrouillage de modes. 148
4.23 Mesure du train d'impulsion, sur la figure de gauche on remarque la modulation et sur celle de droite on remarque la présence de plusieurs impulsions. 149
4.24 Transitions du thulium : (1) est l'absorption d'un photon, (2) l'émission stimulée, (3) l'émission spontanée et (4) représente des transitions non radiatives vers les niveaux supérieurs. 152
4.25 Pompages co- et contra-propagatifs pour un amplificateur à fibre. Les • symbolisent les soudures et les flèches rouges la fibre passive en sortie que les impulsions doivent traverser après amplification. 153
4.26 Résultats de simulation pour la fibre Tm1 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ. 163
4.27 Résultats de simulation pour la fibre Tm2 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ. 164

4.28 Résultats de simulation pour la fibre Tm3 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ. 165
4.29 Schéma expérimental de l'amplificateur. 166
4.30 Évolutions de la puissance moyenne pour les trois longueurs de fibre différentes. 167
4.31 Évolutions de la durée et de la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour les trois longueurs de fibre. . . . 168
4.32 Évolution du déphasage maximal estimé à partir de l'élargissement spectral en fonction de la puissance crête en sortie pour les trois différentes longueurs de fibre. 169
4.33 Spectres à pleine puissance de pompe pour les trois longueurs de fibre. . 170
4.34 Spectre basse fréquence et autocorrélation interférométrique des impulsions mesurées pour la plus forte puissance de pompe. 171
4.35 Comparaison des élargissements spectraux induits par l'auto-modulation de phase. A gauche les résultats expérimentaux et à droite les spectres théoriques [Agrawal 2007]. 174
4.36 Source laser dans le boitier. En haut à gauche, l'oscillateur à verrouillage de modes, en haut à droite l'amplificateur et en dessous le laser dans la boite fermée et en fonctionnement. 175

A.1 Exemple de détermination de la durée d'une impulsion. Cas d'une impulsion Lorentzienne. Les aires des deux courbes sont égales. 185
A.2 Montage typique pour la mesure d'une autocorrélation non-colinéaire. LS = Lame séparatrice, M = Miroir. 186
A.3 Montage typique pour la mesure d'une autocorrélation colinéaire. LS = Lame séparatrice, M = Miroir. 187
A.4 Exemple d'une autocorrélation interférométrique parfaite. 188

B.1 Réseaux de Bragg à pas fixe et à pas linéairement variable. 192
B.2 C_{r0} et L_{FBG} du réseau de Bragg à pas variable en fonction de la longueur de la cavité. 193

C.1 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de ZBLAN. Les puissances indiquées sont les puissances crêtes couplées dans le cœur de la fibre ZBLAN. 196

C.2 A gauche, section transverse de la fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu obtenue au MEB et à droite l'observation spectrale des quatre sauts Raman. 197
C.3 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu. 198
C.4 Paramètres de la fibre effilée en verre de chalcogénures à cœur suspendu utilisée dans l'expérience. 198
C.5 Section transverse de la fibre en verre de tellurites à cœur suspendu obtenue au MEB. 199
C.6 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de tellurite à cœur suspendu. 200

Liste des tableaux

1.1 Les principaux ions terres rares utilisés pour le dopage des fibres optiques avec leur principale longueur d'onde d'émission standard. 12

2.1 Paramètres opto-géométriques des cœurs et des gaines des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium. 48
2.2 Récapitulatif des temps longs et courts estimés pour les trois fibres dopées thulium et la fibre dopée thulium/holmium. 52
2.3 Matériel utilisé pour les mesures d'absorption. 53
2.4 Récapitulatif des données mesurées et calculées des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium. 61

3.1 Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients des solutions proposées pour la génération d'impulsions d'une durée de quelques nanosecondes. 75
3.2 Récapitulatif des performances du laser à commutation de gain à 1995 nm et pompé à 1550 nm. 80
3.3 Puissance moyenne et durée des impulsions injectées dans le cœur de la fibre dopée Tm3 à une fréquence de répétition constante égale à 10 kHz. 88
3.4 Meilleure performance atteinte en terme de puissance crête avec l'amplificateur pour une injection à 91 mW. 90
3.5 Évolutions de la puissance moyenne, du gain et de la durée d'impulsion pour différentes puissances de pompe pour la même impulsion en entrée. La puissance moyenne entrée est égale à 90 mW, la durée d'impulsion est de 16 ns et la fréquence de répétition égale à 10 kHz. 94
3.6 Paramètres opto-géométriques de la fibre LMA dopée thulium. 97
3.7 Meilleure performance atteinte avec l'amplificateur LMA, avant l'adaptateur de mode. 103
3.8 Récapitulatif des performances de l'oscillateur seul et des deux amplificateurs à une fréquence de 10 kHz. Les résultats de l'amplification dans la fibre LMA sont données avant (1) et après (2) l'adaptateur de mode. . 105

4.1 Spécifications fixées pour la source laser à fibre à verrouillage de modes. 110
4.2 Spécifications des deux SESAMs en InGaAs/GaAs. 133
4.3 Diamètre de mode (MFD) et coefficient de dispersion d'ordre deux calculés pour les deux fibres dans la cavité. 135
4.4 Diamètre de mode (MFD) et coefficient de dispersion d'ordre deux (β_2) calculés pour les quatre différentes fibres dans la cavité. 141

4.5 Récapitulatif des performances obtenues avec l'oscillateur à verrouillage de modes. 147
4.6 Comparaison des déphasages non linéaires accumulés et des puissances crêtes après 3,5 m de propagation dans une fibre SMF28. 173

C.1 Paramètres de la fibre en verre de ZBLAN utilisée dans l'expérience. . . 196
C.2 Paramètres de la fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu utilisée dans l'expérience. 197
C.3 Longueur de fibre et puissance crête couplée pour trois cas différents. . . 200

Introduction générale

Les sources lasers ont très largement évoluées, depuis leur découverte dans les années 60 jusqu'à nos jours. Les évolutions se sont même intensifiées durant les 30 dernières années avec l'amélioration des systèmes et la diversification des applications. En effet, les sources lasers sont aujourd'hui présentes dans notre vie quotidienne comme par exemple dans nos lecteurs de CD ! Avec la diversification des applications, les technologies ont également évoluées avec l'apparition de nouvelles solutions de plus en plus prometteuses, les lasers à fibre en sont un bon exemple. Les lasers à fibre à 2 μm trouvent particulièrement leur place dans des applications de télécommunication en espace libre ou dans des applications militaires (détection à distance de gaz ou de cibles) grâce à la bonne transmission de l'atmosphère autour de cette longueur d'onde. L'amplification optique autour de 2 μm peut se faire grâce au dopage du cœur des fibres avec des ions terres rares thulium et/ou holmium. Le thulium suscite plus d'intérêt que l'holmium car celui-ci présente des bandes d'absorptions qui permettent d'utiliser des diodes lasers de puissance autour de 795 nm et permet de bénéficier d'un phénomène de relaxation croisée afin de doubler l'efficacité du laser ou de l'amplificateur [Moulton 2009]. Le thulium présente aussi un autre avantage puisqu'il permet d'obtenir une amplification optique dans la bande S (1460 - 1530 nm) [Faure 2005] des télécommunications optiques. Les amplificateurs à fibre dopée erbium sont utilisés pour l'amplification optique dans la bande C (1530 - 1565 nm), il devient alors possible d'étendre la bande spectrale d'amplification avec les amplificateurs à fibre dopée aux ions terres rares à la bande S+C.

Contexte de l'étude

Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse n'aurait pas pu voir le jour sans les financements apportés par deux projets :

- le projet SOLAIRE (SOurces LAsers InfraRouge pour l'Environnement) co-financé par la région Île de France,
- la projet CONFIAN (CONtinuum à Fibres Infrarouges hAutement Non linéaires) co-financé par l'ANR (Agence Nationale pour la Recherche).

Ces deux projets ont une problématique commune, il s'agit d'étudier le développement de sources lasers pour la spectroscopie et la mesure de la concentration chimique de polluants atmosphériques. Pour cela, il faut générer du signal du proche infrarouge jusqu'au moyen infrarouge entre 1,5 et 5 μm. La génération de signal dans cette gamme de longueur d'onde est intéressante pour la détection de divers polluants atmosphériques et en particulier les gaz à effets de serre (CO_2, NH_4,...) ou les composés organiques volatils [1]. Il existe actuellement des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) qui permettent de couvrir la gamme de longueur d'onde désirée entre 1,5 et 5 μm, mais il est très difficile d'obtenir un rayonnement efficace dans toute cette bande. De plus, ces systèmes sont souvent complexes et sont contraints par l'alignement des différents composants dans la cavité. L'Onera a souhaité évaluer l'intérêt des sources lasers large bande, les supercontinuums, pour émettre du signal directement dans toute la bande. Les supercontinuum générés dans des fibres ont les avantages d'être directifs et plus puissants que les sources existantes telles que les corps noirs. C'est aujourd'hui un gros challenge auquel participent beaucoup de laboratoires de recherche dans le monde, avec comme objectif principal de couvrir toute la bande II de transmission de l'atmosphère comprise entre 3 et 5 μm.

Le projet SOLAIRE a contribué à une partie de ce travail et notamment à l'élaboration d'une source émettant des impulsions de forte puissance crête de quelques dizaines de nanosecondes autour de 2 μm. Le but étant ensuite d'utiliser cette source pour pomper une fibre en verre fluoré afin de générer un supercontinuum jusque dans la bande 3-5 μm.

Le projet CONFIAN consiste à réaliser une source supercontinuum compacte émettant dans le moyen infrarouge entre 1,5 et 5 μm à l'aide de fibres optiques hautement non linéaires. Le projet réunit divers partenaires experts dans leurs domaines et dont les compétences sont complémentaires. L'équipe Verres et Céramiques (EVC) de l'université de Rennes I, la Plateforme d'Études et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) et l'Institut Carnot de Bourgogne (ICB) de l'université de Bourgogne sont chargés de développer les fibres non linéaires. L'Institut Fresnel (IF) de l'université Aix-Marseille est chargé de modéliser la génération des effets non linéaires dans les fibres. Les tâches de l'Onera consistent à développer la source de pompe et à caractériser expérimentalement les élargissements spectraux. Mon travail dans ce projet se limite à la réalisation de la source de pompe autour de 2 μm. Les fibres utilisées pour

1. Les composés organiques volatils sont présents dans l'atmosphère sous forme gazeuse et sont essentiellement composés d'hydrogène et d'oxygène.

ce projet sont des fibres en verre de chalcogénures et de tellurite qui peuvent être jusqu'à 800 fois plus non linéaires que les fibres en silice ou en verre fluoré. Le régime anormal de dispersion et le zéro de dispersion chromatique se situent loin dans l'infrarouge, imposant alors l'utilisation de fibres microstructurées pour descendre la longueur d'onde de dispersion nulle vers 2 μm. Ces fibres sont mécaniquement et optiquement fragiles et nécessitent d'utiliser un régime d'impulsions courtes (picoseconde) voire ultra-courtes (femtoseconde) avec le développement d'une source à verrouillage de modes autour de 2 μm, ce que nous proposons dans cette étude.

Contenu du manuscrit

Les résultats présentés dans ce manuscrit sont le fruit du travail réalisé à l'Onera, dans l'unité SLS (Sources Lasers et Systèmes lidars) du DOTA (Département d'Optique Théorique et Appliquée). Durant le déroulement de cette thèse, un partenariat a été élaboré avec une PME française qui a débouché à un transfert de technologie. Le travail présenté dans ce manuscrit de thèse se décline en quatre chapitres.

Chapitre 1

Ce premier chapitre est consacré à la présentation de fondamentaux sur les fibres optiques et le dopage de celles-ci avec des ions terres rares. Notamment nous rappelons quels sont les avantages et les inconvénients des lasers à fibre comparés à d'autres technologies laser telles que les lasers à cristaux massifs. Dans cette étude nous nous intéressons plus particulièrement aux lasers à fibre à 2 μm, ce rayonnement étant obtenu à partir de fibres dopées thulium et/ou holmium. Après avoir présenté les applications des sources lasers à 2 μm, nous détaillerons plus précisément les applications visées durant ce travail. Ce premier chapitre se termine sur une revue des dernières performances en terme de montée en puissance des systèmes lasers fibrés émettant autour de 2 μm, permettant de montrer le potentiel de ces nouvelles sources lasers.

Chapitre 2

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de la spectroscopie des terres rares dans une fibre en silice pour une émission laser à 2 μm. Nous présentons les propriétés des ions thulium, holmium et du codopage thulium/holmium dans la silice. Nous présentons ensuite la caractérisation des fibres disponibles au laboratoire et notamment la mesure du temps de vie de la transition laser et la mesure des spectres d'absorption

et de fluorescence. Ces mesures nous permettent alors de calculer les sections efficaces d'absorption et d'émission du thulium ainsi que la concentration en ions dans ces différentes fibres. Ces dernières données sont ensuite utilisées pour l'élaboration de plusieurs modèles numériques.

Chapitre 3

Le troisième chapitre présente la réalisation d'une source totalement fibrée émettant des impulsions d'une dizaine de nanosecondes. Dans un premier temps, nous présentons un état de l'art des sources existantes avant de choisir notre architecture. L'architecture choisie étant du type oscillateur maître amplifié, les résultats obtenus depuis l'oscillateur sont présentés, suivis des résultats de deux amplificateurs différents pour l'augmentation en énergie et en puissance crête des impulsions. Les résultats obtenus en amplification sont confrontés à un modèle simple basé sur la théorie de Frantz et Nodvik qui traduit la saturation du gain lors de l'amplification d'une impulsion. Ces résultats ont été obtenus dans le cadre du projet SOLAIRE et en partenariat avec une PME française, dont une partie de ce travail a fait l'objet d'un transfert de technologie.

Chapitre 4

Le quatrième et dernier chapitre présente la deuxième source réalisée durant ce travail de thèse. Nous avons réalisé une source laser totalement fibrée à verrouillage de modes émettant des impulsions de quelques picosecondes. Dans ce cas aussi, l'architecture est du type oscillateur maître amplifié. Après quelques rappels sur la physique du verrouillage de modes en phase, un état de l'art est proposé présentant les différentes solutions pour verrouiller les modes en phase dans un laser à fibre. Nous présentons ensuite les résultats obtenus avec notre oscillateur. Les impulsions délivrées par l'oscillateur sont ensuite amplifiées de manière à atteindre une puissance crête suffisante pour notre application. L'originalité de ce travail se situe dans l'optimisation de l'amplificateur pour extraire un maximum de puissance crête sans avoir de déformations temporelles ou spectrales des impulsions par des effets non linéaires. Un modèle est également proposé pour dimensionner l'amplificateur. Cette partie du travail a été réalisée dans le cadre du projet CONFIAN.

Chapitre 1

Les lasers à fibre autour de 2 μm : généralités, intérêts et applications

Sommaire

1.1 Introduction du chapitre **6**

1.2 Généralités sur les lasers à fibre **6**

1.2.1 Les lasers à fibre : des premiers photons aux records de puissance . 6

1.2.2 Les différents types de fibres optiques 8

1.2.2.1 Les fibres optiques en silice 8

1.2.2.2 Autres verres pour les fibres optiques 15

1.2.3 Les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre 18

1.3 Les besoins en sources lasers à 2 μm **20**

1.3.1 Applications en télédétection et spectroscopie 21

1.3.2 Applications thérapeutiques 24

1.3.3 Applications en découpe, marquage et soudage de matériaux . . . 26

1.3.4 Applications au pompage de sources lasers, d'oscillateurs paramétriques optiques et de supercontinuum 27

1.4 Montée en puissance des sources lasers à fibre dopée thulium émettant autour de 2 μm **33**

1.5 Conclusions du chapitre **35**

1.1 Introduction du chapitre

Avant de se lancer dans la présentation des résultats obtenus lors de ce travail de thèse, il est indispensable de présenter quelques fondamentaux concernant les sources lasers fibrées. Les lasers à fibre se sont développés très rapidement ces vingt dernières années et cela avec plusieurs ruptures technologiques qui ont permis d'accélérer le développement de celles-ci. La forte demande en sources lasers à 1 μm et 1,5 μm a permis à la technologie des lasers à fibre d'évoluer très rapidement, en passant par l'amélioration des techniques de fibrage pour la fabrication des fibres optiques et le développement de composants totalement fibrés. L'accès à de plus hautes longueurs d'onde, et notamment autour de 2 μm, n'est venu que plus tard dans le temps et cela fait seulement quelques années que les sources lasers fibrées à 2 μm sont étudiées. La technologie des lasers à fibre a de nombreux avantages comparée aux autres technologies lasers comme les lasers à milieu solide massif qui favorisent leur développement et leur implémentation dans l'industrie. Ces avantages mais aussi les inconvénients seront discutés dans la suite. De même, les applications des sources lasers à fibre autour de 2 μm et plus particulièrement les applications visées par les sources développées dans ce travail de thèse seront détaillées. Enfin, les dernières performances obtenues par les lasers et amplificateurs à fibre à 2 μm en terme d'extraction de puissance et d'efficacité seront discutées à la fin de ce chapitre.

1.2 Généralités sur les lasers à fibre

1.2.1 Les lasers à fibre : des premiers photons aux records de puissance

Koestler et Snitzer ont présenté pour la première fois en 1964 le développement d'une source laser à fibre [Koester 1964]. La fibre optique utilisée était une fibre en verre de silice dopée aux ions néodyme et pompée par des lampes flash. Le pompage longitudinal que l'on connaît maintenant a été proposé quelques années plus tard, en 1973 par Stone *et al.* [Stone 1973]. Dans les années 60, l'absorption linéique des premières fibres optiques en silice était de l'ordre de 1000 dB/km. Dans les années 80, l'amélioration des techniques de fibrage a permis de réduire considérablement les pertes linéiques des fibres en silice, celles-ci étant maintenant inférieures à 0,25 dB/km à 1,55 μm pour une fibre optique standard. Aujourd'hui, les sources lasers fibrées dans le proche infrarouge sont utilisées dans de nombreux domaines d'applications tels que :

- les télécommunications optiques dans des fibres ou en espace libre,
- la découpe de matériaux,
- le marquage de matériaux,
- l'industrie des semi-conducteurs,
- le médical (ophtalmologie et dermatologie),
- la recherche scientifique,
- la défense et la sécurité.

Bien que le laser à fibre soit une technologie récente, il n'a pas eu de mal à s'implanter dans certains de ces domaines alors que d'autres technologies lasers plus matures technologiquement sont déjà très fortement implantées. Par exemple, pour la découpe et le marquage de matériaux, d'autres technologies lasers tels que les lasers à base de cristaux (comme le YAG dopé aux ions néodyme) et les lasers CO_2 sont fortement présents sur ces marchés. Pour le découpage des matériaux, et plus particulièrement des métaux et céramiques, les lasers à fibre souffrent encore d'un manque de puissance comparés aux lasers CO_2 qui peuvent délivrer aisément une puissance crête de plusieurs dizaines à centaines de kilowatts. En revanche, pour le marquage industriel, les lasers à fibre sont bien présents, car ils bénéficient de leur facilité de manipulation et de leur robustesse puisqu'ils ont la propriété d'être totalement fibrés de la source de pompe à la tête optique. Aujourd'hui, les lasers à fibre représentent environ 15 % des ventes des lasers pour les applications industrielles [Belforte 2011], volume qui ne cesse d'augmenter depuis leur apparition sur le marché. Le succès de cette technologie dans les différents domaines d'application favorise d'autant plus le développement de la recherche sur les lasers à fibre.

Le marché des télécommunications par fibres optiques a permis de propulser cette nouvelle technologie. La découverte du premier effet laser dans une fibre dopée aux ions erbium et la découverte du minimum d'absorption des fibres en silice dans la bande d'émission de ce même ion amorcèrent le développement des lasers et amplificateurs à fibre dopée erbium. Ce fut également au cours de ces années, le développement des premiers composants totalement fibrés afin d'obtenir des sources lasers monolithiques et robustes. Cette révolution a permis le développement considérable et rapide des réseaux de télécommunication internationaux. De nos jours, les réseaux de télécommunications terrestre de longue distance sont équipés de fibres optiques et d'amplificateurs à fibre dopée erbium pour régénérer le signal.

Plus largement, en 2011, le marché des lasers représentait 7 milliards de dollars, dont 5 % des ventes correspondent aux lasers à fibre (toutes applications confondues)

[Optics.org 2010, Overton 2012]. De plus, entre 2008 et 2011, les ventes de lasers à fibre ont progressé de 114 %. Cette forte progression suscite d'autant plus l'intérêt des laboratoires de recherche envers les lasers à fibre pour l'amélioration des performances.

De nos jours, les sources lasers à fibre les plus matures émettent à 1 μm (ytterbium) et 1,5 μm (erbium) et les performances sont spectaculaires. En particulier, à 1 μm, 10 kW de puissance en continu [Stiles 2009] et 4 MW de puissance crête en impulsionnel [Brooks 2006] ont été atteints tout en conservant un mode en sortie de la fibre proche de la limite de diffraction (M^2 proche de 1). Les efficacités obtenues peuvent atteindre plus de 80 % pour les amplificateurs à fibre dopée ytterbium pompés par diodes. Ainsi, par ces démonstrations, les lasers à fibre ont la possibilité de concurrencer les lasers à solide massifs de forte puissance. Par ailleurs, la recherche sur les fibres optiques est très active dans le but de repousser les limites actuelles des fibres optiques pour extraire encore plus de puissance tout en conservant un profil d'intensité monomode transverse. Pour aller plus loin, [Richardson 2010] propose un état de l'art complet sur les sources lasers fibrées de forte puissance moyenne et crête dans le proche infrarouge.

Quelques laboratoires et entreprises travaillent sur les lasers à fibre émettant à 2 μm et il devient possible de se procurer des sources lasers totalement fibrées à 2 μm. Les performances de ces lasers à fibre restent cependant plus modestes que celles obtenues à 1 μm ou 1,5 μm car la recherche a débuté il y a quelques années seulement. Ces performances seront discutées à la fin de ce premier chapitre.

1.2.2 Les différents types de fibres optiques

1.2.2.1 Les fibres optiques en silice

Une fibre optique est un guide d'onde à géométrie cylindrique. Dans sa version la plus simple, elle est constituée d'un cœur qui est entouré d'une gaine, tous les deux cylindriques et concentriques. La gaine est ensuite enrobée d'un polymère de protection. La différence d'indice (de l'ordre de 0,1-0,5 %) entre le cœur et la gaine forme le guide d'onde qui exploite la réflexion totale interne, la gaine ayant un indice de réfraction légèrement plus faible que celui du cœur (Figures 1.1 et 1.2). L'ensemble de ces réflexions totales permet donc de guider, idéalement sans pertes, le signal dans le cœur de la fibre. Le diamètre du cœur d'une fibre monomode est d'environ 10 μm et celui de la gaine est de 125 μm pour une fibre optique standard.

Une fibre simple gaine se caractérise par deux paramètres, son diamètre de cœur et son ouverture numérique. L'ouverture numérique (ON) est liée aux indices du cœur (n_c)

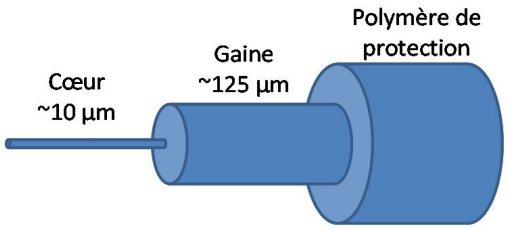


FIGURE 1.1 – Fibre optique monomode à saut d'indice, les dimensions indiquées sont celles d'une fibre optique standard.

et la gaine (n_g) par $ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ (Figure 1.2), elle donne une information sur la divergence du faisceau en sortie de la fibre. Une fibre monomode possède un petit cœur de quelques microns de diamètre qui permet de guider uniquement le mode transverse fondamental LP_{01}. Une fibre monomode possède généralement une structure à saut d'indice : l'indice de réfraction entre le cœur et la gaine change brutalement. Une fibre multimode possède un cœur plus gros allant de 50 μm à plusieurs centaines de microns de diamètre permettant de guider, en plus du mode fondamental LP_{01}, d'autres modes d'ordre supérieur. La résolution des équations de propagation permet de déterminer les composantes modales du champ électromagnétique [Buck 1995] et permet de conclure si la fibre est monomode (guidage unique du mode fondamental LP_{01}) ou multimode (guidage du mode fondamental et de certains modes d'ordres supérieurs). Les solutions de cette équation de propagation sont des fonctions de Bessel.

Le calcul de la fréquence normalisée (Équation 1.1) avec a le rayon du cœur, ON l'ouverture numérique et λ_0 la longueur d'onde considérée permet de savoir si une fibre à saut d'indice est monomode ou multimode.

$$V = \frac{2\pi a ON}{\lambda_0} \tag{1.1}$$

Si $V < 2,405$, la fibre est monomode, sinon elle est multimode. Il existe une formule empirique simple qui permet de déterminer de façon approchée le diamètre du mode Ω d'une fibre à saut d'indice en fonction du rayon du cœur a et de la fréquence normalisée V [Marcuse 1991]. Il est donc possible d'approximer le mode se propageant dans une fibre optique à saut d'indice par un mode gaussien dont le diamètre peut être déterminé avec la formule empirique suivante :

$$\Omega(\lambda) = 2a\left(0,65 + \frac{1,619}{V(\lambda)^{3/2}} + \frac{2,879}{V(\lambda)^6}\right) \tag{1.2}$$

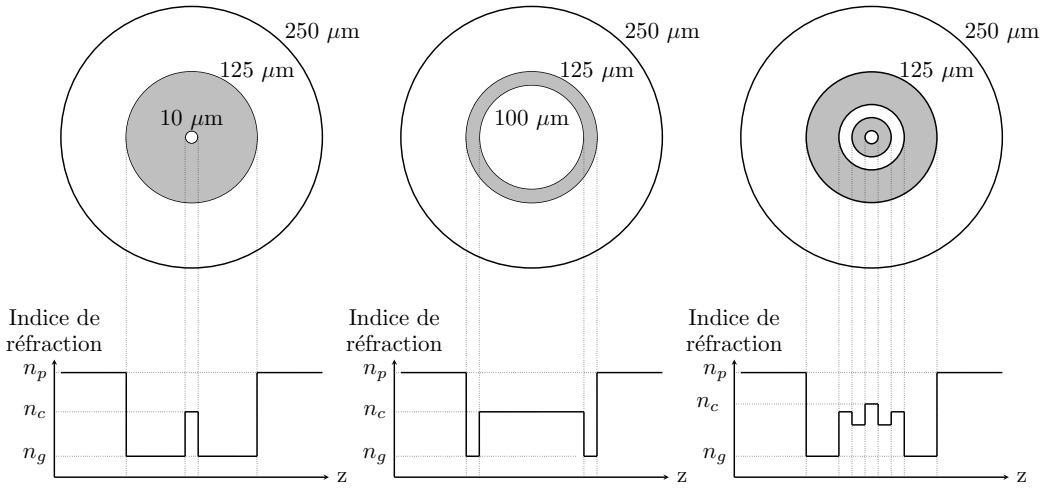


FIGURE 1.2 – Différents types de fibres optiques avec leur profil d'indice. De gauche à droite : fibre monomode à saut d'indice, fibre multimode à saut d'indice et fibre à piédestal à gros cœur (fibre LMA pour Large Mode Area). n_c, n_g et n_p sont respectivement les indices du cœur, de la gaine et du polymère.

Cette formule n'est valable que dans le cas où la fréquence normalisée V est comprise entre 1,2 et 4. Cette loi empirique de Marcuse est souvent suffisante puisque celle-ci donne le diamètre d'un mode gaussien équivalent avec 1 % d'erreur dans sa plage de validité. Il est à noter que dans de nombreux cas, il est plutôt rare d'utiliser des fibres à saut d'indice dont la fréquence normalisée dépasse 4, puisque pour de nombreuses applications, la qualité de faisceau est importante. En effet, avec une fréquence normalisée qui s'éloigne de 2,405, la qualité de faisceau s'éloigne de la limite de la diffraction et plusieurs modes transverses peuvent être excités dans la fibre.

Les effets non linéaires étant souvent limitant, nous serons également confrontés dans ce travail à un autre type de fibre, la fibre large cœur ou LMA (Large Mode Area). Ces fibres LMA ont pour propriété d'avoir une aire effective (surface du mode se propageant dans le cœur de la fibre) qui est plus grande qu'une fibre monomode standard afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. Pour une fibre à saut d'indice avec une ouverture numérique fixée, le diamètre du cœur va être limité à une certaine valeur de manière à avoir une fibre monomode, cette limite étant fixée par la fréquence normalisée ($V < 2,405$). Pour obtenir un mode plus gros tout en restant monomode, il faut diminuer l'ouverture numérique tout en augmentant le diamètre du cœur. Cependant, pour une fibre à saut d'indice, il est difficile de descendre l'ouverture

numérique en dessous de 0,06 pour une fibre passive non dopée. D'une part, il faut un contrôle très précis des indices de la gaine et du cœur (différence d'indice de 10^{-5}) et d'autre part les pertes par courbure dans le cas d'une fibre à saut d'indice deviennent trop importantes. Une alternative consiste alors à utiliser un profil d'indice différent tel qu'un piédestal (Schéma de droite sur la figure 1.2).

Dopage du cœur des fibres optiques en silice

Le cœur de la fibre peut être dopé avec un ou plusieurs co-dopant(s) "passif(s)" appelé(s) modificateur(s). Les propriétés optiques et électroniques de la matrice vitreuse sont alors modifiées permettant d'ajuster l'ouverture numérique ou de diminuer l'énergie maximale vibrationnelle de la matrice (énergie maximale des phonons). Deux éléments chimiques sont couramment utilisés pour modifier les propriétés des fibres optiques en silice :

- le germanium : la substitution d'un atome de silicium par un atome de germanium permet d'augmenter l'indice de réfraction du cœur pour adapter l'ouverture numérique de la fibre et donc la taille du mode. Le germanium a aussi l'avantage une fois incorporé dans la silice de baisser l'énergie maximale des phonons. Il est également utilisé pour favoriser la photo-inscription de réseaux de Bragg [1] améliorant la photo-sensibilisation du cœur des fibres en silice ;
- l'aluminium : il est généralement introduit dans le cœur des fibres en silice en vue d'améliorer l'introduction des dopants actifs dans le verre en réduisant la formation d'agrégats [2]. Ainsi, la quantité de dopants actifs, les terres rares, est plus importante, augmentant l'absorption linéique. L'ajout d'aluminium permet également d'augmenter la durée de vie des états excités car l'énergie maximale des phonons est diminuée. Il a également la propriété d'augmenter l'indice de réfraction du milieu.

Outre les co-dopants "passifs", il est possible d'ajouter des co-dopants "actifs", les terres rares dont les propriétés électroniques permettent l'émission de photons. Les terres rares (ou Lanthanides) sont les éléments chimiques dont le numéro atomique va du 57 pour le lanthane au 71 pour le lutécium. La couche interne 4f des lanthanides se remplit progressivement après les couches 5s, 5p et 6s (pour le lanthane et le lutécium, la couche 4f étant respectivement vide et pleine). Les propriétés spectrosco-

1. Un réseau de Bragg est une modulation périodique de l'indice du cœur de la fibre en vue de réfléchir un signal optique à une certaine longueur d'onde.

2. L'aluminium est particulièrement utilisé pour l'augmentation du dopage des fibres erbium [Delevaque 1993] et thulium comme cela sera présenté dans la suite.

Numéro atomique	Élément	Symbole de l'ion	Principale longueur d'onde d'émission
59	praséodyme	Pr^{3+}	1300 nm
60	néodyme	Nd^{3+}	1060 nm
67	holmium	Ho^{3+}	2100 nm
68	erbium	Er^{3+}	1550 nm
69	thulium	Tm^{3+}	1950 nm
70	ytterbium	Yb^{3+}	1060 nm

Tableau 1.1 – Les principaux ions terres rares utilisés pour le dopage des fibres optiques avec leur principale longueur d'onde d'émission standard.

piques de chaque élément sont données par le nombre d'électrons dans la couche 4f. Ces propriétés varient peu pour un ion donné en fonction de la matrice d'accueil (matrice cristalline ou matrice vitreuse) car les couches 5s et 5p qui forment les liaisons à la matrice d'accueil écrantent partiellement la couche 4f. Les terres rares s'ionisent sous forme trivalente avec la perte de 3 électrons. Le tableau 1.1 présente les terres rares les plus couramment utilisées. Un ion terre rare incorporé dans une matrice vitreuse va subir plusieurs modifications de sa structure électronique. L'ion inséré dans sa matrice d'accueil est soumis aux champs électriques des ions environnants qui forment le champ cristallin. Ce champ va être responsable de la levée de dégénérescence des multiplets par effet Stark. De plus, à température ambiante, chaque sous-niveau se trouve élargi par les interactions vibrationnelles des ions avec le réseau cristallin. Cette propriété permet d'avoir des bandes d'absorption et d'émission pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de nanomètres au lieu d'une structure de raies lorsque l'ion est isolé. Ainsi, la position des sous-niveaux Stark peut être déterminée en mesurant le spectre d'absorption et/ou le spectre d'émission à basse température (i. e. quelques degrés Kelvin). La différence entre ces sous-niveaux est faible et de l'ordre de quelques 100 cm^{-1} (10 nm à 1 μm) ce qui ne permet de distinguer dans les verres ces sous-niveaux à température ambiante puisque la structure de raie se transforme en structure de bande. Ces larges bandes spectrales permettent de réaliser des sources accordables sur plusieurs dizaines voire centaines de nanomètres. Par ailleurs, le temps de vie des niveaux excités est généralement supérieur à celui que l'on peut obtenir avec un cristal dopé aux ions terres rares. Cet avantage ainsi que le confinement du signal dans le cœur va permettre aux fibres optiques dopées aux ions terres rares d'atteindre un gain petit signal de plus de 30 dB dans un amplificateur. La durée de vie de la transition laser dépend de l'interaction

des niveaux électroniques de l'ion avec les modes de vibration du réseau cristallin, les phonons. L'énergie des phonons de la matrice d'accueil va influer sur la probabilité de désexcitation non radiative des ions excités et donc sur la probabilité d'émission d'un photon. Dans le cas du thulium, dans le but d'exploiter plus efficacement certaines transitions lasers, il faut ajouter des modificateurs dans la matrice en vue de baisser l'énergie des phonons [Faure 2005]. Il est possible de baisser l'énergie des phonons, dans une certaine limite, au-delà il est indispensable de changer de verre (comme cela est discuté dans la suite au paragraphe 1.2.2.2). Il a été démontré que le temps de vie des niveaux supérieurs du thulium augmente avec l'ajout d'oxyde d'aluminium dans le cœur de la fibre (Figure 1.3 extraite de [Simpson 2008]).

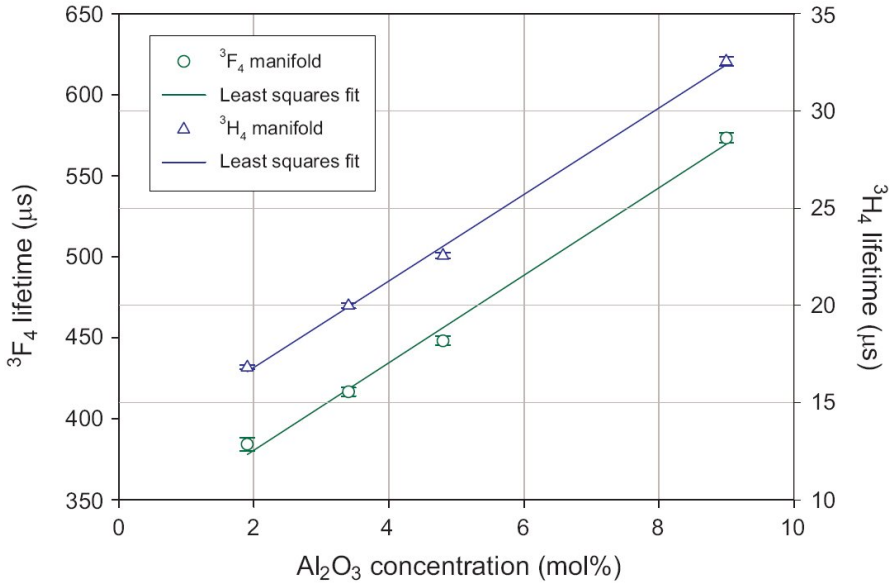


FIGURE 1.3 – Dépendance linéaire de la durée de vie des niveaux d'énergie $^3F_4$ et $^3H_4$ du thulium en fonction de la concentration en oxyde d'aluminium pour une concentration constante en ions thulium.

Les fibres double-gaine

Une fibre simple gaine dont le cœur est dopé aux ions terres rares se pompe longitudinalement, directement en son cœur. Ainsi, il est nécessaire d'utiliser une source de pompe monomode transverse afin de coupler efficacement le signal de pompe dans le cœur de la fibre active. Cependant, les sources de pompe monomode transverse sont généralement limitées en puissance, comme les diodes lasers commerciales qui délivrent

au maximum quelques centaines de milliwatts. Il est possible dans certains cas d'utiliser un laser à fibre, cependant le coût devient tout de suite beaucoup plus élevé. L'invention des fibres double-gaine a permis l'utilisation de diodes lasers de forte puissance et multimodes transverses pour pomper les fibres dopées. Ainsi, pour ce type de fibre, le cœur dopé possède un indice de réfraction plus élevé que la première gaine, qui permet le guidage du signal dans le cœur (rayons rouges de la figure 1.4). L'indice de réfraction de la deuxième gaine, qui est généralement un polymère de protection, est lui inférieur à l'indice de réfraction de la première gaine qui permet le guidage de la pompe multimode dans cette première gaine (rayons bleus de la figure 1.4). C'est le recouvrement du signal

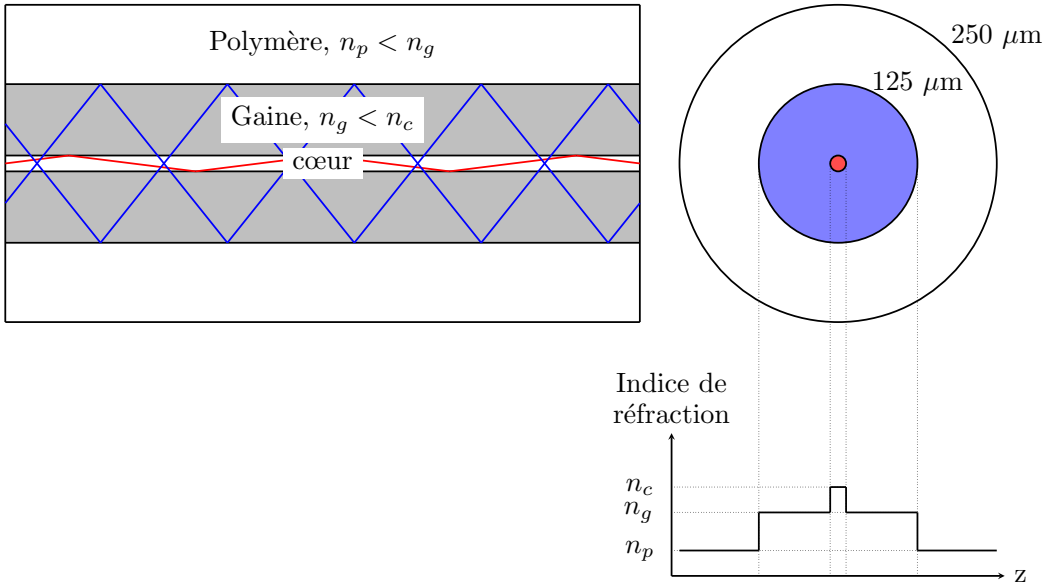


FIGURE 1.4 – Exemple d'une fibre double-gaine à symétrie cylindrique. Le signal (rouge) se propage dans le cœur. La pompe multimode se propage dans la gaine (bleu) traversant le cœur dopé pour y être absorbé.

de pompe se propageant dans la gaine avec le cœur dopé qui permet une absorption de la puissance de pompe par les ions actifs. De nos jours, il existe des diodes lasers fibrées de puissance pour les lasers à fibre. Ces diodes lasers ont l'avantage d'avoir une forte efficacité électrique optique avec la puissance pour une diode qui peut dépasser la dizaine de watts. Le développement de diodes lasers de pompe toujours plus puissantes et toujours plus efficaces contribuent grandement à la montée en puissance des sources lasers à fibre. Le signal de pompe qui traverse le cœur de la fibre dopée est absorbé par les ions terres rares qui dopent le cœur de la fibre. En contrepartie, la longueur de la

fibre dopée doit être plus longue afin d'absorber la totalité de la pompe, le recouvrement du signal de pompe avec le cœur dopé étant plus faible. L'amélioration des techniques de fibrage a permis le développement de combineurs de pompe pouvant coupler efficacement dans la gaine plusieurs dizaines voire centaines de watts de puissance de pompe issus de plusieurs diodes de pompe.

On peut montrer, en utilisant un profil de gaine amélioré, qu'il est possible de favoriser l'absorption de la pompe par le cœur dopé [Bordais 2002, Kouznetsov 2001, Kouznetsov 2002a, Kouznetsov 2002b]. En effet, plus l'absorption de la pompe dans la gaine sera rapide, plus la fibre active sera courte et cela aura naturellement des conséquences sur l'apparition des effets non linéaires lors de l'amplification du signal. Il est notamment privilégié d'utiliser une structure transverse qui n'est pas à symétrie circulaire. Il est commun maintenant de se procurer des fibres dont la gaine à une géométrie octogonale ou rectangulaire. Celles-ci deviennent plus difficile à souder aux autres fibres à cause du profil particulier de la gaine. Le rayon de courbure joue également un rôle important dans l'absorption de la pompe pour les fibres dont la gaine est à géométrie circulaire. L'absorption de la pompe sera plus efficace en enroulant la fibre en forme de "haricot" ("Kidney Shape") [Bordais 2002, Diehl 2000].

1.2.2.2 Autres verres pour les fibres optiques

Nous avons rappelé précédemment que l'énergie des phonons dans la silice pouvait être limitante. L'énergie maximale des phonons dans la silice atteint 1100 cm^{-1}, ce qui a pour conséquence dans une fibre active d'avoir une forte probabilité de désexcitation non radiative des niveaux d'énergie et donc de diminuer le temps de vie des transitions. Comme cela a été présenté précédemment, l'ajout de co-dopants à la silice permet de baisser cette énergie de phonons. Mais pour certaines transitions laser, cela n'est pas forcément suffisant pour pouvoir l'exploiter efficacement. Par ailleurs, bien que les pertes linéiques des fibres en silice soient faibles (de l'ordre du dB/km), celles-ci augmentent fortement au-delà de 2 μm (Figure 1.5) à cause de l'absorption multi-phononique. L'origine de cette absorption est l'interaction entre le signal lumineux et les modes de vibration des liaisons atomiques du verre. L'énergie des phonons étant inversement proportionnelle à la masse atomique des éléments qui composent le verre, l'utilisation d'un autre verre composé d'atomes plus lourds permet la diminution de l'énergie maximale des phonons. L'émission laser au-delà de 2 μm étant intéressante pour de nombreuses applications, le remplacement de la silice par un autre verre dont la composition a une masse molaire plus grande a déjà été étudiée. De nos jours, il existe

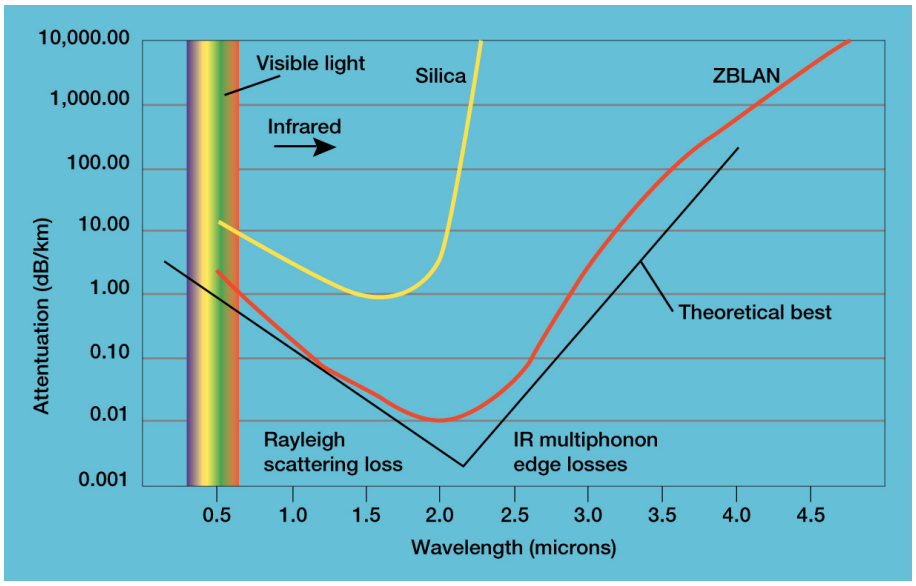


FIGURE 1.5 – Comparaison de l'absorption linéique de la silice et du ZBLAN entre 0,5 et 4,5 μm [Dooling 1998].

plusieurs types de verres que l'on peut fibrer, qui transmettent dans le moyen infrarouge et qui permettent un dopage avec des ions terres rares. Les verres fluorés, et plus particulièrement le ZBLAN (ZrF_4-BaF_2-LaF_3-AlF_3-NaF) [3] sont actuellement les plus matures technologiquement. Le ZBLAN a l'avantage de transmettre dans l'infrarouge jusqu'à 5 μm, d'avoir des pertes à 2 μm, qui est le minimum d'absorption, inférieures au dB/km et d'avoir un indice de réfraction proche de celui de la silice. L'énergie maximale des phonons étant deux fois plus faible (500 cm^{-1}) que dans la silice, les temps de vie des transitions lasers sont alors plus longs. Par exemple, pour le thulium, le temps de vie du premier niveau excité passe d'environ 420 μs dans la silice à 11,2 ms dans le ZBLAN [Walsh 2004]. La meilleure transmission dans le moyen infrarouge ainsi que la plus faible énergie maximale des phonons ont permis de développer des sources plus efficaces dans le moyen infrarouge [Zhu 2010]. Par exemple, pour l'erbium, il a été démontré une émission laser à 2,7 μm ($^4I_{11/2} \Rightarrow {}^4I_{13/2}$) et 3,5 μm ($^4F_{9/2} \Rightarrow {}^4I_{9/2}$). Une fibre de ZBLAN dopée avec des ions thulium a permis d'émettre à 2,3 μm ($^3H_4 \Rightarrow {}^3H_5$) et à 1,48 μm ($^3H_4 \Rightarrow {}^3F_4$) [4]. Pour l'holmium, le ZBLAN permet de bénéficier de

3. Ce verre a été pour la première fois découvert en 1975 par MM. Poulain et Lucas de l'université de Rennes [Poulain 1975].

4. L'émission laser depuis cette transition n'est pas du tout efficace dans la silice pure à cause de la forte énergie maximale des phonons.

la transition $^5I_6 \Rightarrow {}^5I_7$ pour l'émission de photons autour de 2,9 μm, longueur d'onde intéressante pour de nombreuses applications. Ces nouveaux verres sont très prometteurs car il est maintenant possible d'extraire de la puissance depuis ces fibres, et ce à plus haute longueur d'onde dans l'infrarouge. En revanche, la fragilité mécanique du verre freine beaucoup son utilisation. Par ailleurs, il n'existe à l'heure actuelle aucun composant fibré à base de ZBLAN. Il est ainsi indispensable d'utiliser des composants en espace libre ou des composants fibrés en silice standards. Néanmoins, il reste très difficile de souder une fibre ZBLAN et une fibre en silice entre elles à cause de la forte différence de la température de transition vitreuse (260 °C pour le ZBLAN et 1200 °C pour la silice).

Les fibres germanates (GeO_2) peuvent devenir une bonne alternative à l'utilisation des fibres en silice ou des fibres en ZBLAN. En effet, ces fibres bénéficient d'une plus faible énergie de phonon (environ 900 cm^{-1}) [Martino 2001], entre l'énergie de phonon du ZBLAN et de la silice. De plus, la température de transition vitreuse se rapproche de celle de la silice, permettant une soudure thermique entre ces deux fibres. Cependant, les pertes linéiques sont encore trop importantes pour pouvoir utiliser efficacement ce type de fibre dans un laser ou un amplificateur et des progrès sont encore à réaliser lors du processus de fibrage.

Les fibres silicates, différentes des fibres en silice, sont aussi de bons candidats pour l'amplification autour de 2 μm [Jiang 2011]. Contrairement aux fibres en silice, qui peuvent contenir quelques modificateurs dans la matrice, les fibres silicates comptent seulement entre 30 % et 80 % de silice. En plus de la matrice hôte en SiO_2, on peut trouver d'autres éléments chimiques tels que des alcalins, des métaux alcalins, de l'oxyde d'aluminium ou de l'oxyde de bore. Ce type de verre peut être fortement dopé en ions actifs permettant de réduire la longueur de la fibre. De plus, un contrôle précis de l'indice de la gaine et du cœur permet d'obtenir une faible ouverture numérique permettant de fabriquer facilement des fibres à gros cœur tout en maintenant le seul mode fondamental dans la fibre [Wang 2012]. Comparée aux fibres en germanate et aux fibres en ZBLAN, ces fibres silicate sont plus solides et sont plus facilement implémentables dans un système composé uniquement de fibre en silice.

1.2.3 Les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre

On distingue différents types de lasers suivant la longueur d'onde d'émission. Pour l'émission dans le proche infrarouge, les lasers utilisés sont à base de :

- cristaux, verres ou céramiques dopés aux ions terres rares,
- fibres dopées aux terres rares,
- semi-conducteurs (diodes lasers).

Dans la suite seront présentés les principaux avantages et inconvénients des lasers à fibre par rapport à ces autres sources lasers.

Les avantages des sources lasers fibrées

Les sources lasers fibrées ont de nombreux avantages comparées aux autres sources lasers. Contrairement aux lasers à cristaux massifs, le signal et la pompe dans un laser à fibre sont confinés longitudinalement dans la structure guidante de la fibre optique, supprimant les effets de la diffraction. Ainsi, avec les fibres double-gaine, il est possible de propager longitudinalement la puissance de pompe dans la gaine de la fibre dopée. Le guidage du signal dans le cœur de la fibre permet d'obtenir une excellente qualité de faisceau[5]. L'excellente qualité de faisceau étant une contrainte forte pour de nombreuses applications. De plus, avec l'apparition de composants fibrés (comme par exemple, les coupleurs, les isolateurs, les diodes de pompe, etc.) il est possible de développer des sources lasers totalement fibrées levant toutes les contraintes liées à l'alignement et à l'environnement. Plus particulièrement, l'apparition de diodes de forte puissance totalement fibrées ainsi que les combineurs de pompe fibrés permettent de coupler très efficacement la pompe dans la gaine de la fibre active favorisant le développement de sources de forte puissance. Par ailleurs, les fibres optiques peuvent être enroulées sur quelques centimètres sans que cela ne dégrade les performances de la source permettant de gagner en compacité. Les lasers à fibre sont ainsi plus compacts avec une excellente tenue à l'environnement (vibrations notamment). Les autres sources lasers souffrent de ces contraintes d'alignement et imposent l'utilisation de montures robustes et encombrantes afin de limiter l'effet des vibrations extérieures sur la cavité. Toutes les fibres peuvent être soudées entre elles limitant ainsi les pertes dans la cavité. Les faibles pertes munies d'un bon couplage de la pompe permettent d'avoir un seuil d'oscillation laser faible. Du fait du confinement du mode et du recouvrement entre le signal et le cœur dopé, il est possible d'obtenir un fort gain et de très bonnes efficacités. Les problèmes de dissipa-

5. Il est à noter que les fibres LMA permettent également d'avoir une qualité de faisceau proche de la limite de la diffraction (M^2 proche de 1) bien qu'elles soient légèrement multimode.

tion thermique du milieu actif que l'on peut trouver à forte puissance dans les lasers à cristaux ne se posent pas ici. Cela n'est pas dû à une meilleure conductivité thermique de la silice par rapport aux cristaux laser puisque celle-ci est plus faible. En réalité, la fibre active qui peut mesurer plusieurs mètres bénéficie d'une surface d'échange thermique plus importante avec l'environnement extérieur que les autres technologies pour un volume actif équivalent. Ainsi, même pour des lasers à fibre de forte puissance, un refroidissement par air est souvent suffisant, évitant alors tout refroidissement par eau qui serait contraignant et encombrant. Malgré tout, dans le cas où un refroidissement de la fibre active par eau serait indispensable, il suffit de plonger la fibre dans un bain d'eau. Ce système, qui est relativement simple à mettre en œuvre dans le cas des lasers à fibre, n'est pas possible avec un cristal laser. Le guidage du signal dans le cœur de la fibre et l'excellente dissipation thermique permettent d'atteindre une forte puissance moyenne en maintenant un signal monomode transverse en sortie alors que les lasers à solide souffrent d'effets de lentille thermique dans le cristal, qui peuvent dégrader à la fois l'efficacité laser et la qualité du faisceau. Cependant, le même problème peut être observé dans les amplificateurs à fibre à gros cœur légèrement multimodes transverses qui peut donner lieu à une dégradation de la qualité de faisceau en sortie.

Les inconvénients des sources lasers fibrées

Les lasers à fibre ont de nombreux avantages par rapport aux autres sources lasers, il existe malgré tout quelques limitations qui commencent à apparaitre dès que l'on souhaite extraire beaucoup de puissance (crête notamment). D'une part, si on souhaite conserver une architecture totalement fibrée, les premières limitations peuvent apparaître avec l'utilisation de certains composants fibrés. Par exemple, les isolateurs sont fabriqués à base de micro-optiques et sont donc limités en puissance moyenne et crête. Ce n'est pas le cas d'autres composants fabriqués par fusion-étirage comme les coupleurs qui peuvent tenir sans problèmes plusieurs dizaines de watts en continu. Ainsi, dans le but de développer une source de forte puissance, il devient souvent indispensable d'utiliser des composants en espace libre, perdant l'avantage de la structure fibrée. Des progrès sont constamment réalisés par les fournisseurs de ces composants permettant d'améliorer la tenue aux flux.

Il existe aussi des limitations physiques liées au confinement du signal dans le cœur de la fibre. Une forte densité spatiale de puissance peut se propager dans le cœur de la fibre à cause du confinement du mode et de la forte puissance. Ceci résulte en l'apparition d'effets non linéaires indésirables [Agrawal 2007], surtout en régime impulsionnel qui

limite la puissance crête des impulsions. Lorsque le laser est monofréquence ou d'une très faible largeur spectrale et malgré tout longitudinalement multimode, l'effet Brillouin vient limiter la puissance crête des impulsions. En revanche lorsque la source est plus large spectralement, c'est l'auto-modulation de phase, l'instabilité de modulation et l'effet Raman qui viennent perturber le signal. Actuellement, les fabricants de fibres travaillent sur la structure du guide en vue de repousser les effets non linéaires.

Il existe également d'autres limitations liées au matériau et à la structure guidante de la fibre. Lors de la propagation d'un signal continu de très forte puissance on peut observer, malgré une bonne dissipation thermique, des effets de lentille thermique, le signal étant guidé par le gradient d'indice formé par la différence de température entre le centre du cœur et la limite cœur/gaine. Cet effet a pour conséquence de dégrader la qualité du faisceau en sortie de la fibre. Par ailleurs, le seuil de dommage de la silice est d'environ 10 GW/cm^2 [Dawson 2008], ce seuil pourrait être atteint en propageant un signal continu de 750 W dans une fibre de 10 μm de taille de mode. Il existe des alternatives à ces problèmes comme par exemple l'utilisation de fibres LMA ou la combinaison (cohérente) de faisceaux lasers issus de plusieurs lasers à fibre. La fibre LMA doit être bien choisie de manière à conserver un bon M^2 en sortie du laser. La combinaison cohérente impose l'utilisation de composants en espace libre et le lobe central de la figure d'interférence doit être refocalisé dans une fibre monomode. Il est en revanche possible d'atteindre de très fortes puissances, c'est d'ailleurs une alternative très étudiée en ce moment pour la montée en puissance des lasers à fibre continus et impulsionnels [Azarian 2012].

Les travaux de recherche actuels sur les lasers à fibre se focalisent sur la montée en puissance mais aussi sur l'accès à de nouvelles longueurs d'onde, en particulier avec les sources lasers à fibre dopée thulium et/ou holmium pour une émission autour de 2 μm. C'est dans cette dernière voie que s'inscrit ce travail de thèse.

1.3 Les besoins en sources lasers à 2 μm

Comme cela a été brièvement présenté précédemment, les applications des sources lasers en général sont multiples. Cette partie va être consacrée aux applications des lasers autour de 2 μm. Les sources lasers à 2 μm sont dites à sécurité oculaire ("Eye-Safe"). En effet, à partir de 1,4 μm, le rayonnement est absorbé par l'humeur aqueuse, la cornée et/ou le cristallin épargnant ainsi la rétine de toute lésion, qui serait irréversible. On devrait d'ailleurs plutôt utiliser le terme de "retina-safe" car les lasers "eye-safe" de

forte puissance peuvent malgré tout créer de gros dommages dans les parties antérieures de l'œil qui sont exposées aux rayonnements. Cette caractéristique permet d'ouvrir des applications dans les télécommunications optiques en espace libre ou même encore en chirurgie ophtalmique. Actuellement, des lasers à fibre dopée erbium sont utilisés mais ceux-ci souffrent d'une faible efficacité. L'intérêt principal des lasers à fibre à 2 μm est qu'ils peuvent être deux fois plus efficaces que les lasers à fibre dopée erbium.

Les applications des lasers à 2 μm se déclinent en plusieurs domaines :

- la télédétection et la spectroscopie,
- le médical,
- la découpe/le marquage de matériaux,
- le pompage de sources lasers, d'oscillateurs paramétriques optiques et de supercontinuum.

Pour ces différentes applications, il peut être indispensable d'utiliser une source impulsionnelle de forte puissance crête. Dans la suite, nous allons détailler ces applications en précisant plus particulièrement les applications visées avec les sources développées dans cette thèse.

1.3.1 Applications en télédétection et spectroscopie

Les sources lasers à 2 μm étant à sécurité oculaire, elles peuvent ainsi être utilisées pour être propagées dans l'atmosphère. Actuellement, les systèmes LIDAR [6] anémométrique à détection cohérente sont basés sur des sources lasers fibrées émettant à 1,55 μm. Un LIDAR fonctionne comme un radar sauf que le signal laser est rétrodiffusé par les aérosols situés dans l'atmosphère (diffusion de Mie). Le LIDAR anémométrique à détection cohérente permet de mesurer la vitesse du vent grâce à la rétrodiffusion des aérosols et à l'effet Doppler qui va décaler spectralement le signal rétrodiffusé. Pour que cela fonctionne, la source doit être monofréquence avec une faible largeur de raie. A 2 μm, la largeur de raie doit être inférieure à 1 MHz pour atteindre une résolution de 1 m/s sur la vitesse du vent. On peut par exemple détecter les flux d'air et déterminer la vitesse du vent en altitude [Koch 2007] ou détecter les tourbillons de sillage après le passage d'un avion [Kopp 2004, Dolfi-Bouteyre 2008] en vue d'augmenter et de sécuriser le trafic aérien, surtout à proximité des aéroports. Les sources ont besoin d'un niveau d'énergie élevé par impulsion, nécessitant des systèmes lasers à 2 μm composés de plusieurs étages d'amplification. L'énergie demandée pour cette application doit dépasser le millijoule pour atteindre une portée de plusieurs kilomètres, nécessitant alors

6. Acronyme de LIght Detection And Ranging.

l'utilisation de lasers/amplificateurs à solide [Koch 2007]. Mais, la récente montée en puissance des sources lasers fibrées à 2 μm monofréquence devrait permettre de remplacer les systèmes laser à solide par des systèmes totalement fibrés [Fang 2012a]. En effet, des impulsions de 15 ns et 0,5 mJ ont été générées depuis un oscillateur maître amplifié totalement fibré. Ces résultats se rapprochent de ceux obtenus pour des systèmes équivalents à 1,5 μm.

Le dioxyde de carbone (CO_2), l'eau (H_2O), l'ammoniac (NH_3) et le protoxyde d'azote (NO_2) sont des espèces chimiques présentes dans l'atmosphère. Elles ont la propriété d'absorber un rayonnement entre 1900 nm et 2150 nm (les spectres simulés d'après HITRAN[7] sont en figure 1.6). En télédétection on distingue essentiellement

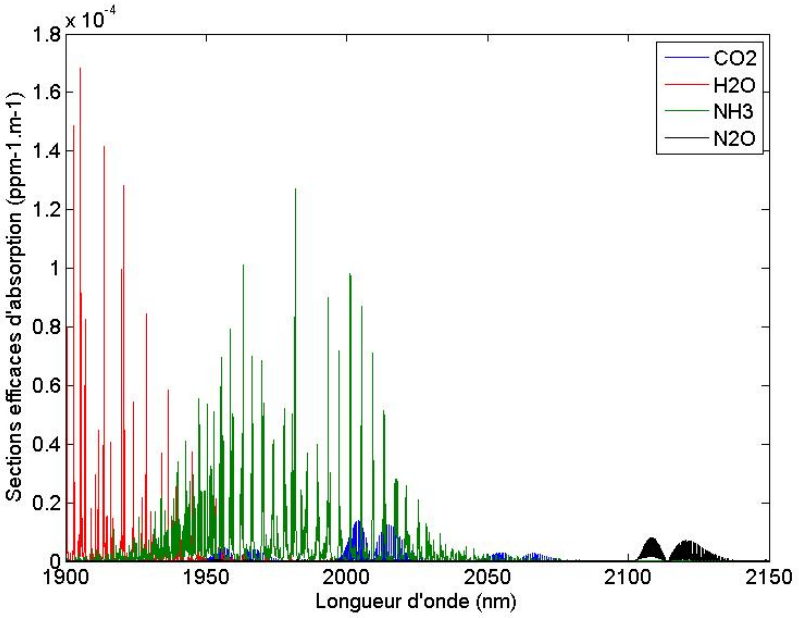


FIGURE 1.6 – Spectres d'absorption simulés pour les gaz CO_2, H_2O, NH_3 et NO_2 d'après la base de donnée HITRAN [Rothman 2009].

deux types de technique. Pour de la détection à longue distance (plusieurs kilomètres), il faut utiliser un système de type LIDAR émettant des impulsions de forte énergie, plus l'énergie des impulsions sera importante, plus la portée sera grande. Il est à noter que l'aspect monofréquence n'est pas indispensable dans le cas d'une télédétection simple

7. HITRAN = HIgh-resolution TRANsmission molecular absorption database [Rothman 2009] est une base de donnée qui contient les sections efficaces d'absorption de l'UV jusque l'IR de 39 molécules différentes.

facilitant ainsi la montée en puissance mais il le devient si on a besoin d'une information sur la vitesse des particules. Cette détection à longue distance intéresse aussi bien les domaines de la sécurité et de la défense que de l'environnement puisqu'elle est utilisée pour sonder la concentration de certaines espèces dans les différentes couches de l'atmosphère. Pour ces types de mesures, les sources impulsionnelles de forte énergie sont nécessaires afin de pouvoir détecter les particules avec un bon rapport signal sur bruit. Le large spectre d'émission dans les fibres en silice dopées thulium permet de réaliser des sources accordables autour de 2 μm sur plusieurs dizaines voir centaines de nanomètres dans le but de détecter et évaluer la concentration de certaines espèces présentes dans l'atmosphère. Pour des applications de sécurité et de détection de gaz sur des installations (par exemple plateforme d'extraction de gaz ou de pétrole) les systèmes utilisés seront moins énergétiques car la détection se fera sur une courte distance. Une simple rétrodiffusion sur une cible, réfléchissante permet de renvoyer beaucoup plus de signal que dans le cas d'une rétrodiffusion de Mie. Ainsi, les systèmes sont alors plus compacts et facilement transportables, d'où l'intérêt ici d'utiliser une source laser totalement fibrée.

La spectroscopie d'émission atomique induite par laser [8] est une technique permettant de mesurer la présence de différentes espèces chimiques dans un matériau. Il s'agit de focaliser les impulsions de la source laser sur le matériau à analyser. La forte densité de puissance va générer un plasma dont le spectre d'émission permet de déterminer la composition chimique du matériau. Les lasers à fibre à 1 μm sont surtout utilisés pour cette application du fait de leur très bonne efficacité et de leur forte puissance. A 2 μm, les sources lasers fibrées sont maintenant suffisamment énergétiques pour être utilisées pour cette application (exemple avec le cuivre : [Baudelet 2010]). Bien que la longueur d'onde n'ait pas forcément d'incidence sur l'analyse du rayonnement émis par le plasma, l'utilisation des sources lasers fibrées à 2 μm pour cette application devrait se développer avec l'augmentation de leur puissance. De plus, les lasers et amplificateurs à fibre dopée thulium ont l'avantage de pouvoir bénéficier de très bonnes efficacités (jusqu'à 75 %). Enfin, le seuil d'apparition des effets non linéaires dans les amplificateurs à 2 μm est repoussé par rapport aux amplificateurs à 1 μm du fait de la longueur d'onde qui est plus haute, ce qui permet théoriquement d'émettre des impulsions de plus forte puissance crête que depuis un laser ou un amplificateur émettant à 1 μm.

Ainsi, la grande accordabilité des lasers à fibre dopée thulium est très intéressante

8. Appelée également : "spectroscopie de plasma induit par laser" et en anglais LIBS : "Laser Induced Breackdown Spectroscopy".

pour des applications en télédétection et en spectroscopie. Les puissances en régime impulsionnel (monofréquence ou simplement de faible largeur spectrale) atteintes devraient favoriser l'utilisation de ces sources. Par ailleurs, elles peuvent être utilisées pour pomper des cristaux non linéaires ou des fibres non linéaires pour la génération de rayonnement dans le moyen infrarouge, ceci sera discuté dans le paragraphe 1.3.4.

1.3.2 Applications thérapeutiques

L'utilisation des sources lasers dans le médical se sont vraiment diversifiées avec la fiabilisation des systèmes [Jean 2003]. Les sources utilisées sont impulsionnelles de sorte à limiter les échauffements autour de la zone de travail. L'utilisation d'une source laser émettant autour de 1,94 μm permet de bénéficier de la plus forte absorption des tissus [Fried 2005, Lemberg 2008]. Les tissus étant composés de beaucoup d'eau, il est intéressant de bénéficier de la forte absorption de l'eau à 1,94 μm, la longueur de pénétration du faisceau dans le tissu est alors limitée à une dizaine de micromètres. Il est ainsi possible d'effectuer une opération propre et rapide en utilisant une source laser avec une excellente qualité de faisceau sans endommager irréversiblement les tissus situés autour de la zone malade. De plus, le rayonnement à 1,94 μm favorise la coagulation du sang pouvant ainsi limiter les hémorragies lors d'opérations chirurgicales. Actuellement, les sources utilisées pour ces applications sont les lasers solides Tm :YAG. La compacité, la robustesse, l'efficacité et le prix de revient font des lasers à fibre d'excellents candidats pour les lasers médicaux en remplacement des lasers à cristaux massifs. Les lasers à fibre dopée thulium ont la possibilité de concurrencer les lasers à solide, notamment grâce au large spectre d'émission dans la silice permettant d'obtenir une source accordable sur plusieurs centaines de nanomètres [Shen 2006]. En effet, un changement de la longueur d'onde d'émission permet de changer la profondeur de pénétration du signal dans le tissu par la variation de l'absorption linéique.

En chirurgie ophtalmique, les lasers à fibre impulsionnels à 2 μm peuvent également être intéressants. L'utilisation d'impulsions courtes à ultracourtes est nécessaire afin de limiter l'échauffement et la propagation d'ondes acoustiques autour de la zone opérée. Il est maintenant possible de corriger la myopie, l'hypermétropie, ou encore l'astigmatisme en "usinant" la cornée ou en remplaçant le cristallin, la lentille de l'œil. Dans ces deux cas, il faut découper la cornée et actuellement les techniques utilisées sont mécaniques. La cornée étant composée essentiellement d'eau, pour la découper avec un laser il faut utiliser une source dans le moyen infrarouge (Figure 1.7, [Morin 2010]). On remarque deux pics d'absorption distincts à 1450 nm et 1940 nm. Pour ces longueurs d'onde,

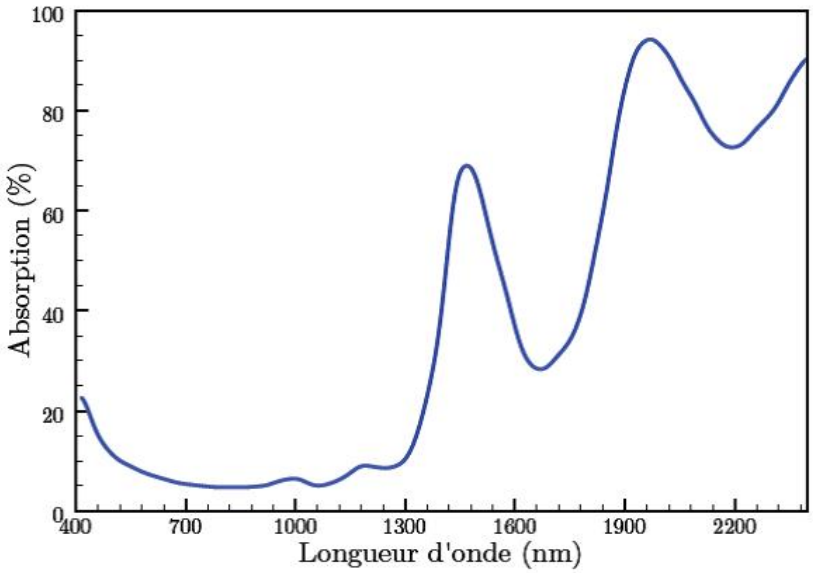


FIGURE 1.7 – Spectre d'absorption typique d'une cornée. On remarque les pics à 1,45 μm et 1,94 μm [Morin 2010].

la longueur de pénétration est de l'ordre de 100 μm avec une cornée saine, or une cornée humaine mesure typiquement 500 μm d'épaisseur. Pour les cornées saines, un laser à 1060 nm est utilisé afin de pouvoir la découper efficacement, la profondeur de pénétration étant de l'ordre de l'épaisseur. Par ailleurs pour les cornées malades, la diffusion du signal laser lors de la découpe est un problème. Les cornées malades ne peuvent pas être opérées avec les lasers actuels à 1060 nm car les fibres de collagène diffusent fortement le signal réduisant ainsi fortement la longueur de pénétration à cause de la déformation du front d'onde. Ce phénomène de diffusion peut être réduit en augmentant la longueur d'onde de la source laser [Sacks 2002, Plamann 2010]. Il faut cependant se placer à une longueur d'onde où l'absorption du faisceau permet d'avoir une profondeur de pénétration de l'ordre de l'épaisseur de la cornée. Franck Morin a ainsi proposé de développer une source à fibre dopée Erbium émettant autour de 1600 nm [Morin 2010]. Il a ainsi développé durant son travail de thèse une source laser émettant 2,5 μJ par impulsions avec une durée inférieure à 1 ps. L'erbium, émettant autour de 1,6 μm souffre d'une faible efficacité et impose d'utiliser de grandes longueurs de fibre pour décaler le gain vers les hautes longueurs d'onde. D'autres plages de longueurs d'onde peuvent permettre la greffe de cornée et notamment autour de 1800 nm. Cette longueur d'onde se situe à la limite de la bande d'émission du thulium et nécessite d'avoir

une forte inversion de population tout au long de la fibre active pour une émission laser efficace [Sahu 2004, Yoshida 2008]. Le thulium émettant autour de 1800 nm a les avantages d'être plus efficace que l'erbium émettant à 1,6 μm et de nécessiter moins de longueur de fibre, favorisant la montée en puissance crête. L'utilisation de lasers à verrouillage de modes semble indispensable mais on commence à trouver des sources à impulsions courtes de quelques nanosecondes.

1.3.3 Applications en découpe, marquage et soudage de matériaux

Les sources lasers sont utilisées pour le marquage, la découpe et le soudage de matériaux. Ils permettent d'avoir une découpe, une gravure ou une soudure nette et rapide des matériaux. Les lasers les plus communément utilisés sont les lasers CO_2 émettant autour de 10,6 μm et les lasers Nd :YAG émettant à 1,064 μm. Les lasers à 10,6 μm et 1,064 μm permettent de marquer et d'usiner essentiellement des métaux ou des céramiques. Ils sont utilisés en régime impulsionnel, les impulsions pouvant atteindre plusieurs dizaines voir centaines de kilowatt de puissance crête. La durée des impulsions varie en fonction du matériau et de la qualité de l'usinage que l'on souhaite réaliser. Par exemple, pour l'usinage ou la gravure de matériaux très fragiles, l'utilisation de lasers émettant des impulsions d'une durée de l'ordre de la centaine de femtosecondes est privilégiée car ils permettent une découpe très nette et une limitation de l'échauffement et de la déformation des pièces par effet thermique.

Les lasers à fibre ont l'avantage d'être totalement fibrés jusqu'à la tête optique, ce qui garantit leur robustesse et leur facilité de manipulation. En revanche, l'utilisation de ces sources reste limitée actuellement au marquage de matériaux car les lasers à fibre [9] sont limités en puissance et ne peuvent pas encore être utilisés pour la découpe de matériaux.

A 10,6 μm et 1,064 μm, on ne peut pas usiner ou marquer efficacement tous les matériaux. Bien que pour beaucoup de matériaux et notamment les métaux, l'utilisation d'une source à 1 μm, 2 μm ou 10 μm ne change pas l'efficacité et la qualité de l'usinage, pour d'autres matériaux, comme certaines matières plastiques, l'utilisation d'une source laser à 2 μm s'avère être beaucoup plus avantageuse. Avant l'apparition des lasers de forte puissance à 2 μm, l'usinage des plastiques était assuré par les lasers à 1 μm, mais dans ces plastiques y étaient ajoutés d'autres éléments absorbants à 1 μm de manière à améliorer l'efficacité de la découpe ou du marquage. Pour certains de ces plastiques,

9. Dans l'industrie, les lasers à fibre dopée ytterbium émettant vers 1064 nm sont utilisés en remplacement des lasers à cristaux massifs Nd :YAG.

il existe un pic d'absorption dans la bande d'émission du thulium qui pourrait alors améliorer l'efficacité de l'usinage. Suivant la qualité de découpe désirée et le matériau usiné, les régimes d'impulsions nanosecondes ou d'impulsions courtes à ultra-courtes pourront être utilisés, les puissances crêtes devant atteindre plusieurs kilowatts.

1.3.4 Applications au pompage de sources lasers, d'oscillateurs paramétriques optiques et de supercontinuum

L'apparition de sources lasers à 2 μm ouvre la voie au développement de nouvelles sources lasers émettant dans le moyen infrarouge jusqu'à l'infrarouge plus lointain. On peut ainsi développer de nouvelles sources lasers, des oscillateurs paramétriques optiques ou encore des fibres non linéaires pour la génération de supercontinuum, tous pompés avec des sources lasers à 2 μm. La bande II est un domaine spectral du moyen infrarouge correspondant à une fenêtre de transmission de l'atmosphère qui s'étend de 3 à 5 μm. La bande III est un domaine spectral plus lointain dans l'infrarouge qui correspond également à une fenêtre de transmission de l'atmosphère, elle s'étend de 8 à 12 μm. L'intérêt de ces deux bandes spectrales est que la majorité des molécules présentent dans l'atmosphère y possèdent une forte signature spectrale, ce qui est très intéressant pour des applications de spectroscopie comme le diagnostic environnemental ou la sécurité et la défense (Figure 1.8). Il est possible d'obtenir un rayonnement laser directement en bande II ou en bande III avec des lasers à gaz, des lasers à cascade quantique ou des lasers à métaux de transition (Figure 1.8). Cependant, les lasers à gaz ne sont pas adaptés aux applications en spectroscopie car ils sont peus accordables et de faibles efficacités. En effet, ces systèmes sont souvent embarqués ou autonomes et doivent être de faibles consommateurs d'énergie impliquant l'utilisation de sources aux plus forts rendements. Les lasers à cascade quantique sont prometteurs mais ils souffrent encore d'une accordabilité limitée en longueur d'onde, mais les recherches se poursuivent sur cette nouvelle technologie offrant encore une grande marge de progression. Grâce au développement de nouveaux lasers à métaux de transition et à l'optique non linéaire, il est possible d'atteindre plus efficacement ces gammes de longueurs d'onde. Nous allons voir dans la suite quelles solutions s'offrent à nous pour obtenir un rayonnement dans ces deux bandes de longueur d'onde.

Le pompage de sources lasers

Les matériaux à base de semi-conducteurs et dopés aux ions Cr^{2+} permettent une émission laser de 2 à 4 μm [Godard 2007] en étant pompés par un laser à solide ou à

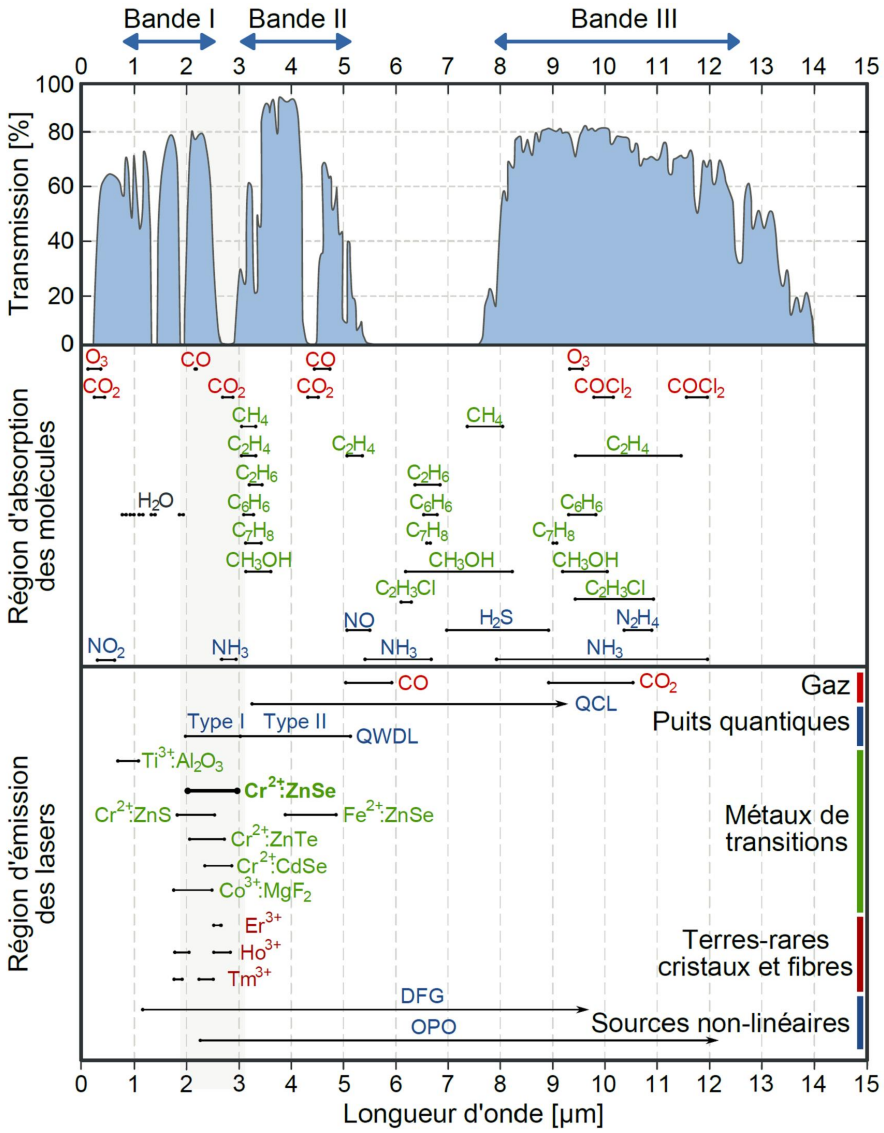


FIGURE 1.8 – Spectre de transmission de l'atmosphère dans l'infrarouge, les principales zones d'absorption des molécules sont indiquées ainsi que les sources lasers existantes [Jaeck 2009, Rablau 1999, Tittel 2003].

fibre émettant à 2 μm. L'hôte d'accueil le plus courant pour le Cr^{2+} est le séléniure de zinc (ZnSe). Avec ce cristal, une émission laser est possible entre 2,0 et 3,1 μm [Demirbas 2006] permettant ainsi de détecter dans l'air plusieurs espèces chimiques telles que H_2O, NH_3, CO_2 et O_3 [Sorokin 2005]. Le principal problème de ce type de laser est l'effet de lentille thermique dans le cristal qui limite l'extraction de puissance à

seulement quelques watts en régime continu [Sorokin 2005]. En utilisant une architecture à commutation de gain [10] il est possible de limiter ces effets thermiques dans le cristal afin d'atteindre une plus forte puissance moyenne. Ainsi, 18 W de puissance moyenne et jusqu'à 3 mJ d'énergie par impulsion d'une durée d'une dizaine de nanosecondes ont été démontrés directement en sortie d'un oscillateur [Zakel 2005]. La large bande d'émission permet à ce milieu laser d'émettre des impulsions brèves en verrouillant les modes en phase [Dherbecourt 2010]. Ces sources sont donc très prometteuses pour des applications de spectroscopie entre 2 et 3 μm ou de pompage d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO).

Les lasers à fibre à 2 μm peuvent bénéficier de leurs avantages en terme de compacité et de robustesse tout en délivrant quelques watts à plusieurs dizaines de watts de puissance en conservant une excellente qualité de faisceau. La bonne qualité de faisceau est importante dans le cas du pompage d'un milieu laser massif car il assure le meilleur recouvrement entre la pompe et le signal sur toute la longueur du matériau et permet donc une amplification plus efficace.

Le pompage d'oscillateurs paramétriques optiques pour la génération de signal dans les bandes II et III

L'exploitation des propriétés non linéaires d'un cristal dans un OPO permet de générer du signal en bandes II et III, plus ou moins efficacement [Mason 2008, Godard 2007]. Le développement de ces sources s'est fait grâce à la fiabilisation des sources lasers de pompe dans le proche infrarouge et le développement de cristaux non linéaires efficaces. En bande II, les cristaux utilisés sont essentiellement à base d'oxydes (par exemple : le niobate de lithium $LiNbO_3$ (LN) ou le phosphate de potassium titanyl $KTiOPO_4$ (KTP)) (Figure 1.9). Par ailleurs, l'apparition des cristaux périodiquement polarisés [Armstrong 1962] a largement contribué à l'amélioration de l'efficacité de conversion [11]. D'une part, il est possible de bénéficier du plus fort coefficient du tenseur non linéaire et d'autre part on peut utiliser un cristal plus long car ces cristaux n'ont plus de problème de double réfraction [12]. En bande III, les cristaux utilisés sont à base de semi-conducteurs tels que l'arséniure de gallium GaAs ou le germano-diphosphate de zinc ($ZnGeP_2$ ou ZGP plus simplement) (Figure 1.9). De la même manière que les cristaux à base d'oxyde, avec les cristaux à base de semi-conducteurs il est possible de retourner

10. Gain-switched en anglais.
11. Ceci est possible uniquement pour les cristaux à base d'oxydes ferroélectriques en inversant la polarisabilité du matériau.
12. appelé "walk-off" en anglais.

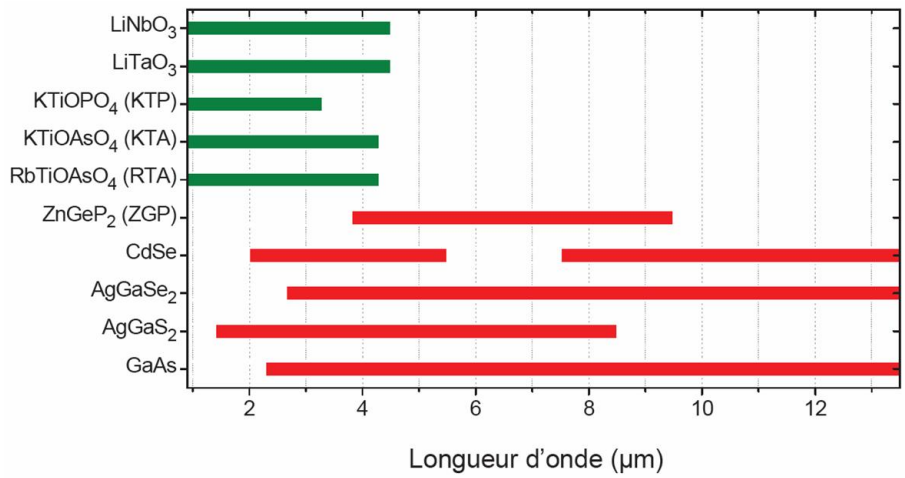


FIGURE 1.9 – Couverture spectrale des principaux cristaux utilisés dans les OPO. En vert, les cristaux à base d'oxydes, en rouge les cristaux à base de semi-conducteurs [Dherbecourt 2010].

périodiquement le cristal lors de sa croissance. C'est le cas par exemple avec l'OP-GaAs (Orientation-Pattern-Gallium-Arsenide) [Peterson 2008].

De manière générale, les OPOs pour la bande II sont pompés par des sources lasers autour de 1 μm (typiquement, Nd :YAG ou laser à fibre dopée ytterbium). Ces cristaux à base d'oxyde sont très efficaces si l'on utilise le plus fort coefficient non linéaire. Mais l'émission au-delà de 4,5 μm perd en efficacité car ces cristaux deviennent fortement absorbants (Figure 1.9). Ainsi, pour couvrir toute la bande II, l'alternative consiste à utiliser des cristaux à base de semi-conducteurs tels que le GaAs (ou OP-GaAs) ou le ZGP [Creeden 2008]. Le GaAs est transparent de 0,9 μm à 17 μm, mais il doit malgré tout être pompé au-dessus de 1,9 μm afin de s'affranchir de l'absorption à deux photons. Le ZGP quant à lui est transparent de 2 à 12 μm imposant donc un pompage au-dessus de 2 μm. Les premiers travaux avec ces cristaux nécessitaient de pomper un premier OPO muni d'un cristal PPLN ou PPKTP pour atteindre une longueur d'onde entre 2 μm et 4 μm. L'apparition de source laser de puissance autour de 2 μm permet donc de s'affranchir de ce premier étage d'OPO et de gagner en efficacité sur toute la totalité du système. Les sources lasers à fibre au delà de 2 μm de forte puissance crête sont intéressantes pour pomper directement ces deux cristaux. En bande II, l'institut Saint-Louis a montré que ces deux cristaux avaient des performances similaires dans une même configuration de pompe. Ainsi, les rendements, les seuils, les qualités de faisceaux

et les seuils de dommage sont comparables pour le ZGP et l'OP-GaAs [Kieleck 2007, Kieleck 2009].

En bande III, il est difficile de trouver un cristal qui permette une accordabilité de 8 à 12 μm. Les premières expérimentations d'un OPO dans cette bande ont été menées avec un cristal de séléniure de cadmium (CdSe). Cependant, l'accordabilité de l'OPO ne permet pas de couvrir toute la bande III [Raybaut 2006]. Le GaAs, avec sa transmission au delà de 12 μm devient un bon candidat. En revanche, la longueur d'onde de pompe doit se situer entre 1700 nm et 1800 nm, l'absorption à deux photons pouvant limiter l'efficacité de conversion. Le ZGP pourrait être un bon candidat, mais au delà de 9 μm, la transmission du cristal baisse fortement faisant sombrer l'efficacité de conversion.

Le développement d'OPOs pour la bande II et la bande III s'appuie principalement sur le ZGP et l'OP-GaAs. De nouveaux cristaux voient le jour mais ils souffrent actuellement d'un seuil de dommage trop faible et/ou d'une faible conductivité thermique qui limitent le niveau de puissance accessible.

Pour le pompage des OPOs, nous avons remarqué que pour limiter l'utilisation d'un étage de conversion non linéaire et donc gagner en efficacité, le pompage de certains des cristaux présentés précédemment peut se faire directement entre 2,0 et 2,1 μm. Une source laser à fibre dopée thulium ou holmium peut émettre des impulsions de plusieurs centaines de microjoules sur une durée de 10 à 100 ns. Ces performances sont atteignables avec la technologie des lasers à fibre, permettant de bénéficier de l'excellente qualité de faisceau. Il est ainsi possible de pomper un long cristal (qui peut être périodiquement polarisé ou inversé) avec un faisceau de forte énergie et de bonne qualité en vue de bénéficier de la meilleure efficacité de conversion possible.

Le pompage de fibres transmettant dans le moyen infrarouge pour la génération de supercontinuum

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de réaliser des sources efficaces qui émettent en bande II et en bande III grâce aux OPO. Pour pouvoir sonder toute une bande, il est indispensable de faire varier la longueur d'onde de l'OPO en changeant les conditions d'accord de phase. Pour des applications de détection, l'utilisation d'une source à large bande spectrale peut s'avérer utile. Les sources supercontinuum ont là l'avantage d'être très larges spectralement (plusieurs microns) et elles peuvent malgré tout avoir une forte densité spectrale de puissance. L'élargissement spectral repose sur une cascade d'effets non linéaires opérant dans la fibre où le signal se propage [Dudley 2002]. La clef pour obtenir efficacement un continuum est la puissance crête,

plus celle-ci est importante, plus le continuum sera large. Il faut également avoir une forte densité spatiale de puissance et donc un mode dont l'aire effective soit petite afin d'augmenter le coefficient non linéaire de la fibre. De plus, la longueur de pompe doit se situer autour du zéro de dispersion et dans le régime anormal de dispersion. Dans la littérature nous pouvons trouver de nombreux articles sur la génération de supercontinuum dans des fibres en silice micro-structurées, mais les continuums ne dépassent pas 2,5 μm à cause de la forte absorption dans la silice. Pour aller plus loin en longueur d'onde, il faut utiliser d'autres fibres qui transmettent dans l'infrarouge. Ces fibres doivent être composées d'autres verres plus lourds, tels que :

- les verres fluorés (ZBLAN) [Shaw 2011],
- les verres de chalcogénures [El-Amraoui 2010],
- les verres de tellurites [Savelii 2011],
- les verres à base d'oxydes de plomb, de bismuth ou de gallium [Ducros 2010].

Pour les verres de type ZBLAN dont le zéro de dispersion se situe autour de 1,6 μm, le pompage à 2 μm permet d'être dans le régime anormal de dispersion pour la génération de supercontinuum. Les fibres en ZBLAN sont plus intéressantes que la silice car elles transmettent dans l'infrarouge plus lointain avec un coefficient non linéaire équivalent. Pour les verres en chalcogénure ou tellurite, le zéro de dispersion du matériau se situe vers 4,5 μm (chalcogénure, AsS), 7 μm (chalcogénure, AsSe) et 2,5 μm (tellurite, TZN) respectivement. En utilisant des profils de fibre particuliers, il est possible de baisser le zéro de dispersion en dessous de la longueur d'onde de pompe. En effet, en utilisant une fibre microstructurée il est possible de changer drastiquement la dispersion du guide pour compenser la forte dispersion du matériau [Désévédavy 2008]. Ainsi, il est possible de baisser le zéro de dispersion de ces fibres vers 2 μm. Pour les fibres en verre de chalcogénure, descendre le zéro de dispersion en dessous de 2 μm semble malgré tout difficile. L'utilisation de ces verres pour la génération de supercontinuum est quand même fortement étudiée car le coefficient non linéaire de ces fibres est beaucoup plus important que dans la silice (20 fois plus fort pour les verres de tellurites et 100 à 800 fois plus fort pour les verres de chalcogénure). Pour les trois types de verres, le pompage direct autour de 2 μm semble être le meilleur compromis [Buccoliero 2010, Renversez 2011]. Les verres à base de chalcogénures et de tellurites ont un seuil de dommage jusqu'à 10000 fois plus faible que la silice, limitant ainsi la puissance de pompe en entrée de la fibre. Il a été démontré que le seuil de dommage optique des matériaux augmente fortement lorsque la durée d'impulsion diminue [Wood 1986]. Ainsi, pour des raisons d'efficacité de conversion et de seuil de dommage, il est indispensable de

pomper les fibres en chalcogénures et les fibres en tellurites avec une source délivrant des impulsions courtes voire ultra-courtes.

Les lasers à fibre bénéficient de leur architecture totalement fibrée qui assure leur robustesse. Cet avantage se doit d'être exploité pour la génération de supercontinuum par la réalisation d'une source totalement fibrée de la source de pompe jusqu'à la fibre de sortie du supercontinuum. Cela est déjà le cas pour les supercontinuum dans le visible et le proche infrarouge avec l'utilisation de fibre microstructurée en silice. En revanche, cela devient plus compliqué lorsque l'on utilise une fibre en ZBLAN ou en verre de chalcogénure car les soudures, mêmes mécaniques, sont loin d'être triviales. Ainsi, en développant une source laser à fibre monomode transverse à 2 μm, un couplage direct dans la fibre non linéaire est envisageable permettant d'obtenir un système totalement fibré et plus compact.

1.4 Montée en puissance des sources lasers à fibre dopée thulium émettant autour de 2 μm

Dans cette partie l'évolution générale des sources lasers fibrées émettant à 2 μm en terme d'extraction de puissance et d'efficacité est discutée. Les lasers à fibre ont été mis en œuvre pour la première fois dans les années 60, cependant, cela fait seulement quelques années que les lasers à fibre sont utilisés dans l'industrie. Le fort développement des télécommunications par fibres optiques a permis de fiabiliser les composants et les systèmes. De nos jours, les performances les plus spectaculaires sont obtenues avec des lasers à fibre dopée ytterbium atteignant plusieurs kilowatts de puissance en continu avec un faisceau monomode transverse. Si la qualité de faisceau n'est pas un critère important, des niveaux de puissance jusqu'à 50 kW ont été atteints à 1 μm [13]. Les lasers à fibre à 2 μm ont l'avantage de moins souffrir des effets non linéaires car, pour une fréquence normalisée V donnée, le diamètre de mode à 2 μm est deux fois plus gros qu'à 1 μm. Ainsi, un diamètre de mode deux fois plus gros diminue le coefficient non linéaire d'un facteur quatre permettant d'extraire théoriquement 4 fois plus de puissance pour une longueur de fibre donnée. En 1967, Gandy observait les premiers photons issus d'un verre de silice dopé aux ions thulium [Gandy 1967]. Il aura fallu attendre plus de 20 ans pour observer le premier effet laser dans une fibre en silice dopée thulium [Hanna 1988]. L'intérêt pour les sources lasers fibrées à 2 μm s'est développé avec la découverte de la relaxation croisée entre les niveaux $^3F_4$, $^3H_4$ et $^3H_6$. Ceci permettant, dans l'idéal de

13. IPG Photonics séries YLS.

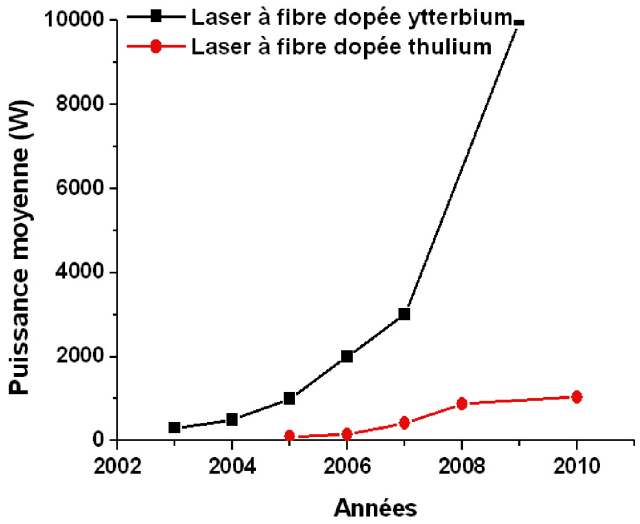


FIGURE 1.10 – Evolution de la puissance moyenne des lasers à fibre dopée ytterbium et thulium jusqu'en 2009 [Christensen 2008, Ehrenreich 2010, Stiles 2009].

créer deux photons lasers à 2 μm pour un photon de pompe à 790 nm. La disponibilité de diodes de pompe autour de 800 nm pour les lasers dopés néodyme a permis d'accélérer le développement de sources de pompe fibrées de forte puissance à 790 nm. Couplées à la technologie des fibres double-gaine, elles ont permis aux systèmes lasers fibrés à 2 μm d'atteindre rapidement le kilowatt de puissance moyenne (Figure 1.10). Aujourd'hui, le record de puissance moyenne s'établit exactement à 885 W avec une efficacité de 50 % depuis un système oscillateur maître amplifié avec un amplificateur de puissance légèrement multimode (cœur de 35 μm et ouverture numérique de 0,2) [Moulton 2009]. Pour extraire un maximum de puissance, il faut utiliser des profils de fibres particuliers comme les fibres LMA à gros cœur et faible ouverture numérique [Broderick 1999]. Le diamètre du mode est ainsi plus gros tout en conservant un M^2 acceptable. Pour obtenir une ouverture numérique faible et un gros cœur, on peut travailler également sur la structure du guide en utilisant des profils spécifiques (piedestal, microstructures). Les fibres LMA sont utilisées pour extraire un maximum de puissance, or, pour extraire un maximum de puissance il faut fortement doper le cœur de la fibre en ions thulium. Un problème se pose alors car il faut ajouter de l'aluminium pour que les ions thulium soient bien incorporés dans la silice limitant ainsi le minimum d'ouverture numérique.

Le défaut quantique quand on pompe au niveau $^3F_4$ à 793 nm est d'environ 40 %, or

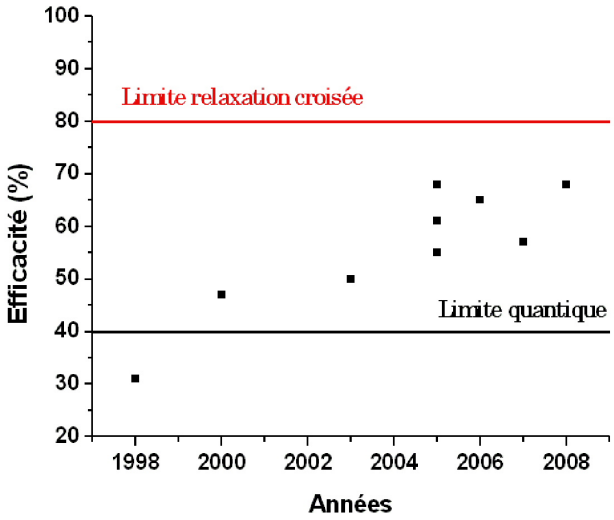


FIGURE 1.11 – Évolution de l'efficacité des lasers et amplificateurs à fibre dopée thulium pompés à 790 nm [Jackson 2007, Hayward 2000, Carter 2009].

avec l'effet de relaxation croisée (2 photons lasers pour un photon de pompe), l'efficacité maximale atteignable est alors multipliée par deux et atteint 80 %. La figure 1.11 montre l'évolution de l'efficacité des lasers et amplificateurs à fibre pompés autour de 790 nm. On remarque que, durant les 10 dernières années de recherche, les travaux sur les fibres ont permis de dépasser la limite quantique[14] rapprochant l'efficacité des sources proche de la limite de la relaxation croisée.

1.5 Conclusions du chapitre

Ce premier chapitre a permis de poser les bases de ce travail de thèse qui va être présenté dans les chapitres suivants. Nous avons ainsi pu développer les principaux avantages et inconvénients du laser à fibre comparé aux autres technologies de sources lasers. Pour de nombreuses applications, l'utilisation de sources fibrées peut être indispensable grâce aux propriétés de compacité et de robustesse. Les applications des lasers à fibre à 2 μm ont été plus particulièrement détaillées. Nous avons ainsi pu constater le potentiel des lasers à fibre à 2 μm pour de nombreuses applications. Comme présenté dans

14. La limite quantique étant le rapport entre l'énergie d'un photon laser et l'énergie d'un photon de pompe.

l'introduction générale, ce travail s'inscrit dans la génération de signal en bande II par conversion non linéaire, cette conversion pouvant être assurée par un oscillateur paramétrique optique ou une fibre non linéaire avec la génération d'un supercontinuum par le développement et la réalisation de sources lasers totalement fibrées de forte puissance crête autour de 2 μm.

Le chapitre suivant va présenter les propriétés spectroscopiques des ions thulium et holmium incorporés dans la silice. Les fibres dopées utilisées durant ce travail ont été caractérisées et les résultats sont présentés dans ce chapitre.

Chapitre 2

Spectroscopie des terres rares pour l'émission laser autour de 2 μm

Sommaire

2.1 Introduction du chapitre **38**

2.2 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée thulium **38**

2.2.1 Les fibres en silice dopées thulium 38

2.2.2 Solutions pour l'augmentation du dopage en ions thulium dans une fibre en silice 44

2.3 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée holmium **45**

2.4 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice co-dopée thulium/holmium **46**

2.5 Caractérisation des fibres actives disponibles au laboratoire . . **48**

2.5.1 Mesure du temps de vie de la transition laser 48

2.5.2 Mesure des spectres d'absorption et de fluorescence en vue de l'obtention des sections efficaces 52

2.5.2.1 Mesure du spectre d'absorption 52

2.5.2.2 Mesure du spectre de fluorescence 54

2.5.2.3 Détermination des sections efficaces d'absorption et d'émission à partir des spectres d'absorption et de fluorescence 57

2.6 Conclusions du chapitre **61**

2.1 Introduction du chapitre

Pour obtenir une émission laser autour de 2 μm dans une fibre optique, il faut incorporer des ions thulium et/ou holmium dans son cœur. Le début de ce nouveau chapitre va présenter les propriétés spectroscopiques de ces ions (thulium et holmium seuls mais aussi le co-dopage thulium/holmium) incorporés dans une matrice de silice. Nous expliquerons ensuite comment les fibres dopées disponibles au laboratoire ont été caractérisées. Nous avons notamment mesuré le temps de vie de fluorescence ainsi que les spectres d'absorption et d'émission de ces fibres dopées. Nous avons pu déduire de ces mesures la forme des sections efficaces d'absorption et d'émission ainsi que le temps de vie de la transition laser. Ces données seront utilisées dans la suite pour l'élaboration des modèles numériques. Elles seront aussi confrontées aux valeurs que l'on peut trouver dans la littérature.

2.2 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée thulium

2.2.1 Les fibres en silice dopées thulium

Le thulium est une terre rare au numéro atomique 69 (Tableau 1.1). Il possède 12 niveaux d'énergie allant du $^3H_6$ qui est le niveau fondamental au $^3P_2$ qui est le niveau d'énergie le plus élevé. Un diagramme simplifié des niveaux d'énergie du thulium dans une fibre en silice est présenté ci-après (Figure 2.1). Comme cela a été présenté dans le chapitre 1, chaque niveau d'énergie est éclaté en sous-niveaux par effet Stark. Chaque sous-niveau subit ensuite un élargissement inhomogène dû au "champ cristallin" environnant. La structure amorphe de la silice fait que l'élargissement des sous-niveaux est différent d'un ion à l'autre ce qui fait qu'on obtient finalement des niveaux d'énergie larges et continus. La largeur des niveaux du thulium dans la silice peut dépasser 500 cm^{-1}. Si on considère seulement les 2 premiers multiplets ($^3H_6$ et $^3F_4$), un ion thulium peut être considéré comme un système à 3 niveaux grâce à la répartition thermique de la population (statistique de Boltzmann [McCumber 1964]), cela permet ainsi le pompage direct au niveau $^3F_4$ [Engelbrecht 2008b, Jackson 2009]. L'émission laser autour de 2 μm se fait donc entre le niveau $^3F_4$ et le niveau fondamental $^3H_6$. Nous devons alors exciter les ions thulium au niveau $^3F_4$ pour créer l'inversion de population. Le temps de vie radiatif du niveau $^3F_4$ est de quelques millisecondes [Turri 2008], or dans la silice, la forte énergie maximale des phonons favorise les désexcitations non radiatives

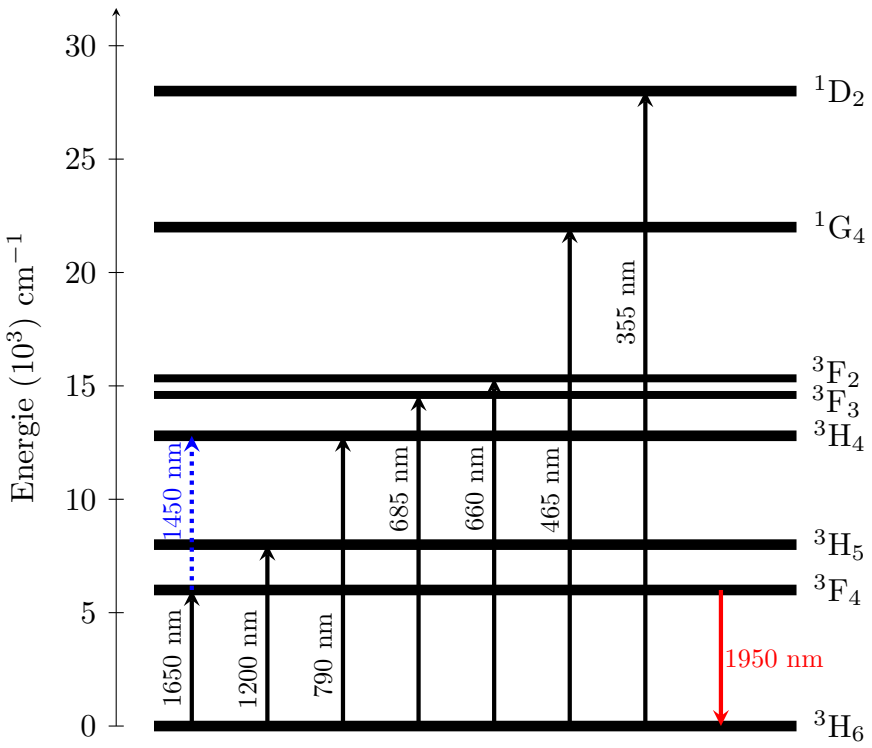


FIGURE 2.1 – Diagramme d'énergie de l'ion thulium dans la silice (Les niveaux $^1I_6$, $^3P_0$, $^3P_1$ et $^3P_2$ les plus énergétiques n'apparaissent pas). Les longueurs d'onde centrales des transitions entre les niveaux supérieurs et le niveau fondamental sont indiquées. Les flèches noires symbolisent l'absorption depuis le niveau fondamental, la flèche bleue l'absorption depuis le niveau excité $^3I_4$ et la flèche rouge la transition laser à 2 μm.

faisant chuter le temps de vie du niveau $^3F_4$ à plusieurs centaines de microsecondes. Ce temps de vie varie d'une fibre dopée à l'autre suivant les co-dopants passifs incorporés dans la silice.

Pour créer l'inversion de population, la première solution consiste à absorber directement un photon pour exciter les ions au niveau $^3F_4$, on parle alors de pompage à résonance. Les sections efficaces d'ions thulium incorporés dans une matrice en silice sont donnés à la figure 2.2 en fonction de la longueur d'onde [Faure 2005]. Dans cet exemple on peut trouver les sections efficaces d'absorption depuis le niveau fondamental (GSA) mais aussi depuis les niveaux excités (ESA) [1] ainsi que les sections

1. GSA = Ground State Absorption et ESA = Excited State Absorption.

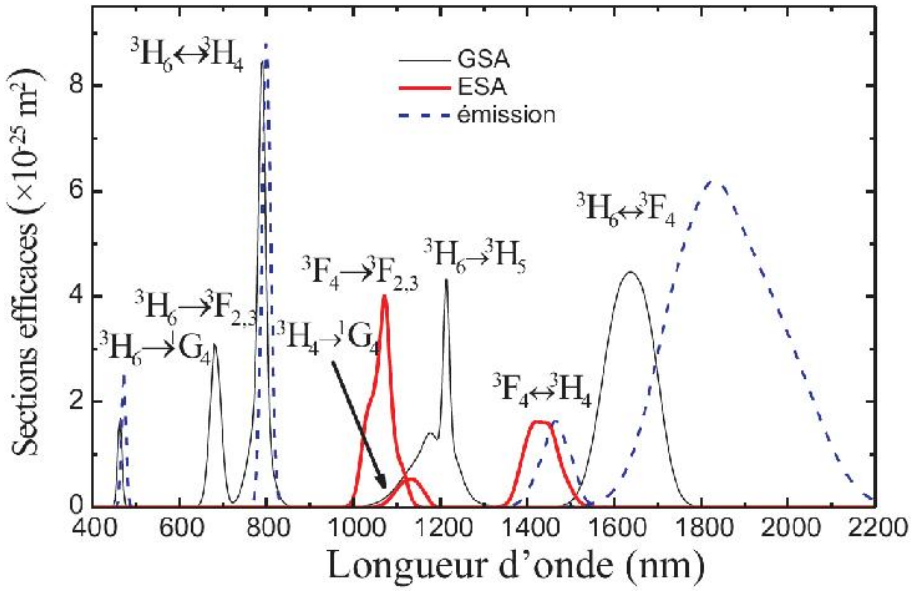


FIGURE 2.2 – Exemple de sections efficaces d'absorption et d'émission dans une fibre en silice [Faure 2005]. GSA est l'absorption depuis le niveau fondamental, ESA est l'absorption depuis les états excités.

efficaces d'émission [2]. Les sections efficaces variant d'une fibre à l'autre en fonction des co-dopants introduits dans la fibre, nous avons caractérisé les fibres disponibles au laboratoires qui ont été utilisées pour nos expérimentations afin d'en tirer leurs propres spécifications (voir paragraphe 2.5).

Pour obtenir l'effet laser à 2 μm, il faut exciter les ions thulium au niveau $^3F_4$. Ainsi, plusieurs solutions de pompage sont possibles et trois d'entre elles sont présentées dans la suite :

- le pompage directement à la résonance au niveau $^3F_4$,
- le pompage au niveau $^3H_5$,
- le pompage au niveau $^3H_4$.

La section efficace d'absorption du niveau $^3H_6$ vers le niveau $^3F_4$ est large d'une centaine de nanomètres et centrée autour de 1650 nm. Pomper directement le niveau $^3F_4$ est intéressant car c'est dans cette transition que le rendement quantique [3] est maximal et il atteint 75 % lorsqu'un photon de pompe à 1550 nm est absorbé et un

2. Sur la figure 2.1 sont représentées quelques exemples de transitions : absorptions depuis le niveau fondamental, absorption depuis un niveau excité et la transition laser à 2 μm.
3. Le rendement quantique est aussi appelé "Limite de Stokes".

photon laser à 2000 nm est émis. Il est possible de pomper cette bande directement avec un laser à fibre dopée erbium ou co-dopée erbium/ytterbium émettant autour de 1550 nm. Cependant, l'efficacité de ces sources est limitée à environ 40 % ce qui ne favorise pas leur utilisation pour de fortes puissances. Les diodes lasers InGaAsP/InP émettant autour de 1,6 μm ont encore un trop faible rendement (rendement électrique-optique d'environ 20 %) pour pomper efficacement une fibre dopée thulium. Ainsi, le pompage à la résonance sera privilégié pour certaines applications avec l'utilisation d'un laser/amplificateur à fibre dopée erbium ou co-dopé erbium/ytterbium. Pour des fibres fortement dopées ($N_{tot} > 10^{26}\ m^{-3}$) le pompage à cette longueur d'onde peut perdre en efficacité à cause de l'ESA qui s'établit entre les niveaux $^3F_4$ et $^3H_4$. Cet effet a pour conséquence de dépeupler le niveau $^3F_4$ pour peupler d'autres niveaux d'énergie et donc de diminuer l'émission de photons à la longueur d'onde du laser.

Le phénomène inverse à l'ESA , présenté précédemment, est en revanche très intéressant pour le pompage au niveau $^3H_4$. Il s'agit en effet d'un phénomène de relaxation croisée [Antipenko 1984] ou "2 pour 1" qui permet, en excitant un ion au niveau $^3H_4$ par l'absorption d'un photon de pompe autour de 790 nm, d'exciter deux ions au niveau $^3F_4$ et idéalement d'émettre deux photons autour de 2 μm (Figure 2.3). Dans les cristaux

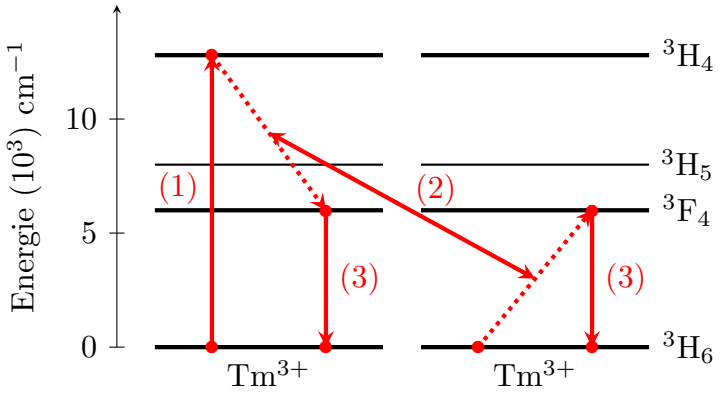


FIGURE 2.3 – Représentation du phénomène de relaxation croisée entre deux ions thulium voisins. Un photon de pompe absorbé excite un ion au niveau $^3H_4$ (1), l'ion cède une partie de son énergie à un ion thulium voisin, se retrouvant tous les deux au niveau $^3F_4$ (2) permettant idéalement l'émission de deux photons autour de 2 μm (3).

laser, ce phénomène est difficile à obtenir car la relaxation croisée va dépendre de la différence d'énergie entre les niveaux $^3H_4$ et $^3F_4$ ainsi que $^3F_4$ et $^3H_6$. Les niveaux énergétiques étant fins à cause de l'ordre cristallin, l'émission d'un phonon sera nécessaire

pour que l'effet puisse avoir lieu [Jackson 2004]. Dans la silice, le recouvrement spectral entre le spectre d'émission des niveaux $^3H_4$ et $^3F_4$ et le spectre d'absorption des niveaux $^3F_4$ et $^3H_6$ permet à la relaxation croisée de se faire avec ou sans émission de phonon. Cet effet est d'ailleurs plus efficace dans une fibre en silice qui élargit plus fortement les niveaux que dans d'autres types de verre tels que les verres fluorés [Jackson 2009]. En pompant le niveau $^3H_4$, le rendement quantique maximal est d'environ 40 %. Or, avec le système de relaxation croisée, celui-ci peut être doublé pour atteindre 80 %, le rendement peut ainsi être meilleur qu'en pompant directement le niveau $^3F_4$. Comme nous l'avons vu au chapitre 1 et plus particulièrement à la figure 1.11, des efficacités de 70 % ont été obtenues avec des amplificateurs à fibre dopée thulium. Les premiers lasers à cristaux et à fibres dopés thulium étaient pompés avec un laser titane-saphir au niveau $^3H_4$ du thulium. Il est possible d'obtenir de ce type de laser une forte puissance et une bonne accordabilité qui permet de centrer la longueur d'onde d'émission du laser titane-saphir sur le maximum d'absorption du thulium. En plus de ne pas être très efficaces, les lasers titane-saphir sont très encombrants, d'autant plus lorsqu'ils doivent délivrer une forte puissance. Ainsi, pour avoir une source plus compacte et efficace, ce type de laser de pompe a été abandonné pour laisser place aux diodes lasers de puissance. Les diodes lasers en AlGaAs/GaAs sont dotées d'une forte brillance qui permet de coupler efficacement plusieurs watts de puissance dans le cœur d'une fibre multimode de manière à pomper directement une fibre double-gaine dopée thulium. Bien qu'il existe des diodes de pompe autour de 810 nm pour les lasers à cristaux dopés néodyme, le développement de diodes totalement fibrées autour de 790-795 nm est plutôt récent. On peut se procurer aujourd'hui des diodes de quelques watts ainsi que des combineurs de pompe de puissance qui permettent de coupler efficacement plusieurs dizaines de watts de puissance dans la gaine de la fibre dopée. Ceci impose alors de bien maîtriser la longueur d'onde d'émission des diodes lasers pour que celles-ci restent bien centrées au maximum d'absorption, le pic d'absorption du niveau $^3H_4$ étant large d'une dizaine de nanomètre seulement. Or, la longueur d'émission d'une diode laser varie avec sa température, il faut donc contrôler en température les diodes lasers de manière à compenser l'échauffement de celles-ci lorsque le courant de pompe et la puissance augmentent.

La relaxation croisée s'opère si deux ions sont suffisamment proches pour que leurs électrons puissent transmettre leur énergie. Ce transfert d'énergie est très fortement lié à la distance entre les ions (variation de la probabilité en $1/d^6$ (avec d la distance entre deux ions) [Paschotta 2008]), ainsi pour le favoriser il faut fortement doper la fibre active. Cependant, en dopant fortement la fibre on favorise également certains transferts

d'énergie vers les états excités [4] qui vont réduire l'efficacité [Jackson 2009] (Figure 2.4). De plus, pour certains transferts, l'émission d'un phonon est nécessaire, entrainant un

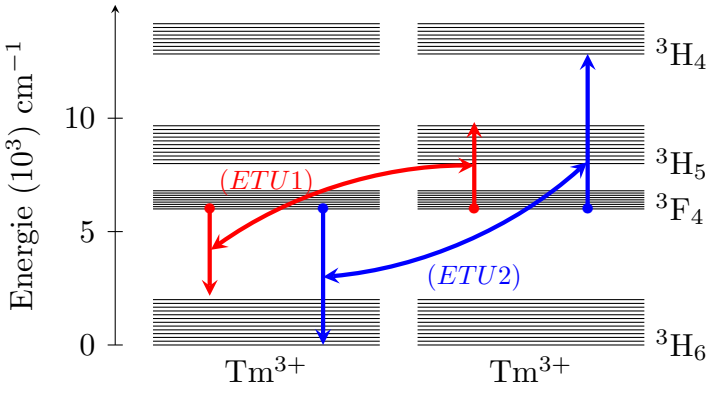


FIGURE 2.4 – Exemples de transferts d'énergie vers les états excités (ETU). ETU1 : transfert d'énergie entre deux ions proches et excités au niveau $^3F_4$ vers le haut des niveaux $^3H_6$ et $^3H_5$. ETU2 : transfert d'énergie entre deux ions proches et excités au niveau $^3F_4$ vers le bas des niveaux $^3H_6$ et $^3H_4$.

échauffement supplémentaire de la fibre. L'expérience montre que pour des systèmes de forte puissance, il faut opter pour un système de refroidissement efficace pour la fibre active. La figure 2.4 illustre deux transferts d'énergie vers les états excités, ETU1 et ETU2. Avec ETU1, un ion excité au niveau $^3F_4$ redescend au niveau fondamental permettant à un autre ion excité au niveau $^3F_4$ de gagner de l'énergie au niveau $^3H_5$. ETU2 est en réalité un processus inverse du phénomène de relaxation croisée qui a été présenté précédemment. On remarque alors que ces deux effets dépeuplent le niveau $^3F_4$ ce qui a pour conséquence de réduire l'inversion de la population. Les transferts d'énergie vers les états excités peuvent être utilisés dans certaines sources laser afin d'accéder aux niveaux d'énergie supérieurs pour émettre à plus basse longueur d'onde (exemple dans le bleu : [Paschotta 1997]) ou entre deux niveaux excités (exemple entre les niveaux $^3F_4$ et $^3H_4$: [Komukai 1995, Faure 2005]). Malgré ces contraintes, c'est en 2000 qu'a été pour la première fois démontré l'apport de la relaxation croisée à partir d'une fibre en silice dopée thulium en obtenant une efficacité supérieure à la limite de Stokes [Hayward 2000]. La concentration en ions thulium seuls est limitée à 1×10^{26} ions/m^3 par la formation d'agrégats dans la fibre [Digonnet 2001, Jackson 2003b]. Ces agrégats favorisent les transferts d'énergie vers les états excités, il faut alors ajouter des

4. Plus connu sous le nom de Energy Transfert Upconversion ou ETU en anglais.

co-dopants passifs dans le cœur de la fibre pour limiter la formation de ces agrégats, comme cela est présenté au paragraphe 2.2.2.

Le pompage du niveau $^3H_5$ a été étudié il y a quelques années puis abandonné après la découverte du phénomène de relaxation croisée expliqué précédemment. Pour cette transition, il faut utiliser une source de pompe autour de 1100 et 1200 nm. L'utilisation d'un laser à fibre dopée ytterbium émettant autour de cette longueur d'onde est privilégiée. Afin de simplifier le système, le co-dopage de la fibre avec des ions ytterbium a été étudié [Peng 1995] en pompant directement avec des diodes laser de puissance autour de 915 et 975 nm. Le photonoircissement découvert en pompant cette transition [Broer 1993] limite d'autant plus l'utilisation de ce schéma de pompage. En effet, par absorption vers les états excités, il est possible d'exciter des ions au delà du niveau $^1D_2$. Ainsi, par l'émission de photons dans l'UV, le photonoircissement augmente irréversiblement les pertes linéiques de la fibre.

Finalement, à l'heure actuelle, seules deux configurations de pompage sont privilégiées. La première, utilisée pour des puissances modestes et des courtes longueurs de fibre, consiste à pomper le thulium à la résonance en utilisant un laser à fibre dopée erbium. Pour de plus fortes puissances, le pompage au niveau $^3H_4$ avec des diodes lasers de puissance sera privilégié afin de bénéficier du phénomène de relaxation croisée.

2.2.2 Solutions pour l'augmentation du dopage en ions thulium dans une fibre en silice

L'ion thulium incorporé dans la silice souffre du même problème que l'erbium quand on souhaite doper fortement le cœur de la fibre, la formation d'agrégats limite le dopage à 10^{26} ions/m^3. Cette formation d'agrégats augmente les transferts d'énergie vers les états excités et diminue donc l'efficacité du milieu amplificateur par la réduction de l'inversion de population. Ce problème peut se poser quelque soit le niveau d'énergie où la fibre est pompée. La substitution partielle de la silice (SiO_2) par de l'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) permet d'augmenter la solubilité des ions terres rares avec le milieu d'accueil et donc de réduire la formation d'agrégats [Arai 1986]. L'ajout d'oxyde d'aluminium est couramment utilisé car il permet d'augmenter d'un ordre de grandeur le dopage du cœur des fibres avec de l'erbium ou avec du thulium [Simpson 2008]. Pour le thulium, cela permet d'améliorer le transfert d'énergie entre les ions lorsque le pompage se fait à 790 nm. En plus d'améliorer ce transfert d'énergie, cela diminue les problèmes liés à l'absorption vers les états excités. Le rapport du dopage entre les ions aluminium et les ions thulium doit être supérieur à 10 afin de diminuer significativement

les problèmes de transferts d'énergie vers les états excités [Jackson 2003b]. Pour les fibres actives dont le dopage en ions thulium est supérieur à 10^{26} ions/m^3, ce co-dopage est systématiquement utilisé. Par contre, comme cela a été expliqué au chapitre 1, la conséquence de l'ajout d'aluminium est l'augmentation de l'indice du cœur et donc, à indice de gaine constant, l'augmentation de l'ouverture numérique.

Il est également possible d'augmenter le dopage en ions actifs en changeant la matrice d'accueil. Par exemple, l'utilisation de fibres en verres fluorés [Eichhorn 2005], phosphate [Turri 2008], germanate [Walsh 2006], tellure [Richards 2008] ou autres silicate [Jiang 2011] permet d'augmenter d'un ordre de grandeur la concentration maximale en ions. Ces verres sont intéressants pour les sources de forte puissance crête qui sont limitées par les effets non linéaires car une plus forte concentration en ions permet de réduire la longueur de la fibre active. Cependant, certains de ces verres ont un indice non linéaire bien plus élevé que la silice, c'est le cas par exemple des verres de tellures. De plus, ces verres ont une énergie maximale des phonons plus faible qui permet de réduire les temps de vie non radiatifs et implicitement d'augmenter le temps de vie de fluorescence. Ces fibres, et en particulier les fibres en verres fluorés, peuvent aussi être utilisées pour développer un amplificateur laser en bande S autour de 1,48 μm [Guy 2005]. Néanmoins, les fibres en verres fluorés ont la particularité d'être très fragiles, elles sont donc difficile à manipuler. Par ailleurs, la température de transition vitreuse est plus faible que la silice ce qui limite fortement leur utilisation avec des composants à base de fibre en silice. Une solution peut consister à faire des soudures mécaniques mais ces procédés ne sont pas forcément répétables et robustes.

2.3 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice dopée holmium

La section efficace d'émission du thulium s'étend jusque 2,15 μm mais au delà de 2 μm les lasers et amplificateurs à fibre dopée thulium deviennent moins efficaces. Une alternative peut être trouvée en utilisant l'ion holmium qui pourra émettre plus efficacement entre 2 μm et 2,2 μm. L'ion holmium est une terre rare qui possède de nombreux niveaux d'énergie, nous nous intéresserons ici aux 6 premiers (Figure 2.5). Deux transitions suscitent un intérêt particulier, la première entre les niveaux $^5I_6$ et $^5I_7$ et la deuxième entre les niveaux $^5I_7$ et $^5I_8$. L'émission laser dans l'infrarouge à 2,9 μm a pour la première fois été observée en 1990 avec une fibre en ZBLAN [Wetenkamp 1990]. L'émission a lieu entre les niveaux $^5I_6$ et $^5I_7$. C'est seulement quelques années plus tard

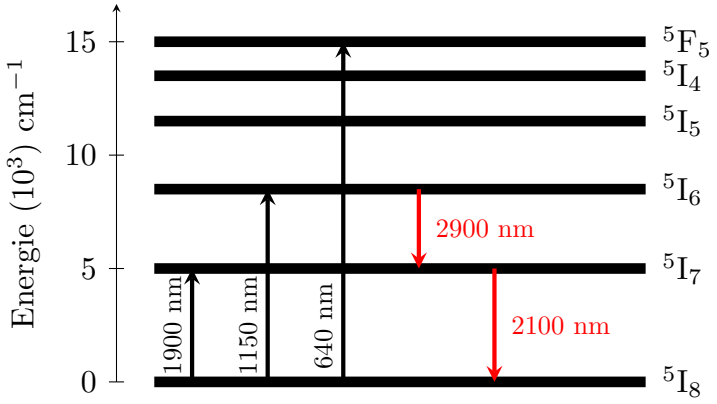


FIGURE 2.5 – Diagramme d'énergie de l'ion holmium dans la silice, seuls les six premiers niveaux d'énergie apparaissent. Les longueurs d'onde moyennes de certaines transitions sont indiquées.

qu'a été démontré l'émission à 2,1 μm entre le niveau $^5I_7$ et le niveau fondamental $^5I_8$ depuis une fibre en silice dopée aux ions holmium [Jackson 2003a]. Le pompage peut se faire au niveau de la bande $^5I_6$ autour de 1150 nm avec un défaut quantique de l'ordre de 45 %. Les diodes laser de puissance à cette longueur d'onde sont inexistantes et sont encore au stade de recherche. En revanche, l'utilisation de laser à fibre pour le pompage de cette transition est possible notamment avec l'utilisation de lasers à fibre dopée ytterbium émettant à plus haute longueur d'onde vers 1150 nm [Jacquemet 2009].

Le pompage peut également se faire directement au niveau $^5I_7$ avec des lasers à fibre dopée thulium. Le défaut quantique est alors beaucoup plus faible et il est possible d'atteindre de très bonnes efficacités ($>$ 80 %), comme nous avons pu le constater précédemment. La spectroscopie des ions holmium dans la silice a été moins étudiée que le thulium. Dans les cristaux, des phénomènes de relaxation croisée entre les niveaux $^5I_7$, $^5I_6$ et $^5I_8$ ont été démontrés [Shaw 1994].

2.4 L'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice co-dopée thulium/holmium

Dans le but d'extraire plus de puissance, l'ion holmium peut être associé avec des ions thulium et/ou ytterbium [Peng 1995] de façon à bénéficier de diodes laser de pompe de puissance à des longueurs d'onde plus courantes. Le co-dopage avec des ions thulium

permet de transférer l'énergie des ions thulium excités au niveau $^3F_4$ vers les ions holmium pour les exciter au niveau $^5I_7$. En plus de cet effet de relaxation croisée, on peut faire appel à la relaxation croisée entre deux ions thulium, qui, lorsque l'on pompe à 790 nm va permettre d'exciter deux ions thulium au niveau $^3F_4$ et ainsi potentiellement exciter deux ions holmium au niveau $^5I_7$ (Figure 2.6). Pour que la relaxation croisée soit

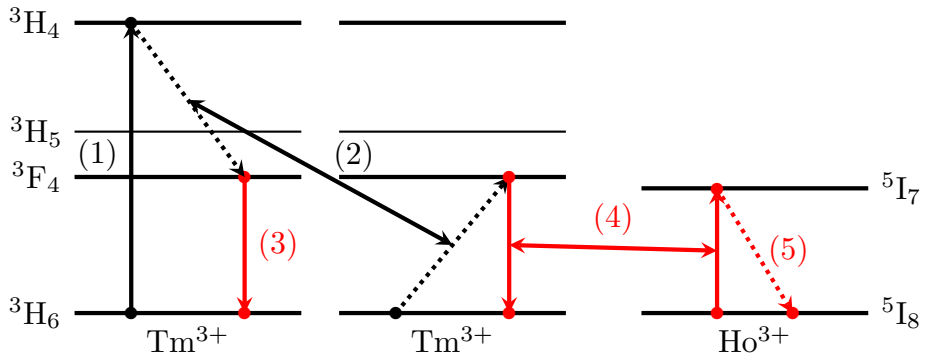


FIGURE 2.6 – Représentation du transfert d'énergie entre un ion thulium et un ion holmium. La pompe à 790 nm est absorbée par un ion thulium (1) qui permet d'exciter deux ions thulium au niveau $^3F_4$ (2). Un ion thulium peut émettre un photon (3) ou donner son énergie à un ion holmium voisin (4) permettant à l'holmium d'émettre un photon autour de 2100 nm (5).

la plus efficace possible, il faut qu'un ion holmium soit suffisamment proche d'un ion thulium, ainsi dans la littérature on trouve que le rapport des concentrations doit être de 10 ions thulium pour 1 ion holmium [Jackson 2006]. Par ailleurs, un fort dopage en ions thulium et holmium favorise un transfert d'énergie vers un état excité, en particulier entre les niveaux $^5I_7$ et $^5I_5$ de l'holmium ainsi que les niveaux $^3F_4$ et $^3H_6$ du thulium. Cet effet génère beaucoup de phonons dans la fibre ce qui a pour conséquence de chauffer la fibre et d'amplifier le phénomène. Afin de limiter cet échauffement, il faut utiliser un système de refroidissement performant pour baisser la température de la fibre ou bien diminuer les concentrations des ions dans le cœur [Jackson 2006].

Nous disposons au laboratoire de plusieurs fibres dopées thulium et co-dopées thulium/holmium, celles-ci ont été caractérisées et les résultats sont présentés dans la partie suivante.

2.5 Caractérisation des fibres actives disponibles au laboratoire

Durant ce travail de thèse nous nous sommes procurés trois fibres différentes dopées thulium, et une fibre co-dopée thulium/holmium, toutes commercialement disponibles. Cette partie a pour but de présenter comment nous avons mesuré et déterminé plusieurs paramètres nécessaires à l'élaboration des modèles numériques, à savoir : le temps de vie de la transition laser et les sections efficaces d'absorption et d'émission. La mesure du temps de vie peut se faire simplement alors que l'obtention des sections efficaces s'avère être plus complexe. L'obtention de ces sections efficaces découle de la mesure du spectre de fluorescence et du spectre d'absorption.

Dans la suite, nous allons repérer les trois fibres dopées thulium comme Tm1, Tm2 et Tm3 et la fibre co-dopée comme Tm-Ho1. La fibre Tm-Ho1 est une fibre simple gaine et ne permet la propagation d'un signal de pompe multimode dans une gaine supérieure. Les paramètres opto-géométriques des trois fibres sont donnés dans le tableau 2.1.

Fibres	Tm1	Tm2	Tm3	Tm-Ho1
Diamètre du cœur (μm)	6,1	12,6	10,7	8,5
Ouverture numérique du cœur	0,22	0,14	0,16	0,16
Diamètre du mode à 2 μm (μm)	7,4	12,7	11,0	10.2
Diamètre de la gaine (μm)	125	130	130	NA
Ouverture numérique de la gaine	0,46	0,46	0,46	NA

Tableau 2.1 – Paramètres opto-géométriques des cœurs et des gaines des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium.

2.5.1 Mesure du temps de vie de la transition laser

Le temps de vie de la transition laser permet de connaître le temps de désexcitation du niveau supérieur lorsque l'ion revient à son état d'équilibre thermodynamique. Ce temps de vie (τ_{MES}) est lié au temps de vie radiatif (τ_{RAD}) et au temps de vie non

radiatif (τ_{NR}) par l'équation 2.1.

$$\frac{1}{\tau_{MES}} = \frac{1}{\tau_{RAD}} + \frac{1}{\tau_{NR}} \tag{2.1}$$

τ_{RAD} et τ_{NR} sont les temps moyens que va mettre un ion pour respectivement se désexciter avec ou sans l'émission d'un photon. τ_{MES} nous donne le temps moyen que met un ion à se désexciter vers le niveau fondamental. Pour observer cette décroissance, nous excitons les ions avec un laser à fibre dopée erbium émettant à 1535 nm et dont la puissance est modulée par un modulateur acousto-optique (MAO) (Figure 2.7). La

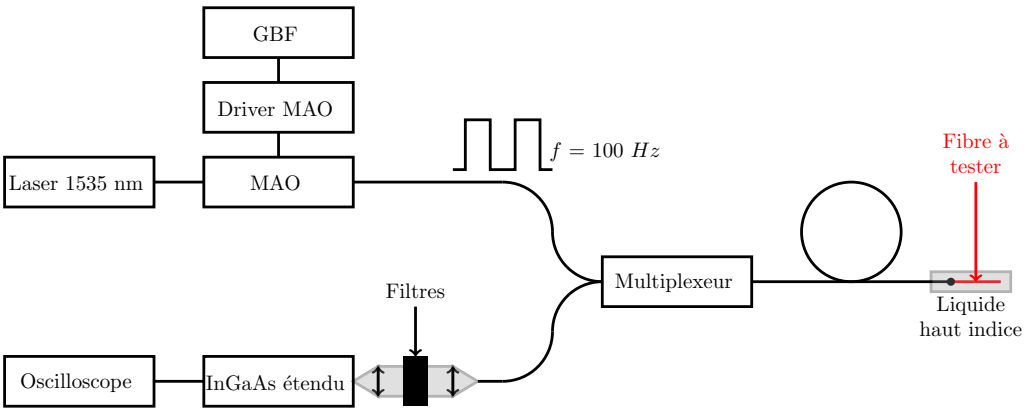


FIGURE 2.7 – Schéma complet du montage de mesure du temps de vie de la transition $^3F_4$ - $^3H_6$ du thulium.

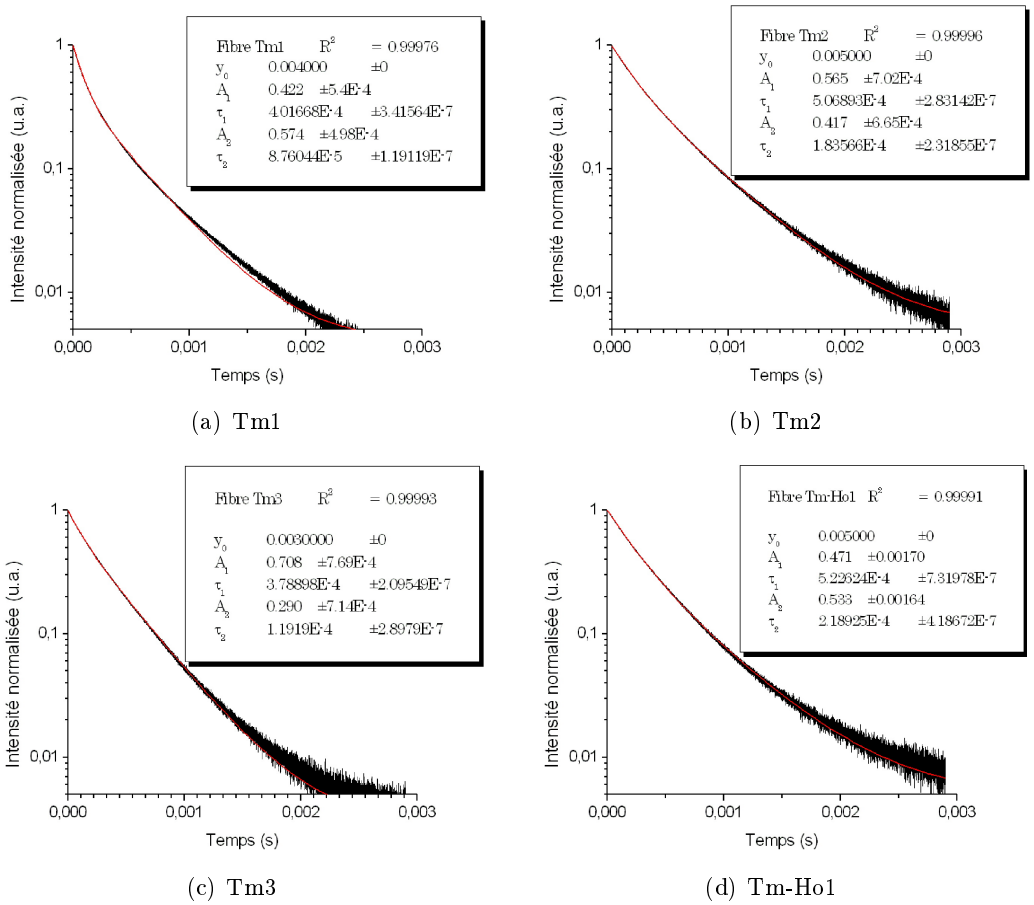
modulation appliquée au MAO est un signal créneau à une fréquence de 100 Hz dont les temps de montée et de descente sont inférieurs à 150 ns et les temps de transitions du MAO sont de l'ordre de 100 ns. Nous mesurons la fluorescence contra-propagative des ions grâce à un multiplexeur en longueur d'onde 1550/2000 nm et une photodiode InGaAs étendue ayant une bande passante de 100 MHz couplée à un oscilloscope dont la bande passante est limitée à 2 MHz pour gagner en rapport signal sur bruit. Le temps de réponse du système de mesure est inférieur à une microseconde, ce qui est suffisant pour mesurer le temps de vie de fluorescence du niveau $^3F_4$ qui va émettre des photons par émission spontanée. La photodiode permettant de mesurer un signal optique entre 900 et 2100 nm, il est nécessaire de filtrer le signal pour conserver le signal autour de 2 μm et nous utilisons une combinaison de filtres devant la photodiode qui absorbent les signaux parasites en dessous de 1600 nm. En effet, la puissance de pompe est très supérieure devant la puissance de saturation de la fibre active, favorisant l'excitation

de niveaux supérieurs. Par ailleurs, afin d'éviter tout problème de réabsorption et de réflexion du signal à la fin de la fibre active, celle-ci est courte, clivée en biais à 8 degrés en sortie et plongée dans un liquide haut-indice pour faire fuir le signal co-propageant. Une mesure sans les filtres montre que nous observons du signal issu de la désexcitation radiative du niveau $^3H_4$ vers le niveau $^3F_4$.

Dans un cas idéal, l'ion thulium se désexcite comme son voisin, avec la même probabilité permettant d'observer ainsi une décroissance exponentielle. Cependant, les signaux observés n'ont pas une allure d'exponentielle décroissante. Plusieurs raisons qui expliquent ce phénomène ont été évoquées dans la littérature. La première hypothèse met en avant le fait que chaque ion thulium se trouve dans un environnement électronique lié au champ cristallin légèrement différent, modifiant localement la probabilité de désexcitation non radiative et donc le temps de vie de la transition laser, ce phénomène étant approximé par une exponentielle étirée [Lincoln 1992, Faure 2005]. Dans notre cas où les fibres sont fortement dopées, le phénomène prépondérant est lié aux mécanismes de relaxation croisée. Ainsi, les transferts d'énergie non radiatifs entre les ions vont favoriser le dépeuplement du niveau $^3F_4$ [Simpson 2008]. Nous caractérisons ici des fibres fortement dopées pour lesquelles les phénomènes de relaxation croisée sont prépondérants devant les variations des énergies de phonons de la matrice. Dans ce cas, la décroissance de la fluorescence peut être approchée par une somme de deux exponentielles (Équation 2.2), une première avec un temps court (τ_1) qui va refléter les transferts d'énergie non radiatifs entre les ions et une exponentielle au temps plus long (τ_2) qui va correspondre au temps de vie de la transition laser.

$$P(t) = y_0 + A_1 e^{-\frac{t}{\tau_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \tag{2.2}$$

Ainsi, après l'approximation de la mesure par l'équation 2.2, nous conservons uniquement le temps long qui reflète la fluorescence des ions thulium excités au niveau $^3F_4$, le temps court étant pris en compte dans le coefficient de relaxation croisée. Les résultats obtenus pour les quatre fibres Tm1, Tm2, Tm3 et Tm-Ho1 sont présentés à la figure 2.8. L'ajustement de ces résultats par une double exponentielle donne de bons résultats, les coefficients de détermination sont très bons et tous proches de 1. Les fibres Tm1 et Tm2 sont issues d'un même fournisseur. On remarque une différence entre les deux temps longs, ce qui laisse à penser que la composition des deux fibres est différente. Le tableau 2.2 récapitule les temps de vie mesurés. Les temps longs, qui correspondent au temps de vie de fluorescence du niveau $^3F_4$ sont du même ordre de grandeur que ce



(a) Tm1 (b) Tm2

(c) Tm3 (d) Tm-Ho1

FIGURE 2.8 – Résultats des mesures de temps de vie des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium.

qu'on peut trouver dans la littérature. Avec l'appui des travaux de Simpson, on peut déduire que les fibres ayant un temps de vie plus long sont *a priori* plus dopées en ions aluminium [Simpson 2008]. En effet, il a démontré que le dopage en aluminium pour un dopage constant en ions thulium augmentait la durée de vie des niveaux et cette augmentation est directement proportionnelle au dopage en aluminium (Figure 1.3). Enfin, si l'efficacité laser était le critère le plus important dans le développement d'une source avec une de ces fibres, il faudrait choisir d'équiper le laser ou l'amplificateur avec la fibre Tm-Ho1 ou la fibre Tm2 qui ont le plus fort temps de vie. Ainsi, les ions excités au niveau haut de ces deux fibres ont une plus grande probabilité d'émettre un photon que les deux autres fibres.

Fibres	Tm1	Tm2	Tm3	Tm-Ho1
Temps de vie court (τ_1)	88 μs	184 μs	119 μs	219 μs
Temps de vie long (τ_2)	402 μs	507 μs	379 μs	523 μs

Tableau 2.2 – Récapitulatif des temps longs et courts estimés pour les trois fibres dopées thulium et la fibre dopée thulium/holmium.

2.5.2 Mesure des spectres d'absorption et de fluorescence en vue de l'obtention des sections efficaces

2.5.2.1 Mesure du spectre d'absorption

Pour l'obtention des spectres d'absorption, nous avons utilisé la technique de mesure par coupes arrières successives (plus communément appelée "cut-back") avec une source large bande (Figure 2.9). Les fibres que nous souhaitons caractériser sont fortement do-

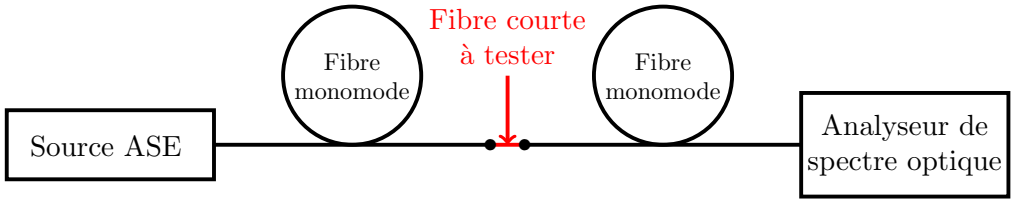


FIGURE 2.9 – Schéma du montage de la mesure d'absorption linéique dans le cœur. Source ASE = source d'émission spontanée amplifiée.

pées, avec une absorption maximale dans le cœur supérieure à la centaine de décibels par mètre. Nous avons décidé d'effectuer une mesure d'absorption directement dans le cœur dopé de la fibre. Dans ce cas, la longueur de fibre est centimétrique de manière à ne pas être limité par le bruit de mesure. Il faut s'assurer que le signal de pompe reste monomode transverse lors de sa propagation dans la fibre dopée, ou que la proportion de signal multimode reste négligeable. Dans notre cas, le mode LP_{11} peut également se propager avec un recouvrement sur le cœur dopé différent du mode fondamental. En effet, la fréquence normalisée V est supérieure à 2,405 pour les plus basses longueurs d'onde mais reste en dessous de 3,83 permettant ainsi uniquement aux modes LP_{01} et LP_{11} de se propager. Les fibres sont soudées grâce à une soudeuse à arc et sont alignées automatiquement. La soudure entre la fibre monomode et la fibre dopée doit être bien alignée pour que la totalité de l'énergie se trouve dans le mode fondamental, mais les fibres étant courtes, cela reste difficile à optimiser et à évaluer. Il peut subsister une erreur de

mesure, difficilement quantifiable, surtout pour les plus courtes longueurs d'onde. Une fois la mesure réalisée, une référence est alors prise par cut-back. Dans le tableau 2.3, nous récapitulons le matériel utilisé pour ces mesures. Pour cette mesure d'absorption

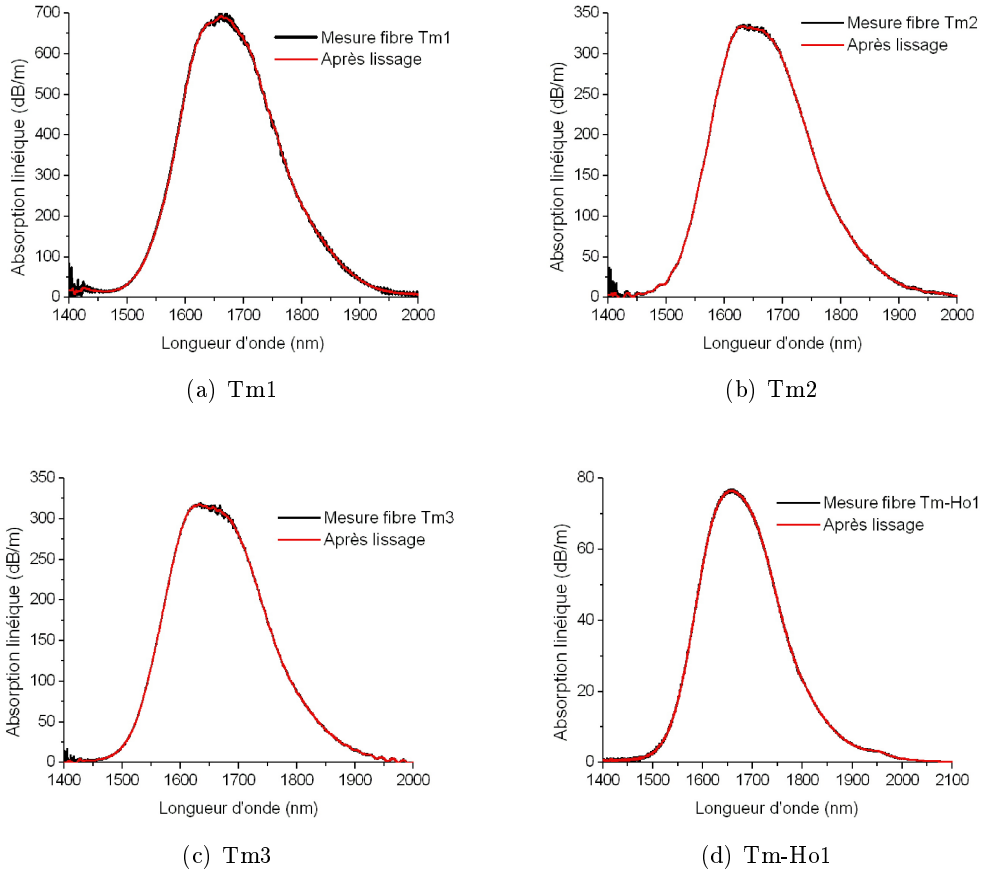
Source	Sources ASE Er^{3+} + ASE Tm^{3+}
Fibres passives	Standard SMF28
Acquisition des spectres	Analyseur de spectre optique haute résolution Yokogawa 1200-2400 nm

Tableau 2.3 – Matériel utilisé pour les mesures d'absorption.

dans le cœur, nous utilisons une combinaison de deux sources ASE (émission spontanée amplifiée), une à base d'une fibre dopée erbium (émission entre 1500-1650 nm) et une autre à base d'une fibre dopée thulium (émission entre 1750-1900 nm). Le faible signal et la faible absorption au delà de 1900 nm nous permettent de mesurer l'absorption entre 1900 et 2100 nm, bien que la puissance de la source soit faible. En vue de calculer les sections efficaces, nous devons mesurer l'absorption "petit-signal", la puissance totale de pompe devant être très inférieure à la puissance de saturation de la fibre. La puissance intégrée de la source ASE est de 50 μW, au moins deux ordres de grandeur en dessous de la puissance de saturation. Pour l'acquisition des spectres, nous utilisons un analyseur de spectre optique de haute résolution (2 nm) nous permettant d'obtenir au maximum 50 dB de dynamique.

Les résultats obtenus pour les quatre fibres Tm1, Tm2, Tm3 et Tm-Ho1 sont présentés figure 2.10. Pour la fibre Tm-Ho1, on remarque autour de 1950 nm une légère augmentation de l'absorption qui est due aux ions holmium. Pour les quatre fibres, on note que l'absorption est différente. La fibre Tm1 absorbe le plus de signal avec au maximum 700 dB/m. La fibre Tm-Ho1 est la fibre la moins dopée avec une absorption linéique qui atteint au maximum 80 dB/m. Entre ces deux dernières fibres le rapport des absorptions est pratiquement égal à dix, ce qui implique également que la concentration en ions thulium diffère d'un facteur 10 entre les fibres Tm1 et Tm-Ho1. Cette mesure du spectre d'absorption va permettre de déterminer la section efficace d'absorption de chaque fibre.

Avant de déterminer la section efficace d'absorption, nous allons mesurer le spectre de fluorescence pour ensuite déterminer les sections efficaces de chaque fibre.



(a) Tm1 (b) Tm2

(c) Tm3 (d) Tm-Ho1

FIGURE 2.10 – Spectres d'absorption mesurés dans le cœur des trois fibres dopées thulium et la fibre co-dopée thulium/holmium.

2.5.2.2 Mesure du spectre de fluorescence

Plusieurs techniques sont possibles pour effectuer une mesure du spectre de fluorescence. Il s'agit de mesurer le spectre de l'émission spontanée amplifiée, celle-ci étant émise dans toutes les directions de l'espace. Une mesure transversale consiste à collecter avec une lentille la fluorescence transverse, qui n'est pas guidée dans la fibre. La principale difficulté de cette mesure réside dans la détection de signaux de faible puissance. Dans notre cas, nous avons privilégié une mesure longitudinale de la fluorescence (Figure 2.11) offrant plus de stabilité et de simplicité qu'une mesure transverse de la fluorescence qui nécessite l'utilisation d'une lentille pour collecter le flux. Pour obtenir le spectre de fluorescence réel, il faut utiliser la méthode de fluorescence saturée qui

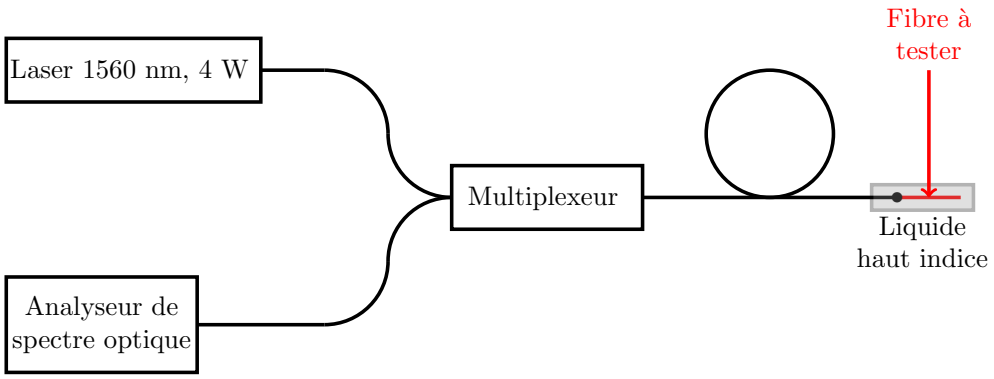
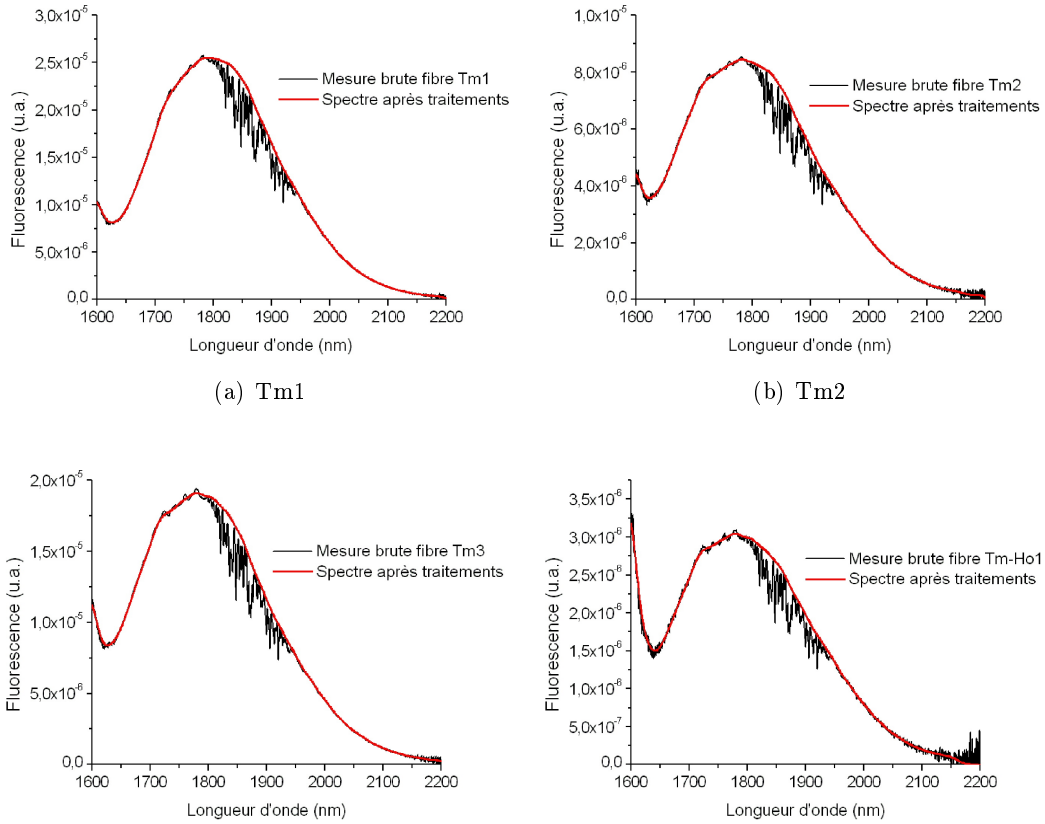


FIGURE 2.11 – Schéma du montage de la mesure contra-propagative du spectre de fluorescence.

consiste à pomper fortement un morceau très court de fibre dopée. Avec une puissance de pompe très grande devant la puissance de saturation de la fibre et une longueur de fibre suffisamment courte, on peut considérer que l'inversion de la population est constante et égale à 1 (inversion totale) le long de la fibre. Nous avons utilisé un laser à fibre délivrant jusque 4 W de puissance moyenne au travers d'un multiplexeur en longueur d'onde 1550/2000 nm. La mesure de la fluorescence longitudinale contra-propagative impose de cliver la sortie de la fibre active à 8 degrés et de plonger celle-ci dans une colle à haut indice de réfraction pour faire fuir les signaux co-propagatifs. La mesure du spectre au travers du multiplexeur est faite avec le même analyseur de spectre optique utilisé pour la mesure du spectre d'absorption. Le spectre mesuré par l'analyseur de spectre optique est à corriger de la transmission du multiplexeur (transmission qui varie avec la longueur d'onde) pour obtenir le spectre de fluorescence issu de la fibre dopée. Sur les spectres bruts nous pouvons voir que l'absorption de l'eau entre 1800 et 1950 nm n'est pas négligeable et que celle-ci ajoute un bruit à la mesure. Cette présence d'eau est simplement dû au fait que l'intérieur de l'analyseur de spectre optique est en espace libre. Un algorithme [Dobroc 2012] a été utilisé pour estimer la quantité d'eau correspondante à ces raies d'absorption et nous avons pu déterminer ainsi la ligne de base du spectre en soustrayant l'absorption de l'eau afin d'obtenir le spectre réel en entrée de l'analyseur. Pour obtenir le spectre issu de la fibre, il faut prendre en compte la transmission du multiplexeur. Pour être sûr d'avoir totalement inversé la population des ions tout au long de la fibre, nous avons augmenté la puissance de pompe jusqu'à ce que le spectre mesuré n'évolue plus. Les spectres après traitements



(a) Tm1 (b) Tm2

(c) Tm3 (d) Tm-Ho1

FIGURE 2.12 – Spectres bruts et après traitement de la fluorescence contra-propagative. On remarque bien la présence de l'eau entre 1800 et 1950 nm.

sont présentés en figure 2.12. Pour les quatre spectres nous remarquons une augmentation de la fluorescence aux longueurs d'onde plus courtes que 1650 nm. Ce signal provient de la désexcitations d'ions au niveau $^3H_4$ vers le niveau $^3F_4$. Ces ions sont excités par l'absorption d'un photon de pompe ou par un transfert d'énergie. De même, du signal a également été observé autour de 800 nm avec un autre analyseur de spectre optique, ce qui correspond à une désexcitation radiative des ions du niveau $^3H_4$ vers le niveau $^3H_6$. Finalement, il faut retirer les points en dessous de 1700 nm afin de ne pas avoir la contribution de l'émission entre les niveaux $^3H_4$ et $^3F_4$. Pour la fibre Tm-Ho1, l'émission des ions holmium est difficile à distinguer, ce qui prouve que la concentration des ions holmium est faible devant la concentration en ions thulium.

2.5.2.3 Détermination des sections efficaces d'absorption et d'émission à partir des spectres d'absorption et de fluorescence

Plusieurs méthodes existent pour retrouver les sections efficaces d'absorption et d'émission. Celles-ci font appel au temps de vie radiatif, au spectre d'absorption petit signal et au spectre de fluorescence. Mais, il faut en plus connaître la concentration des dopants dans la fibre, valeur que les fabricants ne donnent pas systématiquement et qui n'est pas simple à déterminer. En effet, l'incorporation des dopants dans la fibre est faite par diffusion et il n'est *a priori* pas possible de connaître la quantité d'ions qui vont finalement se trouver dans le cœur de la préforme. Quelques techniques permettent de mesurer cette concentration de dopants à partir des préformes et des fibres notamment par micro-analyse par sonde électronique [5], matériel que nous n'avons pas à disposition au laboratoire pour effectuer la mesure. Nous supposerons que la densité spatiale des dopants reste uniforme radialement et longitudinalement dans la fibre. La concentration N_{tot} peut être déterminée si l'on connait le spectre d'absorption $\alpha(\lambda)$ (respectivement le spectre de fluorescence $P_{Fluo}(\lambda)$), la section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$ (respectivement la section efficace d'émission $\sigma_e(\lambda)$) et le facteur de recouvrement $\Gamma(\lambda)$ du signal avec le cœur de la fibre. En effet, ces quatre données sont reliées par les deux relations suivantes :

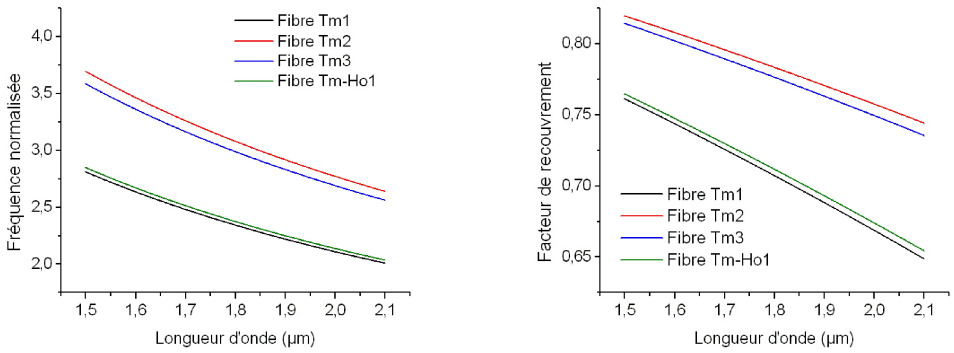
$$\begin{aligned} \alpha(\lambda) &= \sigma_a(\lambda) N_{tot} \Gamma(\lambda) \\ P_{Fluo}(\lambda) &= \frac{2hc^2 \Delta\lambda N_{tot} L \sigma_e(\lambda) \Gamma(\lambda)}{\lambda^3} \end{aligned} \tag{2.3}$$

avec h, c, $\Delta\lambda$ et L qui sont respectivement la constante de Planck, la vitesse de la lumière dans le vide, le pas d'échantillonnage spectral et la longueur de la fibre. La deuxième relation de l'équation 2.3 n'est vraie que si la puissance de pompe est suffisante pour inverser totalement les ions et que cette inversion est constante et égale à 1 le long de l'échantillon, d'où l'intérêt de pomper fortement une fibre courte. Le facteur de recouvrement est défini comme étant le recouvrement du mode avec le cœur par l'équation suivante :

$$\Gamma(\lambda) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} I(r,\theta,\lambda) r dr d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(r,\theta,\lambda) r dr d\theta} \tag{2.4}$$

5. En anglais : EPMA pour Electron Probe MicroAnalysis.

avec I le profil d'intensité du mode et r_0 le rayon du cœur. Le rayon du cœur de la fibre ainsi que l'ouverture numérique sont donnés par le constructeur. En utilisant l'approximation de Marcuse on peut déterminer le diamètre d'un mode gaussien s'approchant du mode se propageant dans le cœur de la fibre pour des valeurs de fréquence normalisée V comprises entre 1,2 et 4 (Équation 1.2). La loi empirique de Marcuse est suffisante dans notre cas puisque celle-ci donne le diamètre d'un mode gaussien équivalent avec 1 % d'erreur. Dans cette étude, nous nous intéresserons à la modélisation de l'amplification dans des fibres monomodes ou légèrement multimodes avec V inférieur à 4 et on approximera systématiquement dans la suite le mode par une gaussienne. Nous pouvons ainsi déterminer facilement pour toutes les fibres et avec une faible erreur le facteur de recouvrement en fonction de la longueur d'onde (Figure 2.13).



(a) (b)

FIGURE 2.13 – Fréquence normalisée et facteur de recouvrement calculés, d'après la formule de Marcuse, des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium-holmium en fonction de la longueur d'onde.

Nous remarquons que parmi les fibres disponibles au laboratoire, deux sont légèrement multimodes aux longueurs d'onde du laser, autour de 2 μm. Dans tous les cas, à la longueur d'onde de pompe, le signal est multimode avec seulement deux modes transverses. Nous pouvons remarquer qu'il est important de prendre en compte le facteur de recouvrement entre les signaux de la pompe et du laser avec le cœur, car celui-ci diffère de 10 à 20% pour une fibre donnée. Les fibres Tm2 et Tm3 sont légèrement multimodes à 2 μm avec respectivement une fréquence normalisée égale à 2,77 et 2,68. Dans ces deux cas, le mode LP_{11} peut aussi se propager dans la fibre. Nous allons supposer dans la suite que toutes les fibres restent monomodes quelle que soit la longueur d'onde avec

un diamètre de mode donné par l'approximation de Marcuse.

Les équations 2.3 nous permettent de relier les spectres d'absorption petit signal et de fluorescence aux sections efficaces ainsi qu'au dopage de la fibre. Ces deux équations ne suffisent pas pour obtenir les sections efficaces puisque nous avons plus de deux inconnues. En effet nous ne connaissons pas les deux sections efficaces, la concentration en ions thulium et nous ne connaissons pas précisément la longueur de l'échantillon dans le cas de la mesure de la fluorescence. En revanche, on peut noter la relation de proportionnalité qui existe entre les sections efficaces et les spectres d'absorption petit signal et de fluorescence. Les mesures d'absorption sont satisfaisantes et l'incertitude sur ces mesures reste faible étant donné que c'est une mesure relative. En revanche, en ce qui concerne le mesure du spectre de fluorescence, seule la forme du spectre au delà de 1750 nm est exploitable.

Les relations Füchtbauer-Ladenburg qui relient les sections efficaces, le temps de vie radiatif et les spectres d'absorption/fluorescence entre eux permettent, par le calcul, de déterminer ces sections efficaces. Or, nous ne connaissons pas le temps de vie radiatif et celui-ci n'est pas mesurable expérimentalement[6]. Dans la littérature, les temps de vie radiatifs rapportés diffèrent de 30 à 40 % d'une fibre en silice dopée thulium à l'autre. De plus, pour utiliser l'équation de Füchtbauer-Ladenburg il faut supposer que la transition laser soit 100 % radiative, ce qui est loin d'être le cas du thulium dans la silice, car la probabilité de désexcitation non radiative est 10 fois plus forte que la probabilité de désexcitation radiative. Ainsi, les relations de Füchtbauer-Ladenburg ne sont pas utilisables dans notre cas car nous ne vérifions pas toutes les hypothèses.

La relation de McCumber [McCumber 1964] permet de relier les sections efficaces entres elles. Pour une température fixée, la population des multiplets suit la statistique de Boltzmann, on obtient ainsi la relation suivante :

$$\sigma_e(\lambda) = \sigma_a(\lambda)\frac{g_2}{g_1}\exp\left(\frac{E_{zl} - \frac{hc}{\lambda}}{k_B T}\right) \tag{2.5}$$

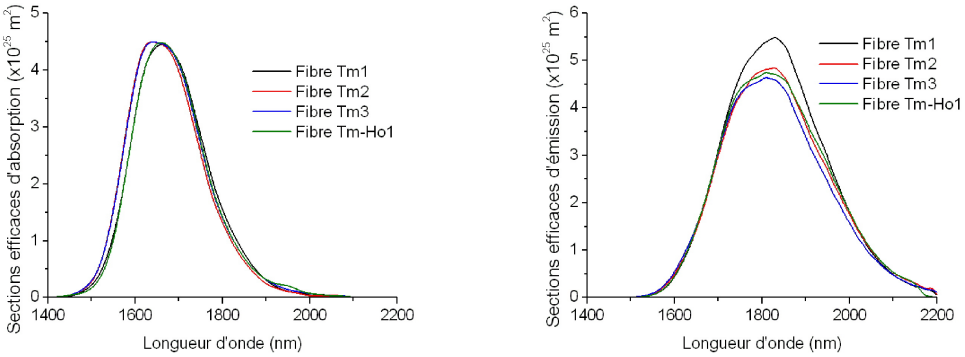
ou T et k_B sont respectivement la température de l'échantillon et la constante de Boltzmann. Cette formule lie les deux sections efficaces entre elles et impose donc de connaître l'une des deux pour calculer l'autre. Nous connaissons la forme de la section efficace d'absorption, elle est donnée par le spectre d'absorption corrigé du facteur de recouvrement. En revanche, nous ne connaissons pas la concentration en ions thulium dans la fibre, ce

6. Il faudrait plonger la fibre dans un bain à 0 K pour mesurer le temps de vie radiatif, l'énergie de vibration du matériau étant nulle.

qui ne nous permet pas de déterminer la valeur de la section efficace d'absorption, et nous sommes dans ce cas contraints à fixer une valeur de la section efficace d'absorption à une certaine longueur d'onde. Dans la littérature, nous pouvons trouver plusieurs valeurs du maximum de la section efficace d'absorption du thulium dans la silice et nous avons ainsi décidé de fixer ce maximum à $4,5\ 10^{-25}\ m^2$ en calculant une valeur moyenne depuis plusieurs références [Jackson 1999, Agger 2006, Jackson 2009, Yan 2010]. g_1 et g_2 représentent le nombre des sous-niveaux Stark des niveaux $^3H_6$ et $^3F_4$ respectivement. Le nombre de sous-niveaux se calcule facilement avec les règles de Kramers et on obtient pour le thulium $g_1 = 13$ et $g_2 = 9$. Ensuite, il nous faut déterminer E_{zl}, constante qui représente la différence d'énergie entre les deux premiers sous-niveaux Stark des multiplets impliqués dans la transition. Dans la littérature, nous pouvons trouver des valeurs dans le cas d'une fibre en ZBLAN et dans le cas de cristaux, celles-ci étant différentes car E_{zl} dépend de la matrice d'accueil. Par ailleurs, nous ne connaissons pas non plus exactement la température de la fibre (celle-ci est cependant proche de la température ambiante). La mesure du spectre de fluorescence corrigé du facteur de recouvrement nous donne une partie de la forme de la section efficace d'émission à partir de 1750 nm. La relation de McCumber est valable uniquement en dessous de 1900 nm car la faible absorption mesurée au dessus de 1900 nm donne une grosse erreur sur l'estimation de la section efficace d'émission. Ainsi, on peut approcher la forme du spectre de fluorescence entre 1750 nm et 1900 nm avec l'équation 2.5 en faisant varier la valeur de la température et la valeur de E_{zl}. Nous obtenons finalement $E_{zl} = 5900\ cm^{-1}$. Finalement, la section efficace d'émission est déterminée avant 1750 nm par le calcul (relation de McCumber, équation 2.5) et le reste de la section efficace d'émission est déterminé à partir du spectre de fluorescence mesuré corrigé du facteur de recouvrement (Équation 2.3).

Les sections efficaces obtenues sont tracées figure 2.14. Nous remarquons que les maxima des sections efficaces sont légèrement différents d'une fibre à l'autre, ils vont de 1637 nm à 1664 nm pour la section efficace d'absorption et de 1810 nm à 1830 nm pour la section efficace d'émission. Ce changement dans la position des maxima laisse penser à une concentration différente en modificateurs (notamment en aluminium) dans le cœur [Simpson 2008]. La forme reste sensiblement la même et on peut noter la présence très légère des ions holmium dans la fibre Tm-Ho1 sur la trace de la section efficace d'absorption. Les concentrations en ions estimées à partir du spectre d'absorption et de la section efficace d'absorption. Tous les résultats sont donnés dans le tableau 2.4.

Les données que nous avons maintenant déterminées sont suffisantes pour l'élaboration des modèles numériques qui seront présentés dans la suite. Par ailleurs, certaines



(a) (b)

FIGURE 2.14 – Sections efficaces d'absorption et d'émission. La section efficace d'absorption est obtenue à partir du spectre d'absorption et la section efficace d'émission à partir de la relation de McCumber et du spectre de fluorescence.

Fibre	Tm1	Tm2	Tm3	Tm-Ho1
Temps de vie (μs)	402	507	379	532
Longueur d'onde du Max. σ_a (nm)	1664	1637	1642	1660
Longueur d'onde du Max. σ_e (nm)	1830	1827	1810	1810
Max. σ_e $(10^{-25}\ m^2)$	5,48	4,84	4,63	4,74
N_{tot} $(10^{26}\ m^{-3})$	4,80	2,10	2,10	0,53
A_{eff} à 2 μm (μm^2)	42,9	126,5	94,4	81,5

Tableau 2.4 – Récapitulatif des données mesurées et calculées des trois fibres dopées thulium et de la fibre co-dopée thulium/holmium.

fibres seront utilisées dans les expérimentations, le choix des fibres se portera sur la concentration des dopants et les paramètres opto-géométriques en fonction de l'utilisation désirée.

2.6 Conclusions du chapitre

Dans ce deuxième chapitre ont été présentées les propriétés spectroscopiques des ions thulium et holmium dans la silice. Dans un premier temps, l'émission laser à 2 μm depuis une fibre en silice a été présentée ainsi que les différentes solution de pompage. Par ailleurs, nous avons pu constater comment il est possible de doubler l'efficacité d'un

laser pompé autour de 790 nm en bénéficiant du phénomène de relaxation croisée. Bien que nous n'ayons pas la possibilité de travailler sur l'optimisation du dopage des fibres, nous avons pu voir quelles étaient les limitations en terme d'absorption vers les états excités et de transferts d'énergie entre ions thulium. Dans un second temps, le codopage avec des ions holmium a été présenté dans le but d'accéder à des longueurs d'onde plus hautes autour de 2,1 μm.

La deuxième partie de ce chapitre était consacrée à la caractérisation des fibres dopées disponibles au laboratoire. La mesure du temps de vie de la transition laser (entre $^3F_4$ et $^3H_6$), comprenant le temps de vie radiatif et le temps de vie non radiatif a été présentée. Nous avons également présenté comment ont été mesurés les spectres d'absorption petit signal et de fluorescence saturée. Nous avons enfin pu déterminer les sections efficaces d'absorption et d'émission à partir de ces mesures et de la relation de McCumber. Enfin, la concentration en ions thulium dans chaque fibre a ainsi pu être estimée.

Le chapitre qui suit va présenter les travaux sur le développement d'une source laser fibrée émettant des impulsions d'une dizaine de nanosecondes autour de 2 μm.

Chapitre 3

Étude et réalisation de sources lasers fibrées émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes autour de 2 μm

Sommaire

3.1 Introduction du chapitre **64**

3.2 État de l'art des sources lasers fibrées émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes **65**

3.2.1 Solutions pour la génération d'impulsions nanoseconde 65

3.2.2 Choix de l'architecture laser 73

3.3 Présentation de l'oscillateur à commutation de gain à 1995 nm **74**

3.3.1 Premier dispositif expérimental 75

3.3.2 Deuxième dispositif expérimental 80

3.4 Amplification des impulsions dans une fibre monomode double-gaine pompée par diodes **86**

3.4.1 Résultats expérimentaux de l'amplificateur 86

3.4.2 Modélisation de l'amplification des impulsions à partir du modèle de Frantz et Nodvik 91

3.5 Amplification des impulsions dans une fibre à large cœur . . . **96**

3.6 Résultats obtenus par d'autres équipes durant ce travail **104**

3.7 Conclusions du chapitre et perspectives **104**

3.1 Introduction du chapitre

Ce travail présenté dans ce chapitre vise à développer une source laser émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes autour de 2 μm. Cette source doit être assez puissante pour pouvoir générer un supercontinuum [Dudley 2006] de plusieurs microns de largeur spectrale et idéalement dans la bande 3-5 μm (sujet de thèse de Mathieu Duhant à l'Onera [Duhant 2012b]). Pour cela, une fibre en verres fluorés de type ZBLAN est utilisée pour générer le supercontinuum, celle-ci doit être pompée autour de son zéro de dispersion et dans le régime anormal pour pouvoir générer le plus efficacement un supercontinuum. Le régime de dispersion anormal étant situé au-delà de 1,6 μm, le zéro de dispersion d'une fibre à saut d'indice standard en ZBLAN, il faut alors utiliser une source laser à fibre au delà de cette longueur d'onde (Figure 3.1). Nous

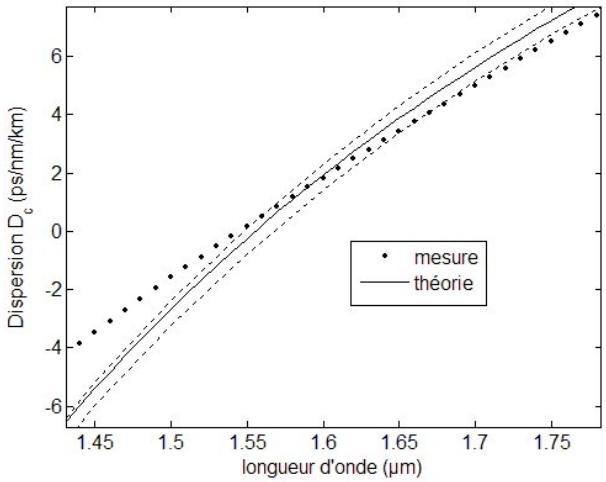


FIGURE 3.1 – Dispersion d'une fibre en ZBLAN de 9 μm de diamètre et 0,2 d'ouverture numérique [Alhenc-Gelas 2012].

avons fait le choix d'une source autour de 2 μm car elle satisfait aisément ces conditions et les lasers à fibre dopée thulium ont la propriété d'avoir une bien meilleure efficacité que les lasers à fibre dopée erbium, qui, émettant autour de 1,6 μm sont beaucoup moins efficaces. Parmi les contraintes, il faut que la source laser soit monomode transverse de manière à ce que le couplage entre la fibre en ZBLAN et la fibre de sortie de la source laser soit le meilleur et le plus stable possible. Dans le but d'avoir un maximum de robustesse et de compacité, l'architecture laser doit être totalement fibrée. Ce chapitre est consacré à l'étude et la réalisation de la source de pompe de ce supercontinuum. Pour la génération de supercontinuum dans une fibre en ZBLAN dans la bande 3-5 μm,

on vise des impulsions de plusieurs kilowatts de puissance crête.

Au début du chapitre nous présentons les objectifs ainsi que les différentes architectures possibles pour la génération d'impulsions nanosecondes autour de 2 μm. Ensuite, l'architecture laser retenue ainsi que les performances obtenues sont présentées. Enfin, nous nous intéresserons à l'amplification de cette source dans le but d'atteindre la puissance crête nécessaire à la génération d'un supercontinuum.

3.2 État de l'art des sources lasers fibrées émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes

Dans cette première partie nous rappelons les grandes lignes de la génération d'impulsions nanosecondes avec la technologie des lasers à fibre. Nous en tirons une architecture laser que nous présentons dans la suite. Pour l'application visée, nous voulons atteindre les spécifications suivantes :

- une puissance crête atteignant au moins 10 kW, soit la puissance crête nécessaire à la génération du supercontinuum dans la bande 3-5 μm. Cette puissance crête a été estimée à partir de modèles numériques développés par Mathieu Duhant durant son travail de thèse [Duhant 2012b] ;
- un système stable en puissance : les fluctuations en puissance crête peuvent induire une variation significative de la forme du supercontinuum, surtout à plus haute longueur d'onde ;
- un système compact, robuste et le moins consommateur d'énergie possible permettant d'être transportable facilement et pouvant être éventuellement intégrable dans un démonstrateur ;
- une émission monomode transverse pour assurer un couplage optimal du signal dans la fibre ZBLAN.

Suivant ces contraintes, nous allons passer en revue les différentes solutions qui s'offrent à nous afin de choisir l'architecture laser la mieux adaptée. Ensuite, nous étudierons les éventuelles solutions que nous pouvons mettre en place pour l'amplification de la source afin d'atteindre la puissance crête désirée.

3.2.1 Solutions pour la génération d'impulsions nanoseconde

Plusieurs architectures à base de laser à fibres permettent d'émettre des impulsions courtes d'une durée de quelques nanosecondes à plusieurs microsecondes. Trois solutions

différentes permettant la génération d'impulsions nanosecondes sont présentées dans la suite (Figure 3.2).

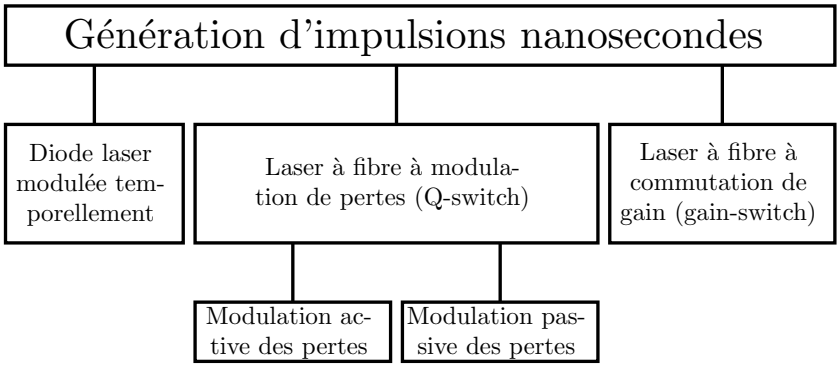


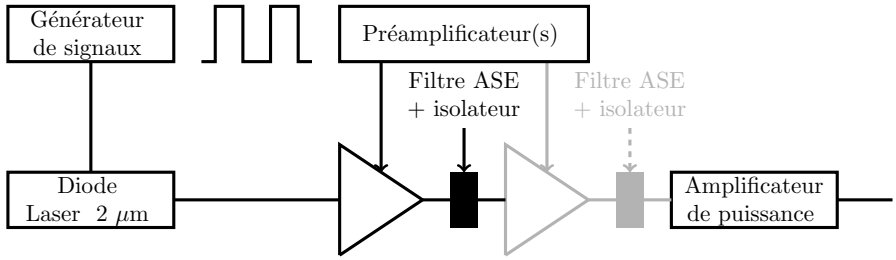
FIGURE 3.2 – Différentes solutions proposées pour la génération d'impulsions d'une durée de quelques nanoseondes.

La première solution consiste à utiliser une architecture de type oscillateur maître amplifié avec, comme oscillateur une diode laser dont le flux est modulé temporellement pour générer des impulsions nanosecondes. La deuxième solution consiste à développer un laser à commutation de pertes (Q-switch), la modulation des pertes pouvant être active ou passive. Enfin la troisième consiste à développer un laser à commutation de gain. Ces différentes solutions sont détaillées dans la suite afin de voir quels sont les avantages et les inconvénients de chacune d'elles.

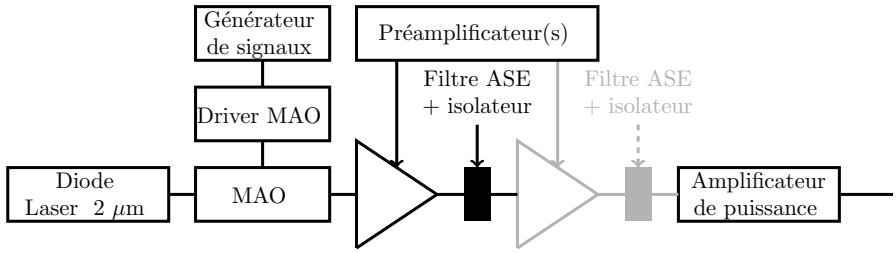
Diode laser modulée temporellement

Cette solution impose d'utiliser une diode laser fibrée monomode transverse limitée en puissance moyenne. Ces diodes lasers, qui ont des cavités laser très courtes couplées à des réflecteurs fins spectralement sont généralement monofréquence car un seul mode longitudinal résonne dans la cavité laser avec typiquement une largeur de raie de l'ordre de 1 MHz. Dans la plage de longueur d'onde désirée, autour de 2 μm, la puissance de ces diodes est au maximum de quelques milliwatts. L'avantage principal de cette solution est que la modulation du signal optique peut se faire directement en modulant le signal électrique de commande de la diode laser. Par contre, ce type de modulation crée des sauts de modes au cours de l'établissement de l'impulsion permettant ainsi à plusieurs modes longitudinaux d'osciller. La forme des impulsions du signal électrique est paramétrable quelle que soit la fréquence de répétition en utilisant un générateur basse fréquence ou une carte électronique. La maîtrise de la forme de l'impulsion laser

n'est cependant pas toujours aisée. Par ailleurs, la modulation temporelle fait baisser, dans le rapport cyclique, la puissance moyenne de la source. Ceci impose alors d'utiliser un ou plusieurs étages de préamplification avant d'utiliser un amplificateur de puissance (Figure 3.3(a)). Cette succession de préamplificateurs nécessite l'utilisation de



(a) L'alimentation de la diode laser est directement modulée pour générer les impulsions laser.



(b) Le signal optique continu issu de la diode laser est modulé avec un modulateur acousto-optique (MAO).

FIGURE 3.3 – Exemples d'architectures à base d'une diode laser pour la génération d'impulsions nanosecondes.

filtres pour bloquer l'émission spontanée amplifiée entre les différents étages. Tout cela a pour conséquence de complexifier le montage et peut nécessiter l'approvisionnement de composants coûteux.

Une deuxième solution, présentée en figure 3.3(b) peut également être mise en place. Il s'agit ici d'utiliser un modulateur acousto-optique (MAO) ou un modulateur électro-optique (MEO) pour moduler temporellement le signal continu délivré par la diode laser. Le générateur de signaux couplé au MAO (Figure 3.3(b)) permet de choisir facilement la forme de l'impulsion. Les MAO utilisés à 1,5 μm sont plus matures technologiquement que les MAO à 2 μm, qui, au début de cette thèse étaient uniquement disponibles sous forme de cristaux massifs. Cela imposait donc de perdre la robustesse des lasers à fibre avec l'utilisation de composants en espace libre. Par ailleurs, ces composants ont

de fortes pertes d'insertion (de l'ordre de 3 à 5 dB) en partie dues aux fortes pertes intrinsèques du cristal utilisé (à 2 μm l'oxyde de tellure TeO_2). De plus, la modulation temporelle fait baisser, dans le rapport cyclique, la puissance moyenne de la diode. Encore une fois, du fait de la faible puissance moyenne de la diode laser et des fortes pertes d'insertion du modulateur, cette solution imposerait d'utiliser plusieurs étages d'amplification, avec une combinaison de plusieurs filtres pour s'affranchir de l'émission spontanée amplifiée, dans le but d'atteindre des puissances crêtes suffisantes. En revanche, par rapport à la solution présentée précédemment, le façonnage de l'impulsion est plus facile car on module ici directement le signal optique issu de la diode laser. Contrairement au cas précédent, cette solution conserve le spectre monofréquence de la diode laser puisque l'alimentation de celle-ci reste continue.

La principale limitation de l'utilisation d'une diode laser réside dans l'effet Brillouin qui limite rapidement la montée en puissance crête des sources impulsionnelles de faible largeur spectrale ou monofréquence [Agrawal 2007]. Cet effet Brillouin se manifeste lorsqu'un signal impulsionnel de très faible largeur spectrale ou monofréquence atteint une puissance crête de seuil qui dépend à la fois de l'aire effective du mode, de la longueur de la fibre et du gain Brillouin. L'effet Brillouin génère alors dans le cœur de la fibre une onde acoustique induisant une modulation de l'indice du cœur. Cette modulation de l'indice aura pour effet de réfléchir une partie du signal qui retournera alors vers la source. Ce signal peut gagner en énergie lors de sa propagation dans la fibre active et détériorer le système en amont. L'état de l'art montre qu'il est difficile d'atteindre avec un système totalement fibré le kilowatt de puissance crête avec une source monofréquence qui impose d'utiliser des fibres de géométrie particulière pour repousser l'effet Brillouin, tout en restant monomode transverse.

Pour nos applications, la très faible largeur spectrale ou le caractère monofréquence n'est absolument pas un critère important, d'autant plus qu'il limite rapidement la puissance crête à cause de l'effet Brillouin. De plus, il faut utiliser plusieurs étages d'amplification avant l'étage de puissance, avec une combinaison de filtres, pour s'affranchir de l'émission spontanée amplifiée et atteindre la puissance crête désirée. Par ailleurs, pour repousser l'effet Brillouin, il faut utiliser pour l'amplificateur de puissance, une fibre à gros cœur (par exemple, en régime continu avec une fibre LMA : [Goodno 2009] où 600 W de puissance moyenne ont été atteints à 2040 nm) et/ou une fibre avec une matrice d'accueil différente (fibre en germanate de 30 μm de taille de cœur [Fang 2012b] où des impulsions de 2 ns et plus de 70 kW de puissance crête ont été générées après trois étages d'amplification). Toutes ces contraintes font que le système devient très

complexe et coûteux.

Laser à fibre en régime déclenché (Q-switch)

Les lasers à fibre en régime déclenché (ou à commutation de pertes ou Q-switch) permettent de délivrer des impulsions de quelques nanosecondes à quelques microsecondes. Il s'agit dans le régime déclenché de moduler les pertes de la cavité dans le temps (Figure 3.4). L'effet laser ne se produit pas lorsque les pertes dans la cavité sont

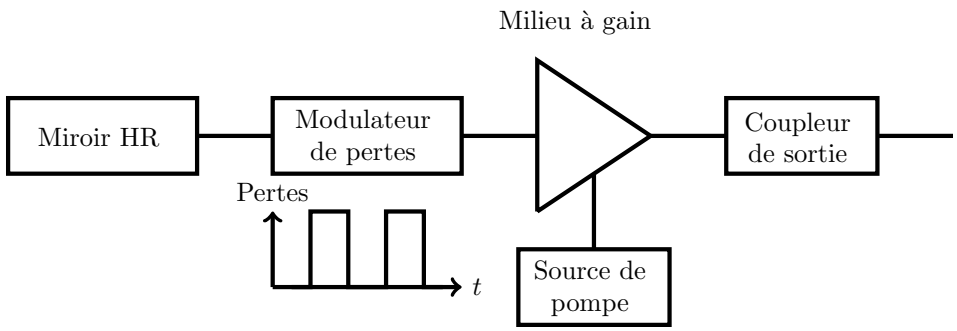


FIGURE 3.4 – Schéma de principe d'un laser à commutation de pertes. Le modulateur de pertes peut-être passif ou actif.

maximales, le modulateur de pertes bloquant le signal, ce qui permet au milieu à gain qui absorbe le signal de pompe de stocker l'énergie en maintenant une forte inversion de population. Lorsque l'on commute les pertes, le gain devient supérieur aux pertes totales permettant l'établissement du signal dans la cavité. Un régime transitoire permet l'émission d'impulsions courtes de forte puissance crête. Ensuite, le modulateur bloque à nouveau le signal dans la cavité. On distingue deux manières différentes pour moduler les pertes de la cavité :

- la modulation active,
- la modulation passive.

Nous allons passer en revue les deux méthodes dans la suite.

La première méthode consiste à moduler activement les pertes. Cette modulation peut être mécanique en utilisant un prisme ou un réseau de diffraction qui bouge légèrement, mais la mécanique trop instable et l'inertie des systèmes font que ce n'est pas possible d'obtenir de courtes durées d'impulsion. D'autant plus qu'il existe des composants optiques tels que les modulateurs acousto-optique ou électro-optique qui sont beaucoup plus rapides et plus fiables. Ces composants sont dits actifs car ils sont com-

mandés par une alimentation externe pour leur apporter de l'énergie. Les modulateurs ont de fortes pertes passives lorsqu'ils sont passants (3 à 5 dB), mais le fort gain (jusque 30 dB) que l'on peut générer dans un laser à fibre fait qu'ils sont facilement implémentables dans une cavité laser. Lorsque le modulateur fibré bloque le signal dans la cavité, ces pertes sont d'au moins 30 dB pour un MEO et 50 dB pour un MAO permettant alors au milieu actif de se charger en énergie. La durée de l'impulsion et son énergie sont fixées par le milieu à gain (la puissance de pompe et la fréquence de répétition vont fixer le stockage de l'énergie) et la cavité. Il est à noter qu'avec une grande longueur de cavité (supérieure à 1 mètre typiquement), il n'est pas possible d'obtenir des impulsions de moins de 10 ns. Au début de ce projet, la principale limitation était que ces composants n'étaient pas disponibles commercialement. Les seuls composants disponibles alors étaient des cristaux massifs, ne permettant pas de conserver la robustesse d'un système totalement fibré. Dans la littérature, les performances sont malgré tout intéressantes, puisque des impulsions de 50 ns avec près de 10 kW de puissance crête ont été directement obtenus en sortie d'oscillateur [Eichhorn 2007, Kadwani 2012] mais les sources laser ne sont pas totalement fibrées.

La méthode passive consiste à utiliser un composant dont les pertes varient dans le temps. On utilise généralement des absorbants saturables dont la transmission varie avec l'intensité incidente. Nous serons amené à détailler plus précisément le fonctionnement de ces composants car ils permettent également de générer des impulsions courtes (picoseconde) à ultra-courtes (femtoseconde), ceci faisant l'objet du chapitre 4. Nous pouvons trouver différents types d'absorbants saturables, des absorbants saturables à base de semi-conducteurs (SESAM) [Keller 1996] [1], de nanotubes de carbone [Kataura 1999] ou encore de graphène [Bao 2009]. Ces différents absorbants saturables ont montré leur intérêt pour des lasers à fibre à 1 μm et 1,5 μm. Au début de ce travail de thèse il était difficile de trouver ce genre de composants pour des lasers à fibre fonctionnant à 2 μm. La commutation des pertes se fait naturellement avec l'augmentation de l'énergie dans la cavité, qui après avoir atteint un certain seuil va rendre l'absorbant saturable transparent. Les pertes non saturables de ce type de composants sont généralement faibles et inférieures à 1 dB permettant de gagner en efficacité par rapport aux lasers à commutation de pertes active. La durée d'impulsion, l'énergie et la fréquence de répétition dépendent du milieu à gain et de la géométrie de la cavité. L'utilisation d'une courte longueur de cavité (typiquement moins d'un mètre) permet d'obtenir des impulsions de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Un point limitant,

1. SESAM = SEmiconductor Saturable Absorber Mirror.

dans le cas de l'utilisation d'absorbants saturables fibrés, est le seuil de dommage du composant qui va limiter l'énergie et la puissance crête des impulsions incidentes. En effet, pour augmenter la puissance moyenne de la source, il faut augmenter la puissance intra-cavité. A partir d'une certaine puissance de pompe, l'énergie dans la cavité sera trop importante pour que les pertes saturées du composant compensent totalement le gain. Cela peut alors résulter en une émission en continue du laser. Enfin, le seuil de dommage des absorbants saturables limite également la puissance crête incidente sur le composant. Une alternative consiste à utiliser une portion en espace libre pour augmenter la taille du faisceau sur l'absorbant saturable plutôt que d'utiliser un SESAM collé sur un connecteur. Cette méthode a permis d'extraire des impulsions de 15 μJ et 20 ns de durée à 2 μm [Kivistö 2008].

Finalement, les deux solutions proposées précédemment permettent de générer des impulsions courtes de quelques dizaines de nanosecondes. La commutation de pertes active permet d'atteindre la puissance crête nécessaire (10 kW) mais les modulateurs ne permettent pas de maintenir une architecture totalement fibrée et ceux-ci nécessitent une source d'alimentation externe. Enfin, la commutation de pertes passive est moins contraignant mais la plage de fonctionnement du laser ne permet pas de sortir beaucoup de puissance et la fréquence de répétition du laser varie en fonction du point de fonctionnement désiré par la variation de la puissance de pompe. Par ailleurs, la disponibilité des absorbants saturables ne nous a pas permis d'envisager cette solution.

Laser à fibre à modulation de gain (gain-switch)

A l'inverse du laser déclenché (Q-switch) qui consiste à moduler les pertes dans la cavité pour obtenir une impulsion, la commutation de gain (gain-switch) consiste à moduler le gain du milieu actif. Cela passe par une modulation de la puissance du laser de pompe pour obtenir une impulsion à la longueur d'onde du laser (Figure 3.5). La modulation du gain est basée sur le régime transitoire qui se produit lorsque l'on applique un échelon de pompe au milieu amplificateur. On observe ainsi une oscillation de l'inversion de la population et une oscillation de la puissance du laser qui se stabilisent au cours du temps [Siegman 1986, Koechner 1999]. Ce comportement vient du couplage entre le signal laser et l'inversion de la population (Figure 3.6). Ces oscillations de relaxation dépendent donc du milieu à gain mais aussi de la cavité laser. En effet, la puissance de pompe va directement jouer sur l'inversion de la population et la longueur de cavité va jouer sur le temps de vie des photons dans la cavité et donc sur la période des oscillations. L'idée de la commutation du gain est de moduler la puis-

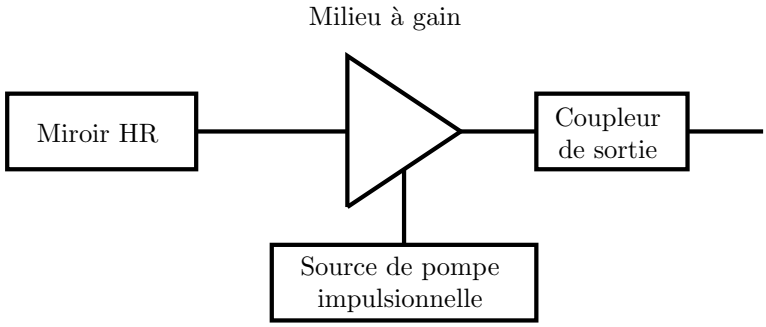


FIGURE 3.5 – Schéma de principe d'un laser à commutation de gain.

sance de pompe de manière à ne conserver que la première impulsion issue de ce régime transitoire. Pour uniquement conserver la première impulsion, il faut que la durée de l'impulsion de pompe soit choisie de sorte que l'inversion de la population redescende et reste en dessous du seuil de l'oscillation laser après l'émission de la première impulsion (Figure 3.7(a)). Nous pouvons remarquer sur la figure 3.7(b) que l'impulsion de pompe est trop longue laissant ainsi deux impulsions à la longueur d'onde du laser s'établir dans la cavité. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, dans le but d'obtenir une cavité courte il faut pomper la fibre dopée thulium directement dans le cœur. Nous pouvons pour cela utiliser un laser impulsionnel à fibre dopée erbium qui émet autour de 1,5 μm. Dans la littérature on peut trouver deux références sur la génération d'impulsions nanosecondes avec un laser totalement fibré à commutation de gain. Dans ces deux références [Jiang 2007, Ding 2011], l'oscillateur est pompé à 1,55 μm de manière à conserver une cavité courte. Dans [Jiang 2007] sont extraites des impulsions de 10 ns de durée et de 1 kW de puissance crête. En parallèle de notre travail, [Ding 2011] propose une source laser délivrant des impulsions de 1,5 ns de durée et jusque 8 kW de puissance crête. Dans ces deux cas, les longueurs de fibre et l'énergie extraite par impulsion sont équivalentes. L'ordre de grandeur de la différence entre les durées d'impulsion vient des sources de pompe qui ont également une durée différente d'un ordre de grandeur.

Les lasers à fibre à commutation de gain permettent de générer des impulsions courtes et puissantes. L'utilisation d'un étage d'amplification reste indispensable pour atteindre 10 kW de puissance crête. Avec cette architecture, il est possible de régler et de maintenir la fréquence de répétition de la source à une certaine valeur, ce qui enlève la dépendance de la fréquence avec l'énergie des impulsions que l'on peut trouver dans un laser à commutation de pertes passif. Enfin, il n'est pas possible de choisir la forme

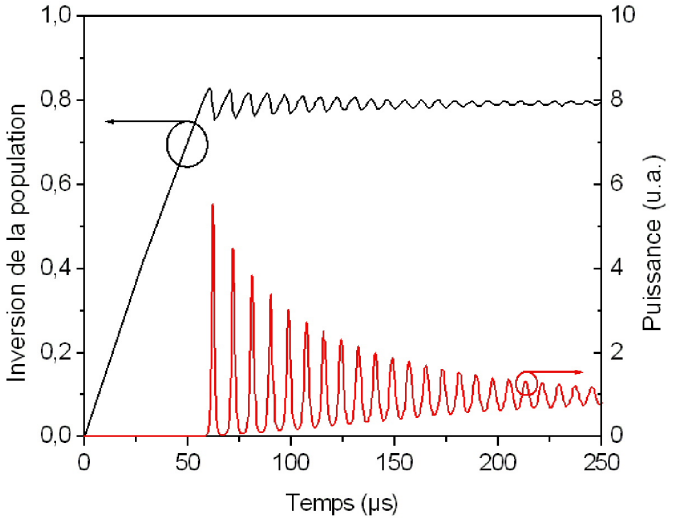
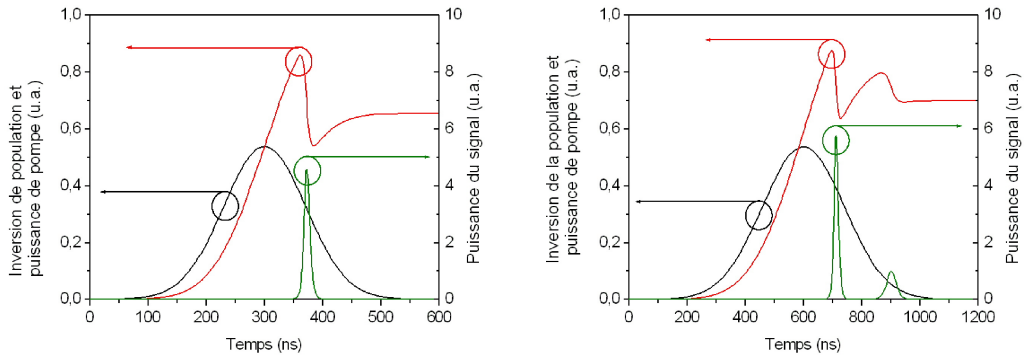


FIGURE 3.6 – Évolutions de l'inversion de la population et du signal en réponse à un échelon de puissance de pompe [Mccomb 2009].

de l'impulsion, mais cela ne pose pas de problème dans notre cas.

3.2.2 Choix de l'architecture laser

Après avoir présenté les solutions qui s'offrent à nous pour la génération d'impulsions de quelques nanosecondes, il convient de sélectionner l'architecture laser que nous mettrons en place dans la suite. Dans le tableau 3.1, sont présentés les différents avantages et inconvénients de chaque solution proposée précédemment. Nous voulons que la source reste compacte et suffisamment puissante pour qu'après un étage d'amplification nous puissions atteindre la dizaine de kilowatts de puissance crête. Ainsi, l'utilisation d'une diode laser amplifiée nécessite trop de composants et la puissance crête atteignable est limitée, nous mettons donc cette solution de côté. Les lasers à commutation de pertes actifs peuvent également être mis de côté à cause de leur complexité. Ensuite la technologie de la commutation de pertes passif peut être une bonne alternative, néanmoins, la fréquence de répétition du laser dépend du point de fonctionnement de celui-ci, ajoutant une contrainte de fonctionnement. Enfin, le laser à commutation du gain conserve les avantages d'un laser à commutation de pertes passif, avec en plus une fréquence de répétition fixée par le laser de pompe. Finalement, nous retenons cette dernière architecture dans la suite du travail.



(a) Émission d'une seule impulsion. (b) Émission de deux impulsions.

FIGURE 3.7 – Évolutions de l'inversion de la population et du signal pour deux impulsions de pompe différentes. Dans le premier cas l'impulsion a une durée qui permet l'émission d'une seule impulsion laser, dans le deuxième cas l'impulsion est trop longue et deux impulsions sont émises [Mccomb 2009].

3.3 Présentation de l'oscillateur à commutation de gain à 1995 nm

Après avoir passé en revue les différentes solutions qui s'offrent à nous pour le développement de notre source laser, nous avons pu faire un choix pour l'oscillateur qui va nous permettre d'atteindre la durée d'impulsion souhaitée tout en conservant un système simple et monolithique. Nous avons développé et caractérisé plusieurs sources différentes en s'inspirant de résultats de la littérature [Jiang 2007]. Ainsi, le montage expérimental se présente comme indiqué en figure 3.8. Le milieu actif est la fibre do-

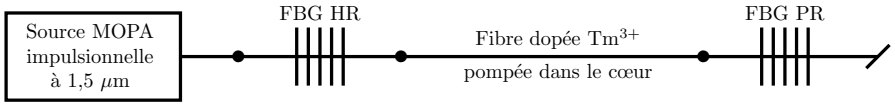


FIGURE 3.8 – Dispositif expérimental. MOPA : oscillateur maître amplifié, FBG = Miroir de Bragg, HR = Hautement réfléchissant et PR = Partiellement réfléchissant.

pée thulium Tm1 présentée au chapitre 1. De sorte à réduire sa longueur, celle-ci est fortement dopée et est pompée dans le cœur par une source laser à fibre dopée erbium

	Inconvénients	Avantages
Diode laser modulée	Limitation par l'effet Brillouin, complexité de l'architecture	Choix de la forme de l'impulsion
Q-switch actif	complexité de l'architecture, nécessite une alimentation externe, difficultés pour avoir une courte durée d'impulsion	fortes puissances atteignables avec un oscillateur
Q-switch passif	Énergie limitée, amplification indispensable, fréquence de répétition variable avec le point de fonctionnement, difficultés pour avoir une courte durée d'impulsion	simplicité et robustesse si totalement fibré
Gain-switch	Énergie limitée, amplification indispensable	simplicité, robustesse car totalement fibré et courtes longueurs de cavité

Tableau 3.1 – Récapitulatif des principaux avantages et inconvénients des solutions proposées pour la génération d'impulsions d'une durée de quelques nanosecondes.

émettant autour de 1550 nm. La cavité est fermée par deux miroirs de Bragg[2], un hautement réfléchissant (HR) et un partiellement réfléchissant (PR) tous deux centrés à 1995 nm. Dans un premier temps, à la place du réseau de Bragg PR, une clive droite avec un coefficient de réflexion de 4 % joue le rôle de coupleur de sortie, sans sélection de la longueur d'onde. Tous les éléments de ce laser sont soudés au moyen d'une soudeuse à arc.

3.3.1 Premier dispositif expérimental

Comme cela a été présenté précédemment, dans le but d'obtenir la plus courte durée d'impulsion possible, la fibre active doit être courte et nous avons privilégié un pompage dans le cœur à 1550 nm. La source de pompe utilisée est une source oscillateur maître amplifiée développée au laboratoire pour cette expérience. Elle est composée d'une diode laser DFB[3] suivie d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA)[4] commercial (Figure 3.9). L'alimentation de la diode laser est modulée pour générer des

2. Un miroir de Bragg ou réseau de Bragg est un miroir photoinscrit dans le cœur d'une fibre optique. Ce miroir est créé à partir d'une modulation de l'indice du cœur. En anglais : FBG pour Fiber Bragg Grating.
3. DFB = Distributed Feedback Laser.
4. EDFA = Erbium Doped Fiber Amplifier.

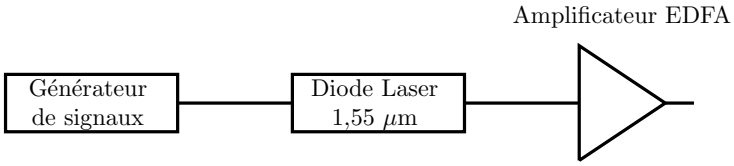
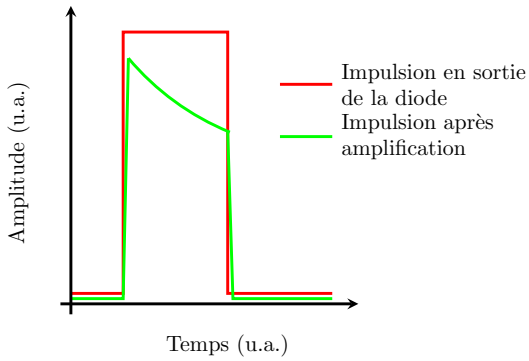
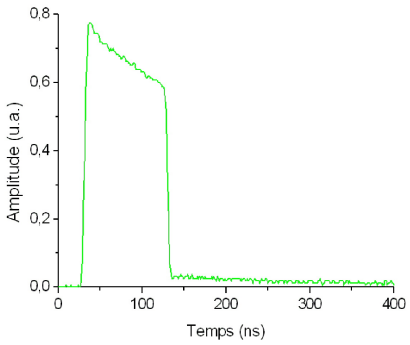


FIGURE 3.9 – Source de pompe du premier dispositif expérimental. EDFA est l'amplificateur à fibre dopée erbium.

impulsions d'une centaine de nanosecondes. Les impulsions issues de la diode laser sont dans un premier temps rectangulaires. Lors de l'amplification l'impulsion se déforme car le début et la fin de l'impulsion voient un gain différent à cause d'un effet de saturation dans l'amplificateur [Frantz 1963, Koechner 1999, Canat 2006] (Figure 3.10(a)). En effet, le début de l'impulsion va fortement dépeupler le niveau haut de la transition laser diminuant le gain pour le reste de l'impulsion. Autrement dit, nous avons une saturation différente du milieu à gain lors de la propagation et de l'amplification de l'impulsion. La forme expérimentale de l'impulsion est donnée figure 3.10(b). Cette forme d'impulsion



(a) Exemple analytique d'une impulsion de pompe avant et après amplification.

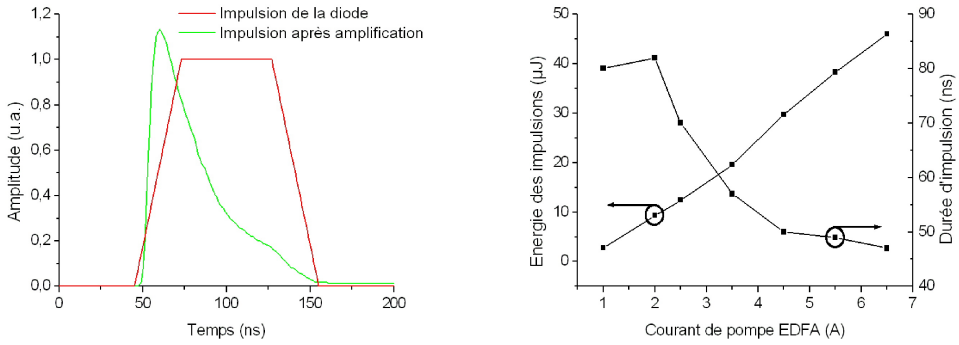


(b) Impulsion réelle mesurée en sortie de l'amplificateur EDFA (Δt = 100 ns).

FIGURE 3.10 – Effet de la saturation du gain d'un amplificateur sur une impulsion d'entrée rectangulaire. Plus de gain est alloué au début de l'impulsion.

en sortie favorise l'apparition de l'effet Brillouin avec la puissance crête de l'impulsion qui atteint rapidement le seuil Brillouin avec une énergie limitée [Canat 2006]. Dans le but d'obtenir plus d'énergie par impulsion, il faut répartir le gain différemment au cours de l'impulsion et cela passe par une mise en forme de l'impulsion en entrée. Une impulsion en entrée de forme trapézoïdale avec un temps de montée et de descente bien choisis

permet de gagner en énergie (Figure 3.11(a)), la durée de l'impulsion étant de 80 ns[5]. Finalement, après optimisation nous obtenons l'impulsion en figure 3.11(a). Malgré la



(a) Impulsion trapézoïdale après amplification dans l'EDFA (au maximum de puissance).

(b) Énergie et durée des impulsions après amplification en fonction du courant de pompe de l'EDFA.

FIGURE 3.11 – Caractérisation finale de la source de pompe. L'énergie des impulsions va jusqu'à 45 μJ.

forme trapézoïdale en entrée, la saturation du gain compresse l'impulsion jusque 48 ns. Comme le montre la figure 3.11(b), l'énergie maximale extraite de l'amplificateur est de 45 μJ. La durée d'impulsion décroit de 80 ns jusqu'à 48 ns. L'énergie des impulsions est limitée à l'apparition de l'effet Brillouin dans l'amplificateur EDFA, amplificateur commercial qui est spécifié pour travailler en régime continu.

La source de pompe est donc soudée au réseau de Bragg HR (Figure 3.8). La fibre de sortie de la source de pompe est une fibre standard SMF28. La fibre du réseau de Bragg est une fibre de 6,1 μm de diamètre et 0,22 d'ouverture numérique. Les diamètres de modes à 1,55 μm sont respectivement égaux à 10,4 μm et 6,2 μm pour la fibre SMF28 et la fibre du réseau de Bragg. Cette différence de diamètre de mode n'est pas négligeable et elle est source de pertes au niveau de la soudure. Si on approxime les modes comme

5. Les durées d'impulsions données dans ce chapitre sont définies dans l'annexe A. Par ailleurs, la forme des impulsions a été mesurée avec une photodiode amplifiée en InGaAs étendu, la fréquence de coupure est de 100 MHz et le temps de montée/descente est de 3,5 ns. L'oscilloscope utilisé a une bande passante totale de 2 GHz.

des gaussiennes [6], le couplage maximal atteignable s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_{max} = \left(\frac{2\Omega_1\Omega_2}{\Omega_1^2 + \Omega_2^2} \right)^2 \tag{3.1}$$

avec Ω_1 et Ω_2 les diamètres de modes des deux fibres. Dans notre cas, la transmission maximale estimée est de 77 %, expérimentalement nous observons une transmission moyenne de la soudure de 55 %. Après quelques optimisations cette transmission atteint en moyenne 61 %. Finalement, l'énergie de pompe maximale après le réseau de Bragg HR atteint 28 μJ. La fibre dopée utilisée est la fibre Tm1, celle-ci a les mêmes caractéristiques opto-géométriques que la fibre du réseau de Bragg, la soudure ne demande donc pas d'optimisations particulières. La longueur de la fibre a été fixée à 20 cm environ de manière à ce que l'absorption petit signal de la fibre à 1550 nm soit de 30 dB. Une clive droite en sortie de la fibre active a permis de faire un premier essai, la cavité étant formée par deux miroirs, un miroir HR sélectif en longueur d'onde et un autre de 4 % de réflexion non sélectif en longueur d'onde (clive droit de la fibre, figure 3.12). Nous observons une diminution de la durée d'impulsion avec l'énergie de

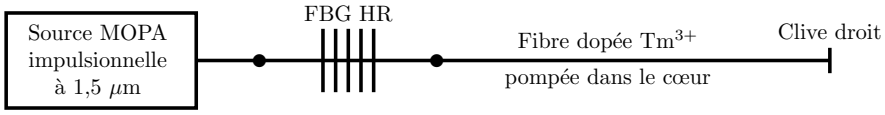


FIGURE 3.12 – Dispositif expérimental. MOPA : oscillateur maître amplifié, FBG = Miroir de Bragg, HR = Hautement réfléchissant. La fibre dopée est coupée à 90 degrés pour avoir un coupleur de sortie de 4 % de réflectivité.

pompe (Figure 3.13). Cette observation est typique d'un laser à commutation de gain. Les impulsions du laser, d'une durée de 80 ns sont cependant instables temporellement et en amplitude. Cela vient du seuil élevé du laser : au maximum de puissance de pompe, l'énergie de pompe est seulement deux fois supérieure à l'énergie de pompe au niveau du seuil de l'oscillation laser (13 μJ), ce qui reste une source d'instabilité. La fibre du réseau de Bragg HR a été réduite de 1 m à une vingtaine de centimètres pour raccourcir la longueur de cavité et donc la durée de l'impulsion laser. Pour améliorer la stabilité, on peut remplacer le miroir à 4 % par un réseau de Bragg sélectif en longueur d'onde et plus réfléchissant. Deux réseaux de Bragg ayant une réflectivité différente (17 % et 30 %) ont été utilisés pour fermer la cavité à la place de la clive. Les trois réseaux de

6. Nous sommes dans la limite de validité de la formule de Marcuse, avec V compris entre 1,2 et 4, comme présenté au chapitre 1.

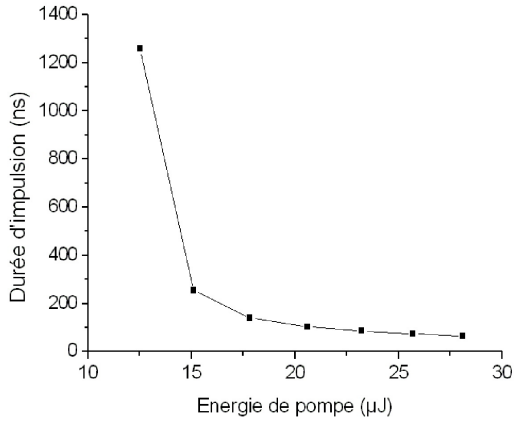


FIGURE 3.13 – Évolution de la durée d'impulsion avec l'énergie de pompe.

Bragg sont bien centrés à la même longueur d'onde (1995 nm) et n'ont donc pas besoin d'être accordés mécaniquement ou en température. La longueur de la cavité est restée la même dans les deux cas, celle-ci mesurant environ 50 cm. Avec le réseau de Bragg de 17 % de réflectivité, nous obtenons une énergie de 8,6 μJ et une durée d'impulsion de 21 ns. La proportion d'émission spontanée amplifiée reste négligeable devant l'énergie des impulsions. La puissance crête atteint 400 W avec un écart type de 15 %. Le réseau de Bragg de 30 % permet de gagner en durée d'impulsion, en puissance crête et en stabilité. Ainsi, malgré une énergie plus faible de près de 10 %, un gain sur la durée d'impulsion de 15 % (18 ns) permet de gagner en puissance crête, celle-ci atteignant 450 W avec un écart type de 5 % (Figure 3.14). Dans ces deux cas, l'impulsion à une allure gaussienne avec une légère trainée à la fin de l'impulsion. Pour ce premier dispositif expérimental, la cavité mesure environ 55 cm dont 20 cm de fibre active Tm1. Comme le présente le tableau 3.2, la durée d'impulsion est en dessous de 20 ns, mais nous aimerions encore la réduire pour gagner en puissance crête. Par ailleurs, la source de pompe composée d'une diode laser à 1550 nm modulée temporellement, n'est pas la solution la plus robuste et nous sommes actuellement limités en énergie par l'effet Brillouin.

Afin de réduire encore la durée d'impulsion, il faut diminuer à nouveau la longueur de fibre. La solution que nous avons mis en œuvre consiste à utiliser une source de pompe dont la longueur d'onde est plus haute de manière à absorber plus rapidement l'impulsion de pompe.

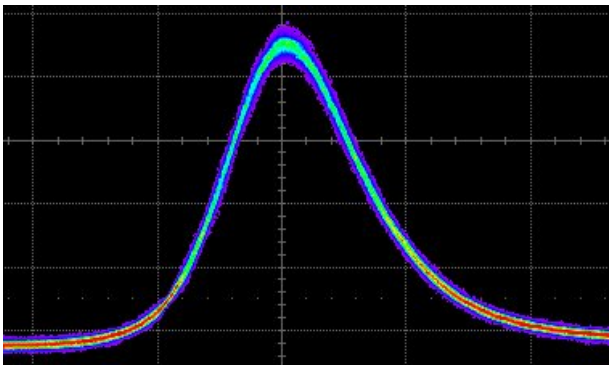


FIGURE 3.14 – Superposition de plusieurs impulsions du laser à 1995 nm avec le réseau de Bragg de 30 %. La base de temps est de 10 ns par carreau.

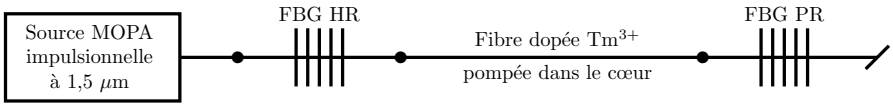
Puissance moyenne	200 mW
Fréquence	25 kHz
Énergie	8 μJ
Durée d'impulsion	18 ns
Puissance crête	450 W
Stabilité en amplitude RMS	5 %

Tableau 3.2 – Récapitulatif des performances du laser à commutation de gain à 1995 nm et pompé à 1550 nm.

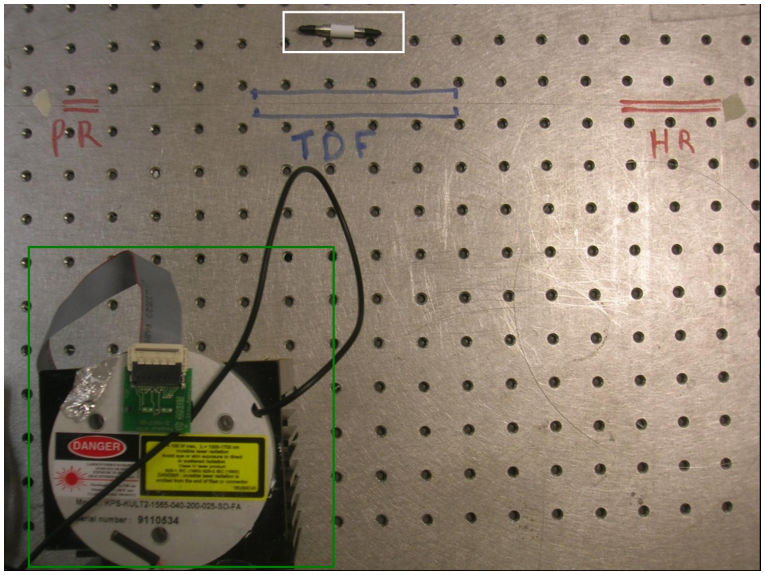
3.3.2 Deuxième dispositif expérimental

Le développement de ce nouvel oscillateur a été fait en partenariat avec une PME française, par conséquent tous les paramètres de la cavité ne seront pas donnés. Ainsi, la nouvelle source de pompe est une source laser à fibre dopée erbium commerciale centrée à la longueur d'onde λ_p. Cette source impulsionnelle délivre des impulsions de 100 ns à une fréquence comprise entre 5 kHz et 25 kHz. La fréquence de répétition est donnée par un générateur basse fréquence qui commande le laser de pompe. L'énergie des impulsions est équivalente à l'énergie des impulsions de la précédente source de pompe, soit 40 μJ. Une longueur d'onde de pompe à λ_p permet d'augmenter l'absorption linéique et donc de réduire la longueur de la fibre jusqu'à une longueur L_1. L'équilibrage de la cavité a également été modifié en utilisant un nouveau couple de réseaux de Bragg de réflectivité R_1 pour le réseau HR et R_2 pour le réseau PR toujours centrés à 1995 nm. Le montage expérimental est indiqué sur les figures 3.15. Sur ces figures on reconnait la source de pompe, les deux réseaux de Bragg et la fibre dopée thulium.

L'influence de la fréquence de répétition de la source de pompe a été analysée en



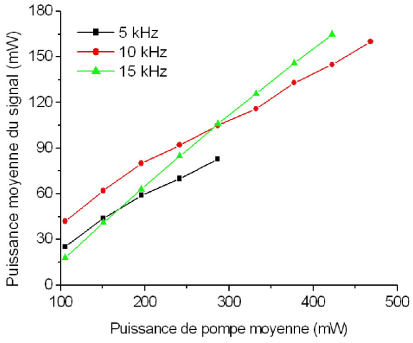
(a) MOPA : oscillateur maître amplifié, FBG = Miroir de Bragg, HR = Hautement réfléchissant et PR = Partiellement réfléchissant.



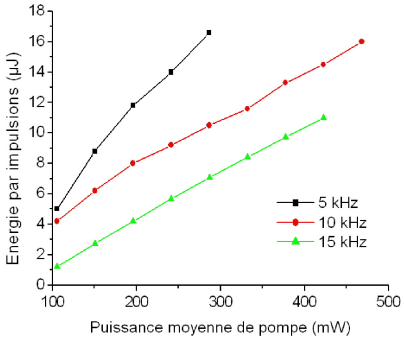
(b) Les réseaux Bragg sont repérés en rouge (HR et PR), la fibre dopée en bleu (TDF pour Thulium-Doped Fiber), la source de pompe est repérée par le carré vert et l'isolateur de sortie est représenté par un carré blanc.

FIGURE 3.15 – Montage expérimental final du laser à commutation de gain.

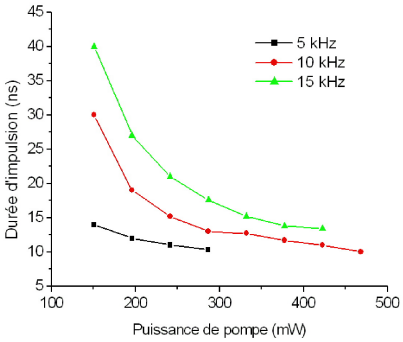
la faisant varier de 5 à 15 kHz par pas de 5 kHz tout en conservant la même cavité laser. La variation de la fréquence de répétition du laser de pompe va jouer sur l'énergie des impulsions de la source de pompe pour une puissance moyenne constante. Cela va directement influer sur l'inversion de la population et le temps d'établissement des photons dans la cavité. C'est pour cela qu'on observe une variation de la durée et de la puissance crête des impulsions du laser. Les résultats sont présentés sur la figure 3.16. Dans le but d'amplifier ultérieurement les impulsions, l'énergie des impulsions et la puissance moyenne sont des points à prendre en compte. Plus la puissance moyenne et l'énergie seront élevées, meilleure sera l'efficacité de l'amplificateur de puissance. Enfin, l'autre paramètre clef sera la durée d'impulsion, celle-ci devant être la plus courte possible afin d'obtenir le maximum de puissance crête. Sur les figures 3.16(a) et 3.16(b) sont tracées l'évolution de la puissance moyenne et de l'énergie en fonction de la puis-



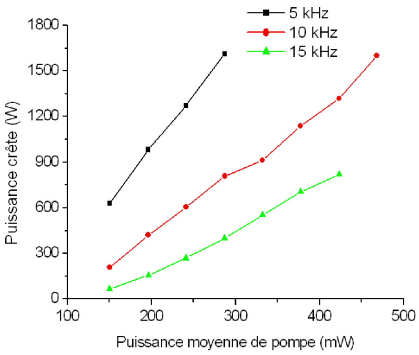
(a) Évolution de la puissance moyenne du laser.



(b) Évolution de l'énergie des impulsions.



(c) Évolution de la durée d'impulsion.

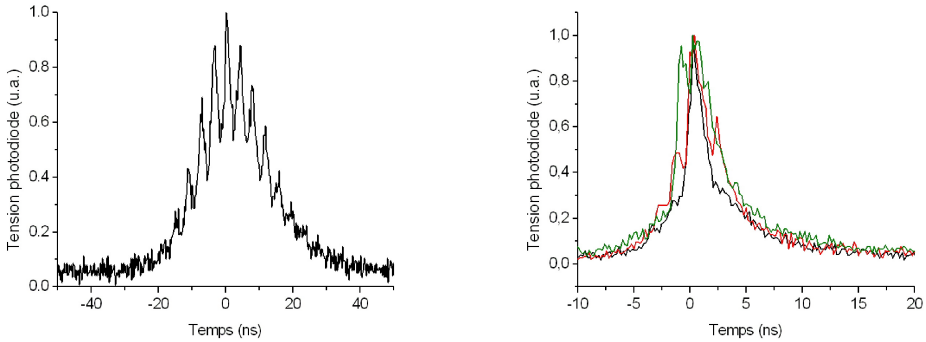


(d) Évolution de la puissance crête.

FIGURE 3.16 – Évolutions de la puissance moyenne du laser, de l'énergie, de la durée et de la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe pour différentes fréquences de répétition.

sance moyenne de pompe. La période du train d'impulsions (ici 67, 100 et 200 μs) est de l'ordre du temps de vie de la transition laser. Ainsi, à performances équivalentes, une fréquence plus haute sera privilégiée pour minimiser l'émission spontanée amplifiée entre les impulsions. C'est à 15 kHz que l'efficacité laser est la meilleure avec le maximum de puissance moyenne extraite. En revanche, en terme d'extraction d'énergie par impulsion, les performances sont identiques pour les fréquences de 5 et 10 kHz. Avec 15 kHz de taux de répétition, nous sommes limités par la puissance de la source de pompe. Par ailleurs, la durée d'impulsion (Figure 3.16(c)) reste plus grande pour cette fréquence de répétition. Il nous reste à comparer les performances pour les deux autres fréquences de répétition étant donné que pour la fréquence de 15 kHz les performances

obtenues ne sont pas les meilleures. En terme d'énergie, de durée d'impulsion et de puissance crête, les performances sont équivalentes pour les fréquences de répétition de 5 et 10 kHz. Seules les puissances moyennes mesurées sont différentes, ce qui est logique puisque la fréquence de répétition est différente. Ainsi, en vue de minimiser l'émission spontanée amplifiée dans l'amplificateur, nous allons conserver une fréquence de répétition de 10 kHz dans la suite de cette étude. La durée d'impulsion diminuant, un détecteur avec une plus grande bande passante (1 GHz) a été utilisé dans la suite afin de mesurer plus précisément la forme de l'impulsion. Ainsi, nous observons avec ce détecteur une modulation sur l'impulsion (Figure 3.17). Cette modulation est parti-



(a) Point de fonctionnement intermédiaire.

(b) Trois impulsions mesurées à un temps différent à pleine puissance.

FIGURE 3.17 – Modulation observée sur les impulsions à un point de fonctionnement intermédiaire et à pleine puissance.

culièrement marquée à plus faible puissance alors qu'à la puissance maximale du laser le contraste est plus faible. Ces modulations pourraient provenir d'un battement entre les modes longitudinaux du laser. Cette explication a été plusieurs fois proposée dans la littérature [Baker 1975, Larsen 2011]. A plus basse puissance, une plus fine partie du spectre de gain égale les pertes permettant seulement à quelques modes longitudinaux d'osciller et de battre entre eux au niveau du détecteur. Ces modes étant peu nombreux, le contraste des franges est fort. A pleine puissance, plus de modes longitudinaux oscillent dans la cavité, brouillant ainsi les franges et diminuant le contraste de celles-ci. Ces franges restent cependant présentes et l'impulsion en sortie a alors une forme aléatoire d'une impulsion à l'autre, comme le montre la figure 3.17(b).

Une autre explication de ce phénomène a également été proposée dans la littérature [Myslinski 1993, Upadhyaya 2007]. Ces modulations pourraient être à l'origine d'un

verrouillage partiel des modes longitudinaux dans la cavité. Cet effet serait lié à l'auto-modulation de phase qui induit un élargissement spectral à cause de la forte puissance crête qui se propage dans la cavité. Cependant, cet effet est possible pour des cavités longues qui permettent à plusieurs milliers voire dizaines de milliers de modes longitudinaux d'osciller. De plus, les modulations sont plus importantes lorsque la puissance du laser augmente. Dans notre cas, la cavité est courte et permet seulement à une centaine de modes d'osciller dans la bande spectrale du réseau de Bragg et l'effet s'atténue avec l'augmentation de la puissance du laser.

Ainsi, nous pensons que ces modulations sont uniquement dues au battement des modes longitudinaux du laser sur le détecteur. Alors, la période des modulations est liée au temps d'aller et retour des photons dans la cavité. Ce temps dépend de la longueur optique de la cavité du laser, de la célérité et il est donné par l'équation 3.2.

$$T = \frac{2nL}{c} \tag{3.2}$$

Avec l'équation 3.2, nous avons vérifié que la période des oscillations correspondait bien au temps d'aller-retour des photons dans la cavité.

Cela dit, ces oscillations ne sont pas très contraignantes dans la mesure où après amplification, celles-ci seront très nettement atténuées du fait de la saturation du gain à plus forte puissance qui va lisser les modulations de l'impulsion.

Le spectre a été mesuré au moyen d'un analyseur de spectre optique de haute résolution (Yokogawa 1200-2400 nm) (Figure 3.18). Sur ce spectre nous pouvons voir qu'il n'y a pas de trace d'émission spontanée amplifiée autour de la longueur d'onde du laser avec un taux d'extinction de plus de 50 dB par rapport au pic laser. Par ailleurs, nous ne remarquons pas de trace des ordres supérieurs des réseaux de Bragg (surtout les lobes secondaires du réseau HR qui sont les plus prononcés).

Finalement, les impulsions obtenues avec cette source atteignent une durée de 10 ns pour une énergie de 16 μJ et une puissance crête estimée de 1,6 kW. L'efficacité laser atteint 32 %. Dans le but d'augmenter la puissance crête des impulsions, plusieurs solutions peuvent être envisagées comme la réduction de la longueur de la cavité ou bien le changement de la source de pompe. La fibre active est déjà fortement dopée, il sera difficile de réduire sa longueur en conservant la source de pompe actuelle. Il est cependant possible d'augmenter encore la longueur d'onde de la source de pompe, mais la source utilisée précédemment est déjà à la limite de la bande d'émission efficace de l'erbium (environ 1560 nm). Une autre solution consisterait à photo-inscrire les réseaux

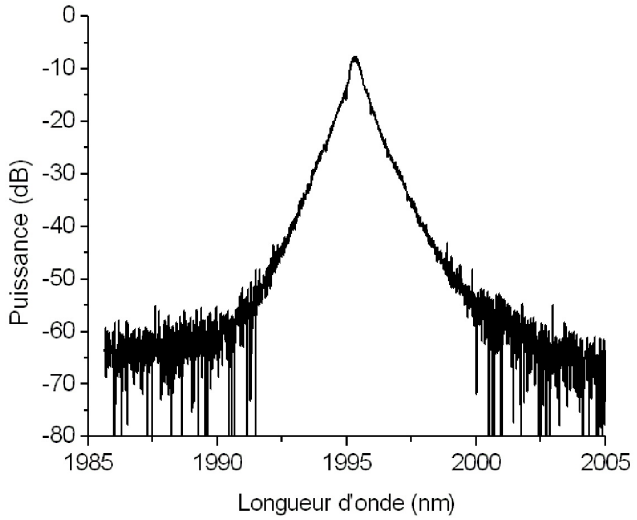


FIGURE 3.18 – Spectre optique mesuré à la puissance moyenne maximale (160 mW) pour une fréquence de répétition de 10 kHz.

de Bragg directement dans le cœur de la fibre dopée afin de s'affranchir des soudures dans la cavité mais aussi des morceaux de fibre passive des réseaux de Bragg présents dans la cavité. Ces trois solutions ont pour but de réduire la longueur de la cavité et donc de diminuer la durée d'impulsion. Cependant, le continuum qui doit être réalisé avec la fibre en ZBLAN doit être large spectralement tout en ayant une densité spectrale de puissance élevée. Pour cela, il faut augmenter la puissance moyenne, ce qui signifie, à énergie constante, d'augmenter de la fréquence de répétition des impulsions. Cette solution va aussi augmenter la durée des impulsions et donc diminuer la puissance crête, comme nous l'avons montré expérimentalement (Figure 3.16(c)). L'ajout d'un étage d'amplification semble donc être la meilleure alternative pour extraire un maximum de puissance crête avec un maximum de puissance moyenne. Nous allons conserver la source en l'état pour l'amplifier et essayer d'atteindre plus de 10 kW de puissance crête par impulsion.

3.4 Amplification des impulsions dans une fibre monomode double-gaine pompée par diodes

3.4.1 Résultats expérimentaux de l'amplificateur

Avec l'ajout d'un étage d'amplification, la source laser devient une architecture de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier)[7]. L'oscillateur est donc composé du laser à commutation de gain présenté précédemment. Il est protégé contre les retours de puissance par un isolateur fibré qui va bloquer les signaux contra-propagatifs vers l'oscillateur maître (Figures 3.19 et 3.20). Afin de coupler le signal dans le cœur de la

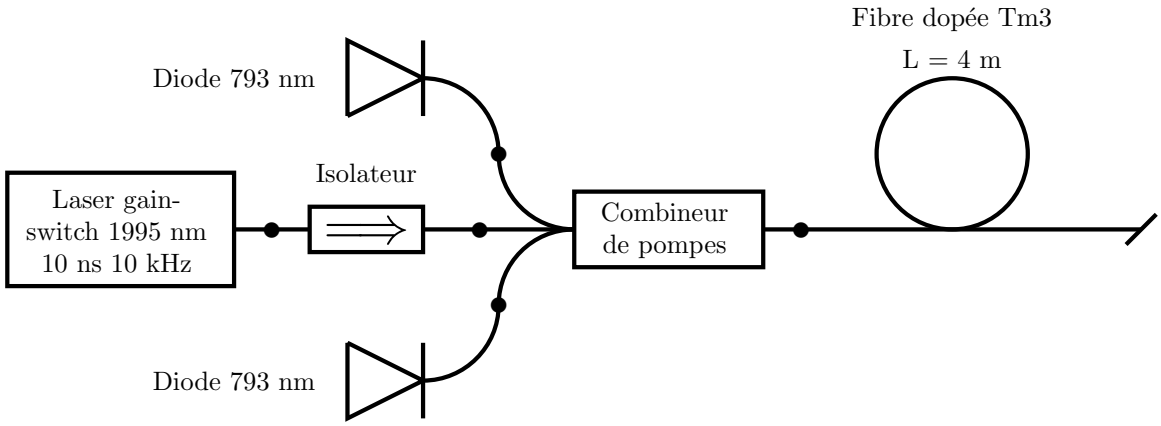


FIGURE 3.19 – Montage expérimental de l'amplificateur avec la fibre dopée Tm3 en pompage co-propagatif.

fibre dopée Tm3 et la pompe dans la gaine multimode, nous utilisons un combineur de pompes qui couple un signal monomode dans le cœur d'une fibre double gaine et deux fibres multimodes dans la gaine de la fibre double gaine. L'ensemble laser et isolateur est soudé à la fibre d'entrée du combineur de pompes. Nous nous retrouvons dans une configuration où le signal laser et le signal de pompe se propagent dans le même sens (pompage co-propagatif). Deux diodes lasers de pompe à 793 nm de 3 W chacune sont soudées aux fibres multimodes du composant. Enfin, la fibre double-gaine en sortie du combineur de pompes est soudée à la fibre dopée Tm3 qui mesure environ 6 m de sorte à absorber tout le signal de la pompe. Pour être sûr de ne mesurer que le signal se propageant dans le cœur, une fibre simple gaine monomode a été soudée en sortie. Nous

7. Oscillateur maître amplifié.

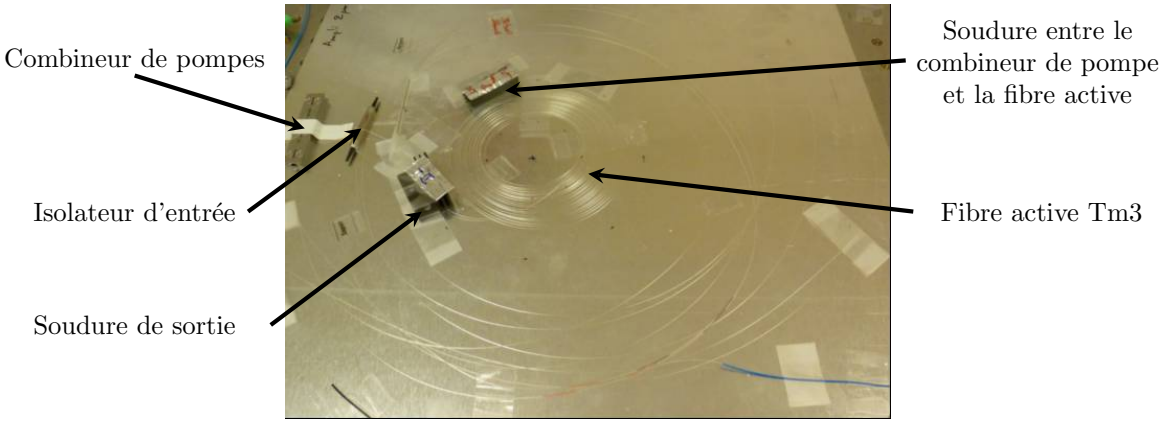


FIGURE 3.20 – Photo du montage expérimental de l'amplificateur avec la fibre dopée Tm3 en pompage co-propagatif.

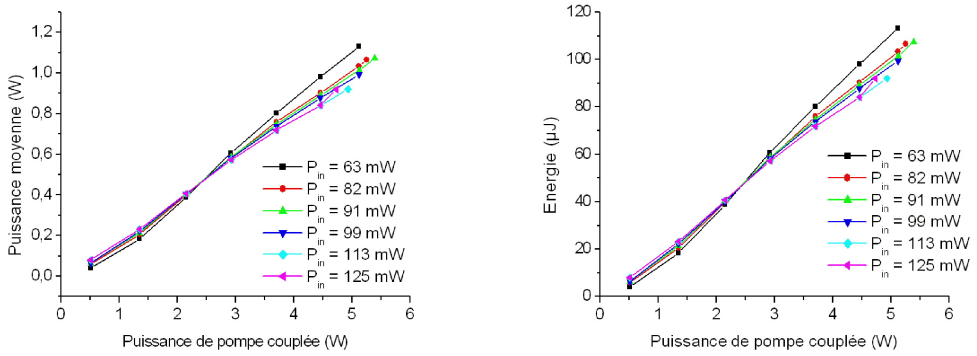
obtenons finalement un système totalement fibré, comme le monde la figure 3.20.

Finalement 5,5 W de puissance de pompe sont disponibles en entrée de la fibre active. Concernant le signal, la puissance a été mesurée à différents points de fonctionnement pour différentes puissances de pompe de l'oscillateur maître. Au minimum 63 mW et au maximum 125 mW sont injectés dans le cœur de la fibre dopée à une cadence de 10 kHz. Ces puissances ont été mesurées avant l'ajout de la fibre active, à la sortie du combineur de pompes. Lors de l'augmentation de la puissance de pompe nous pouvons observer une augmentation significative de la durée d'impulsion. Cette observation est valable pour toutes les puissances injectées. De plus, nous avons observé un élargissement spectral significatif vers les hautes longueurs d'onde. Une cartographie du fonctionnement de l'amplificateur a été faite pour différentes puissances moyennes en entrée et donc différentes durées d'impulsion. Ces données du signal injecté à l'entrée de la fibre active sont indiquées dans le tableau 3.3. Nous pouvons remarquer une augmentation de la durée d'impulsion (30 %) et une petite baisse (10 %) de la puissance moyenne entre ces données et les mesures présentées dans le paragraphe précédent. Nous expliquons cette baisse par un mauvais vieillissement des soudures dans la cavité, les deux expériences ayant été réalisées à plusieurs semaines d'intervalle.

Pour ces différentes conditions d'injection, nous avons mesuré la puissance moyenne (Figure 3.21(a)), l'énergie (Figure 3.21(b)), la durée d'impulsion (Figure 3.24(a)) et calculé la puissance crête (Figure 3.24(b)). Le maximum de puissance moyenne en sortie de l'amplificateur est obtenu pour la plus petite puissance moyenne injectée, celle-ci dé-

Puissance moyenne	63 mW	82 mW	91 mW	99 mW	113 mW	125 mW
Durée d'impulsion	19,7 ns	16,3 ns	16,0 ns	15,6 ns	13,5 ns	12,9 ns

Tableau 3.3 – Puissance moyenne et durée des impulsions injectées dans le cœur de la fibre dopée Tm3 à une fréquence de répétition constante égale à 10 kHz.



(a) Évolution de la puissance moyenne.

(b) Évolution de l'énergie des impulsions.

FIGURE 3.21 – Évolutions de la puissance moyenne et de l'énergie des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour différentes conditions d'injection.

passant le watt. Pour les deux plus fortes puissances injectées dans l'amplificateur, nous observons une saturation de la puissance moyenne. Ce phénomène pourrait être dû à une fibre active trop courte dont le gain serait saturé le long de la fibre pour les plus fortes puissances de pompe diminuant ainsi l'absorption des photons de pompe et diminuant alors l'efficacité laser. Nous avons mesuré le spectre optique des impulsions en sortie de l'amplificateur (Figure 3.22) avec notre analyseur de spectre optique de haute résolution (Yokogawa 1200-2400 nm). Nous pouvons observer un fort élargissement spectral vers les hautes longueurs d'onde, au-delà même de 2,4 μm. La forte puissance crête se propageant dans la fibre est à l'origine du continuum et ainsi une partie de l'énergie des impulsions se décale vers les grandes longueurs d'onde. D'après ces spectres, nous pouvons calculer la proportion de puissance qui se situe dans le pic d'émission laser (entre 1985 nm et 2005 nm). Pour la plus forte puissance de pompe, plus de 50 % du signal se trouve hors du pic d'émission laser. Or, au-delà de 2,2 μm, les pertes linéiques de la silice augmentent exponentiellement (Figure 3.23) et nous pensons que l'effet de saturation observé est induit par l'élargissement spectral qui dépasse la fenêtre de transmission de

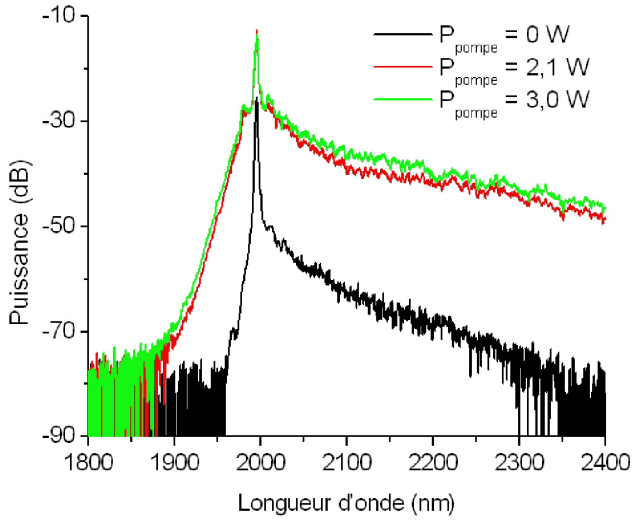


FIGURE 3.22 – Spectres mesurés en sortie de l'amplificateur pour trois puissances de pompe différentes. Dans ce cas, la puissance moyenne en entrée est de 125 mW et la durée d'impulsion de 12,9 ns.

la silice. Cet effet est moindre pour les plus petites puissances injectées car la puissance crête en entrée est plus faible. Ainsi, les nonlinéarités accumulées pendant l'amplification seraient moins importantes, impliquant alors un élargissement spectral plus faible. Il est à noter également qu'un élargissement spectral plus faible peut être observé avec simplement la propagation des impulsions dans l'amplificateur à une puissance de pompe nulle. L'efficacité laser la meilleure, obtenue pour 63 mW de puissance injectée atteint 21 %. Par ailleurs, dans tous ces cas, nous n'avons pas mesuré de présence significative d'émission spontanée amplifiée (Figure 3.22). Si l'on regarde maintenant l'évolution de la durée d'impulsion avec la puissance de pompe, on observe une augmentation significative d'au minimum 60 % entre la durée de l'impulsion en entrée de l'amplificateur et la durée après amplification à la puissance de pompe maximale (Figure 3.24(a)). Cette augmentation est linéaire et la pente semble être la même quelque soit les conditions d'injection. Cet effet a une répercussion sur la puissance crête. En effet, si l'on regarde l'évolution de la puissance crête avec la puissance de pompe pour les différentes conditions d'injection (Figure 3.24(b)), nous remarquons un effet de saturation plus ou moins important suivant les conditions d'injection. La limitation de la puissance crête est liée à deux effets, le premier effet vient de l'augmentation de la durée de l'impulsion et le

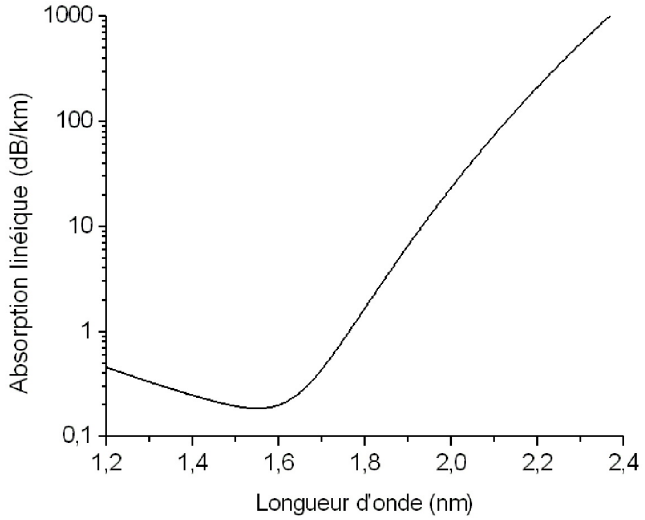


FIGURE 3.23 – Absorption linéique de la silice en fonction de la longueur d'onde, d'après [Buck 1995].

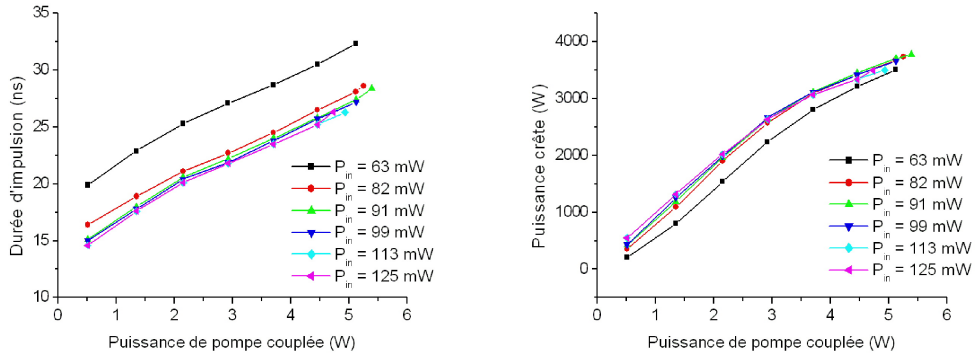
deuxième effet vient de la saturation de la puissance moyenne. La saturation du gain le long de l'impulsion peut être responsable de son allongement. Cette hypothèse sera discutée dans la suite avec l'appui d'un modèle numérique.

Dans le meilleur des cas, c'est-à-dire lorsque la plus forte puissance crête est extraite, nous obtenons les performances du tableau 3.4. Dans ce dernier cas, la durée d'impul-

Puissance moyenne maximale	1,07 W
Durée d'impulsion maximale	28,4 ns
Durée d'impulsion initiale	16,0 ns
Puissance crête maximale	3,8 kW
Efficacité laser	21 %

Tableau 3.4 – Meilleure performance atteinte en terme de puissance crête avec l'amplificateur pour une injection à 91 mW.

sion augmente de 80 % ce qui fait baisser d'autant la puissance crête atteignable. Avec ce type d'amplificateur nous n'arrivons pas à atteindre l'objectif fixé étant donné que la puissance crête maximale atteinte est de 3,8 kW, puissance crête inférieure aux 10 kW fixés. Nous avons analysé l'évolution de la durée de l'impulsion avec la puissance de pompe et nous avons remarqué que celle-ci s'élargissait par l'avant, cette mesure a été



(a) Évolution de la durée d'impulsion.

(b) Évolution de la puissance crête.

FIGURE 3.24 – Évolutions de la durée et la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour différentes conditions d'injection.

faite en synchronisant l'oscilloscope sur les impulsions issues du générateur de signaux qui alimente la source de pompe du laser à commutation de gain (Figure 3.25). Cette observation est typique d'un phénomène de saturation du gain dans le milieu amplificateur.

Dans ce régime, McComb *et al.* [Mccomb 2009, Frith 2009] ont atteint des performances similaires en terme d'énergie et de puissance crête à une fréquence légèrement supérieure à 20 kHz. En revanche, au total, près de 20 W de puissance de pompe ont été nécessaires pour atteindre ces mêmes performances alors que nous utilisons ici quatre fois moins de puissance de pompe. L'auteur ne fait état d'aucun effet non linéaire, ni aucune augmentation significative de la durée d'impulsion avec la puissance de pompe.

Dans la suite, un modèle est présenté afin de prévoir l'effet de la saturation du gain dans un amplificateur sur la forme de l'impulsion.

3.4.2 Modélisation de l'amplification des impulsions à partir du modèle de Frantz et Nodvik

Comme nous avons pu le remarquer précédemment, la durée des impulsions augmente lors de l'amplification dans la fibre Tm3. Un effet de la saturation du gain pendant la propagation de l'impulsion pourrait être responsable de cet élargissement. Dans cette partie nous allons modéliser la saturation du gain à partir des travaux de Frantz et Nodvik qui traduit cet effet de saturation durant l'amplification des impulsions dans le milieu amplificateur.

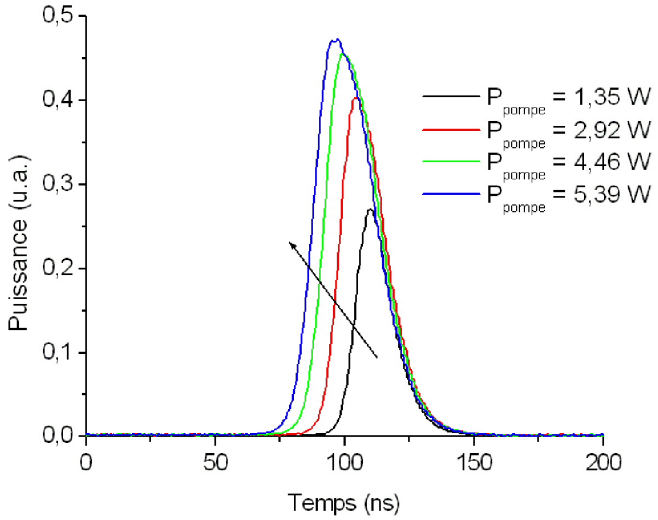


FIGURE 3.25 – Évolutions des impulsions pour plusieurs puissances de pompe. L'oscilloscope est synchronisé sur le GBF qui commande l'oscillateur, on peut donc remarquer une augmentation de la durée par l'avant de l'impulsion. Le point de fonctionnement est celui présenté dans le tableau 3.4. La bande passante du système de détection est de 1 GHz.

Le modèle de Frantz et Nodvick [Frantz 1963, Koechner 1999] permet une analyse simplifiée du comportement des amplificateurs. Ce modèle a été développé pour des amplificateurs à milieu solide et s'applique au calcul de l'énergie extraite du milieu amplificateur suivant les hypothèses suivantes :

- pas de présence d'émission spontanée : dans notre cas, l'énergie de l'impulsion incidente en entrée de l'amplificateur est de l'ordre de l'énergie de saturation, nous pouvons donc considérer que pendant l'impulsion, la proportion d'émission spontanée émise est négligeable ;
- la durée de l'impulsion en entrée est très inférieure au temps de vie de la transition laser : cette hypothèse est vérifiée puisque la durée des impulsion est de l'ordre de 10 ns alors que l'ordre de grandeur de la durée de vie de la transition laser est de 100 μs.

Ce modèle permet de calculer le gain que voit l'impulsion au cours de sa propagation sachant que l'inversion de la population varie au cours de l'impulsion. Suivant la forme de l'impulsion en entrée, cet effet de saturation peut se traduire par une augmentation ou une diminution de la durée d'impulsion. Selon les hypothèses présentées précédemment,

nous pouvons calculer le gain que subit chaque partie de l'impulsion à un instant t :

$$\begin{aligned} G(t) &= \frac{G_0}{G_0 + (1 - G_0) exp \frac{E_{in}(t)}{E_{sat}}} \\ E_{sat} &= \frac{hcA_{eff}(\lambda_s)}{\lambda_s \Gamma(\lambda_s)(\sigma_a(\lambda_s) + \sigma_e(\lambda_s))} \end{aligned} \tag{3.3}$$

G_0 étant le gain au début de l'impulsion, E_{sat} l'énergie de saturation qui dépend : de l'aire effective A_{eff} à la longueur d'onde λ_s, de la longueur d'onde λ_s, des sections efficaces à la longueur d'onde λ_s et de :

$$E_{in}(t) = \int_0^t P_{in}(u) du \tag{3.4}$$

$E_{in}(t)$ étant la proportion d'énergie de l'impulsion qui entre dans l'amplificateur à l'instant t. L'énergie de saturation, qui se calcule à partir des données spectroscopiques et opto-géométriques de la fibre dopée, traduit la saturation de l'inversion de population. Les données utilisées sont celles de la fibre Tm3, présentée au chapitre 2. Ainsi, l'équation 3.3 traduit la saturation du gain pendant la propagation de l'impulsion dans le milieu amplificateur[8]. On remarque notamment que lorsque l'impulsion entre dans le milieu amplificateur, le début de l'impulsion va subir un gain égal à G_0. Lorsque l'impulsion a traversé le milieu amplificateur, $E_{in}(t)$ étant plus grand, le gain subit par l'impulsion sera alors plus faible. C'est cette différence de gain au début et à la fin de l'impulsion qui est responsable de l'élargissement de l'impulsion par l'avant. Le gain appelé G_0 est inconnu dans notre cas bien qu'il soit calculable dans des cas simples [Canat 2006]. Dans ce modèle, une impulsion est considérée comme une perturbation de l'état d'équilibre qui est établit et qui maintient la population du niveau supérieur égale à une constante. Cet équilibre se fait entre la désexcitation des ions au niveau supérieur et l'excitation d'autres ions à ce même niveau par l'absorption de la pompe. Dans le cas où la fréquence de répétition est faible (voire nulle) où on peut considérer que toutes les impulsions voient le même gain G_0 lors de leur entrée dans l'amplificateur, G_0 est facilement calculable et est égal au gain petit signal. Dans le cas où la fréquence de répétition est très grande devant l'inverse du temps que met l'inversion de population pour se rééquilibrer, l'amplificateur peut être considéré comme un amplificateur en régime continu. Dans notre cas intermédiaire, il n'est pas facile de déterminer G_0

8. Nous avons déjà eu l'occasion de parler de la saturation du gain au cours de la propagation d'une impulsion au paragraphe 3.3.1.

mais nous connaissons expérimentalement le gain total de l'amplificateur puisque nous connaissons la puissance en entrée et la puissance en sortie :

$$G(dB) = 10 \times log\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) \tag{3.5}$$

Ainsi, nous allons analyser l'augmentation de la durée d'impulsion en fonction du gain total en faisant varier G_0. Nous prenons en compte la puissance totale intégrée sur tout le spectre optique en sortie. Dans le tableau 3.5 sont indiqués les gains calculés ainsi que les durées d'impulsion correspondantes qui ont été mesurées pour différentes puissances de pompe et avec la même impulsion en entrée. Le gain total et la durée d'impulsion en sortie sont les données qui seront comparées au modèle.

P_{out} (mW)	64	214	404	586	747	892	1013	1074
G (dB)	-1,5	3,8	6,5	8,1	9,2	10,0	10,5	10,8
Δt (ns)	16,1	18,0	20,6	22,2	24,0	25,8	27,4	28,4

Tableau 3.5 – Évolutions de la puissance moyenne, du gain et de la durée d'impulsion pour différentes puissances de pompe pour la même impulsion en entrée. La puissance moyenne entrée est égale à 90 mW, la durée d'impulsion est de 16 ns et la fréquence de répétition égale à 10 kHz.

La forme de l'impulsion en entrée est importante car c'est elle qui va directement jouer sur l'évolution du gain lors de son amplification. Les impulsions qui sont mesurées expérimentalement ne sont pas exploitables car les impulsions qui se suivent sont différentes les unes des autres à cause de la modulation induite par le battement des modes longitudinaux (Figure 3.17(b)). L'impulsion pourrait être modélisée par une fonction gaussienne, mais cette approximation ne représente pas réellement la forme de l'impulsion. Dans un laser à commutation de gain ou à commutation de pertes, l'inversion de la population croit linéairement avec le temps en réponse à un échelon de puissance de pompe. Ceci implique que l'émission laser est de la forme d'une exponentielle croissante [Siegman 1986]. Ensuite, le reste de l'impulsion peut être modélisée par une fonction gaussienne. Ainsi, l'impulsion utilisée dans le modèle suit une forme exponentielle au début, jusqu'à ce qu'elle s'établisse à la moitié de la puissance crête et celle-ci est ensuite modélisée par une gaussienne. L'impulsion utilisée dans la simulation et une impulsion gaussienne de même largeur à mi-hauteur sont tracées en figure 3.26.

D'après les résultats de la figure 3.27, nous pouvons remarquer une augmentation de la durée de l'impulsion quelle que soit l'impulsion en entrée. Pour l'impulsion gaussienne,

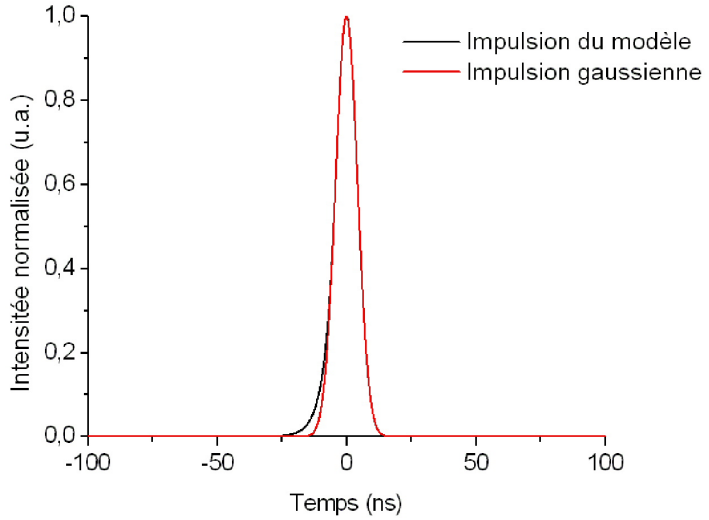


FIGURE 3.26 – Forme d'impulsion utilisée dans le modèle comparée à une impulsion gaussienne.

l'élargissement temporel n'est pas suffisant pour expliquer l'observation expérimentale. En revanche, en considérant une forme d'impulsion, qui physiquement correspond mieux à l'expérimentation, nous observons un élargissement plus conséquent qui évolue comme les résultats expérimentaux. Le gain à partir duquel l'élargissement devient significatif est plus élevé que celui observé expérimentalement, cependant la tendance semble être la même. L'impulsion s'élargit par l'avant (Figure 3.28), comme nous l'observons expérimentalement (Figure 3.25).

Mccomb [Mccomb 2009] ne mentionne pas d'élargissement temporel lors de l'amplification des impulsions issues de son laser à commutation de gain, alors que la fibre utilisée possède les mêmes caractéristiques que celle utilisée dans notre expérimentation. Les impulsions de Mccomb sont légèrement plus longues, celles-ci atteignent 27 ns. La fréquence de répétition est au minimum de 30 kHz et l'énergie extraite de l'amplificateur atteint 100 μJ. Le modèle donne un élargissement temporel jusqu'à 34 ns pour une énergie extraite de 100 μJ. Comme ils utilisent un pompage contra-propagatif, nous avons essayé avec notre amplificateur pour voir si cela avait un effet sur l'élargissement de l'impulsion, mais les résultats sont identiques.

Ce modèle simple, nous permet de conclure que l'élargissement de l'impulsion semble bien dû à la saturation du gain. En effet, le calcul de la durée de l'impulsion en fonction

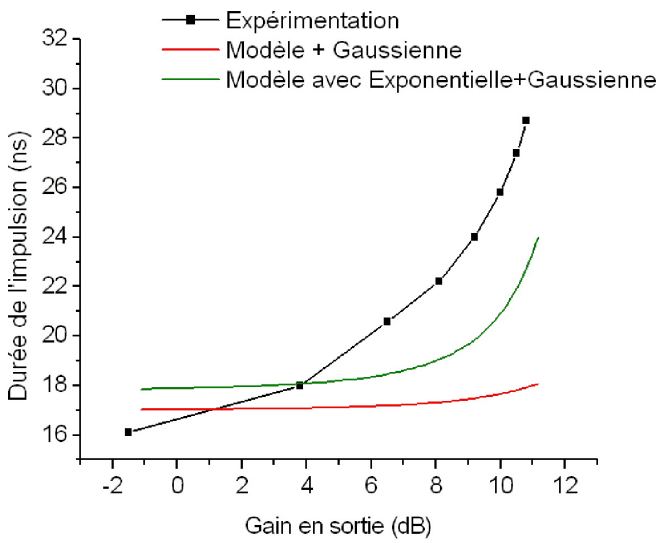


FIGURE 3.27 – Évolution de la durée de l'impulsion avec le gain total ($G_{total} = 10 \times \log\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right)$) en sortie de l'amplificateur. Comparaison entre la mesure expérimentale et le modèle.

du gain total avec le modèle suit la même allure que le résultat expérimental avec une forme approchée de l'impulsion. De plus, l'élargissement de l'impulsion se fait par l'avant (Figures 3.25 et 3.28) dans les deux cas. Pour remédier à cet effet, d'après l'équation 3.3 il faut augmenter l'énergie de saturation en augmentant l'aire effective du mode.

3.5 Amplification des impulsions dans une fibre à large cœur

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'élargissement de l'impulsion observé pouvait être dû à la saturation du gain dans l'amplificateur monomode. L'énergie de saturation de la fibre active varie linéairement avec l'aire effective du mode et une augmentation de celle-ci va implicitement jouer sur la saturation du gain. Nous avons ainsi développé un autre amplificateur avec une fibre active à large cœur de type LMA (Large Mode Area).

Nous avons donc réalisé le nouvel amplificateur totalement fibré présenté en figure 3.29. La fibre active utilisée est une fibre à gros cœur dopée thulium de type LMA, les paramètres opto-géométriques sont donnés dans le tableau 3.6. Nous pouvons remar-

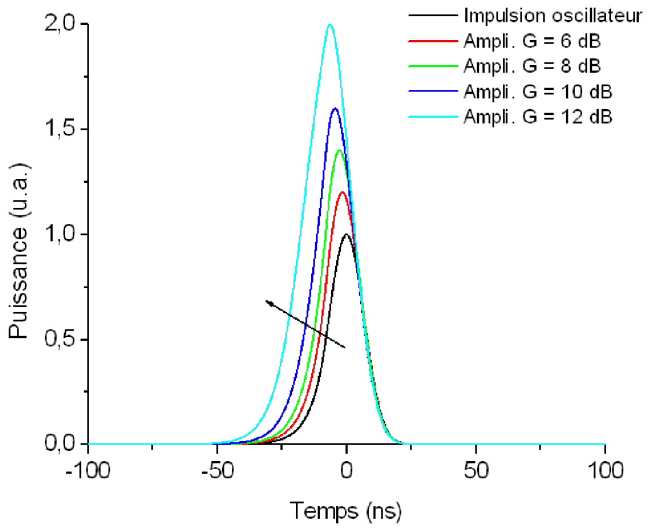


FIGURE 3.28 – Évolution de l'impulsion avec le gain en sortie de l'amplificateur. On remarque l'élargissement de l'impulsion par l'avant.

Diamètre du cœur	25 μm
Ouverture numérique	0,1
Diamètre de la gaine	250 μm
Ouverture numérique de la gaine	0,46
Fréquence réduite	3,9
Diamètre du mode (Marcuse)	21,5

Tableau 3.6 – Paramètres opto-géométriques de la fibre LMA dopée thulium.

quer que la fibre active est légèrement multimode avec une fréquence réduite supérieure à 2,4 mais aussi inférieure à 4, ce qui permet d'utiliser l'approximation de Marcuse.

La fibre active est soudée à un combineur de pompes dont les fibres signal d'entrée et de sortie sont à gros cœur, les paramètres opto-géométriques étant les mêmes que la fibre active, cela limite les pertes au niveau de la soudure entre le combineur de pompes et la fibre active. Afin d'assurer une amplification significative, six diodes de pompe à 793 nm sont soudées aux 6 fibres multimodes du combineur de pompes de manière à avoir au total plus de 20 W de puissance de pompe couplée dans la gaine de la fibre LMA. La différence des tailles de modes entre les fibres monomodes utilisées au niveau de l'oscillateur (plus particulièrement au niveau de l'isolateur) et la fibre LMA impose de réaliser des soudures optimisées. Après quelques optimisations (que nous ne

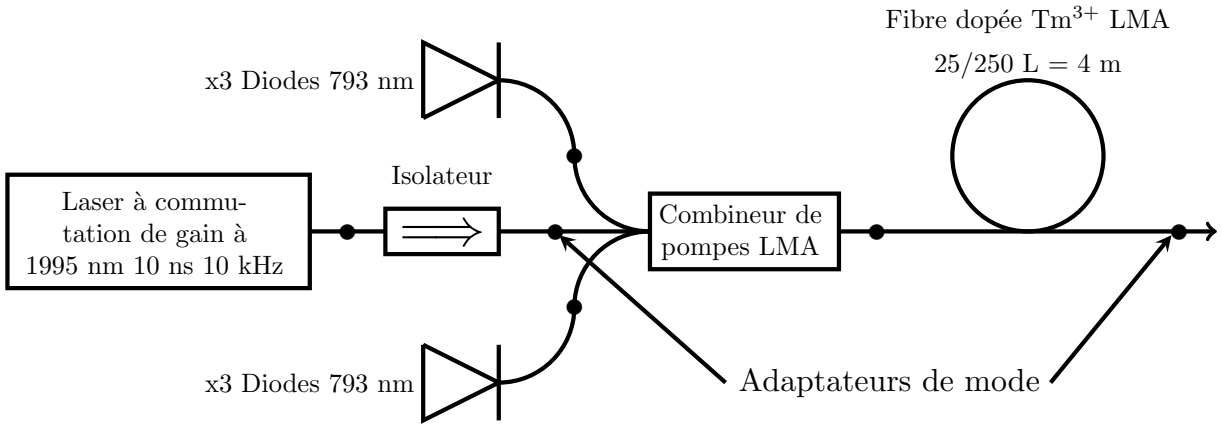


FIGURE 3.29 – Montage expérimental de l'amplificateur à fibre dopée thulium à gros cœur (LMA) en pompage co-propagatif.

détaillerons pas ici), les pertes au niveau d'une soudure sont de 3 dB avec la réalisation d'adaptateurs de modes [9]. La fibre active est enroulée entre deux plaques de métal pour limiter son échauffement (Figure 3.30). Le diamètre d'enroulement de la fibre active est choisi de sorte à ne pas créer de pertes par courbures pour le mode fondamental tout en permettant un filtrage des modes d'ordre supérieur. En effet, l'utilisation d'une fibre LMA peut résulter en l'excitation de certains modes d'ordre supérieur, qu'il faut atténuer afin de conserver le maximum d'énergie dans le mode fondamental. Les pertes par courbures sont différentes suivant les modes transverses qui se propagent dans la fibre [Marcuse 1976]. Un mode d'ordre supérieur, qui est plus évanescent, sera plus sensible aux pertes par courbures que le mode fondamental. Cette propriété est utilisée dans les amplificateurs de forte puissance [Koplow 2000] pour diminuer l'énergie présente dans les modes d'ordre supérieur. Comme en entrée, à la sortie de l'amplificateur une soudure avec adaptation du mode est réalisée vers une fibre monomode afin de s'assurer d'avoir un signal monomode transverse en sortie. La fibre de sortie a été choisie de sorte que son diamètre de mode se rapproche de celui des fibres ZBLAN utilisées pour la génération de supercontinuum.

Lors de l'amplification dans une fibre monomode, nous observions un fort élargissement de l'impulsion, cet élargissement variant avec l'énergie des impulsions incidentes dans l'amplificateur. Cette observation nous a contraint à choisir un point de fonction-

9. Nous appelons un adaptateur de modes une soudure optimisée qui permet d'améliorer le couplage du signal entre deux fibres dont les aires effectives de mode sont très différentes.

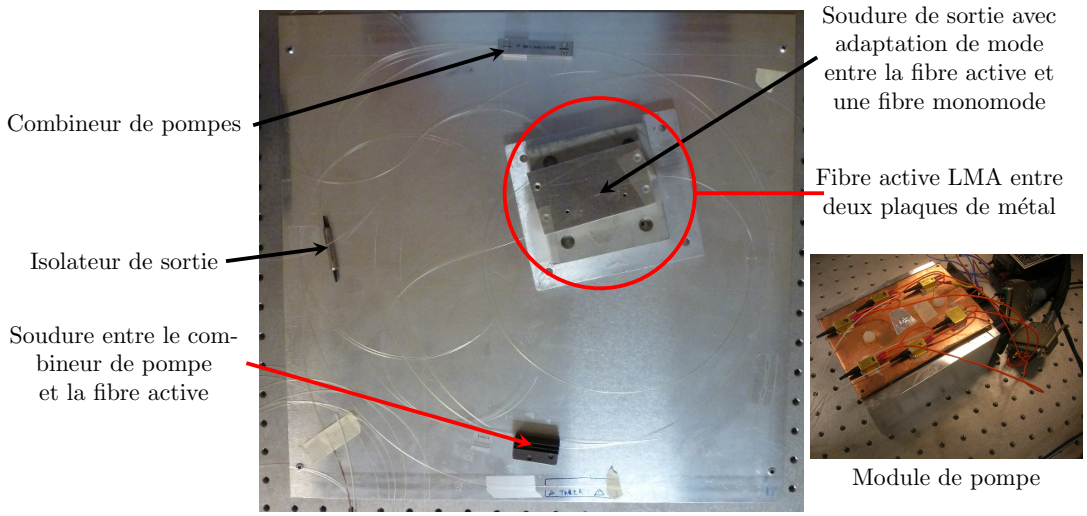
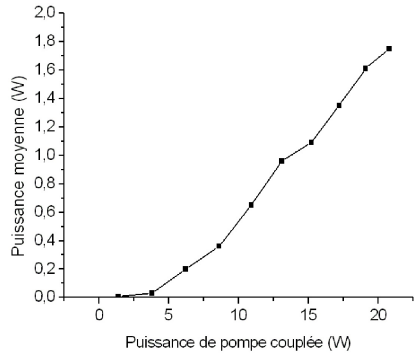


FIGURE 3.30 – Photo du montage expérimental de l'amplificateur à gros cœur (LMA) en pompage co-propagatif. LMA = Large Mode Area.

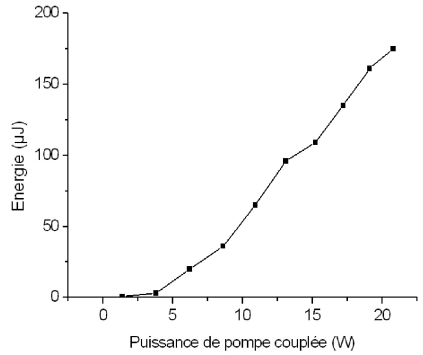
nement optimal qui permet de délivrer le plus de puissance crête. Avec l'amplification dans la fibre LMA, nous observons ici un plus faible élargissement de l'impulsion (de l'ordre de 35 %), et ce quelle que soit l'énergie des impulsions en entrée. Par conséquent, nous nous sommes placés directement dans le cas le plus favorable, à savoir la durée des impulsions est de 10 ns[10] en entrée et la puissance moyenne est de 70 mW (140 mW avant la soudure d'entrée entre le combineur de pompes et l'isolateur de sortie du laser à commutation de gain).

La caractérisation complète de l'amplificateur est présentée sur la figure 3.31. La puissance en sortie est mesurée après l'adaptateur de mode de la fibre active LMA vers une fibre monomode avec 3 dB de pertes, la puissance moyenne atteint ainsi 1,75 W. L'émission spontanée amplifiée reste également négligeable (moins de 1 %) dans notre cas et ce quelle que soit la puissance de pompe. Nous observons une légère augmentation linéaire de la durée d'impulsion avec la puissance de pompe jusqu'à 13,7 ns (Figure 3.31(c)). Finalement, la puissance crête atteint 12,8 kW, soit plus de 3 fois plus que dans le cas de l'amplificateur monomode alors que la puissance moyenne augmente seulement de 60 % (Figure 3.34(a)). L'efficacité totale est du même ordre de grandeur que dans le cas de l'amplificateur monomode, celle-ci atteignant 22 % et le gain total est

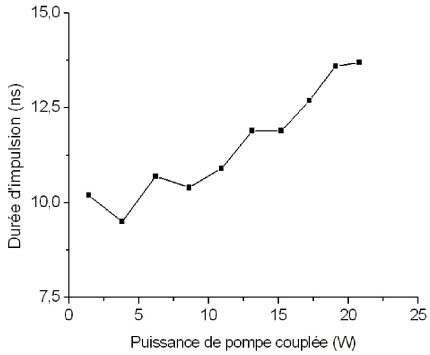
10. Les soudures à l'intérieur de la cavité de l'oscillateur ont été refaites, ce qui explique que l'on retrouve la même durée d'impulsion présentée au début du chapitre.



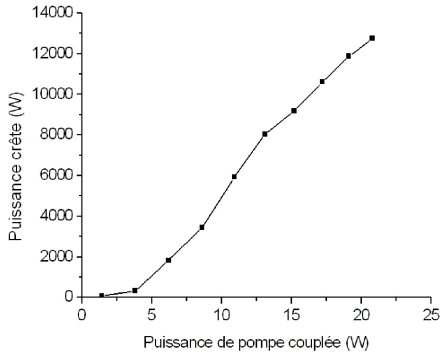
(a) Évolution de la puissance moyenne.



(b) Évolution de l'énergie des impulsions.



(c) Évolution de la durée d'impulsion.



(d) Évolution de la puissance crête.

FIGURE 3.31 – Évolutions de la puissance moyenne, de l'énergie, de la durée et de la puissance crête des impulsions avec l'amplificateur LMA en fonction de la puissance de pompe couplée.

de 17 dB. Une meilleure gestion de la température de la fibre active (plaques de cuivre plus module Peltier) pourrait améliorer de quelques pourcents l'efficacité laser et la puissance extraite de l'amplificateur. Si on considère les puissances et énergie mesurées en sortie de la fibre active juste avant l'adaptateur de mode, l'énergie des impulsions atteint au maximum 350 μJ et la puissance crête 26 kW, soit près de 3 fois plus que l'objectif fixé. Sur toute la plage de puissance, nous n'observons pas d'effet laser parasite dans l'amplificateur comme cela a pu être souligné dans d'autres travaux qui ont résulté en l'augmentation de la fréquence de répétition de l'oscillateur maître [Creeden 2009].

Les adaptateurs de modes réalisés au laboratoire restent à améliorer car leur trans-

mission (surtout pour l'adaptateur de mode en sortie) n'est que de 50 %. De plus, lors de l'amplification, pour des puissances de pompe intermédiaires, nous observons des variations de la puissance moyenne de l'ordre de 30 % en sortie du laser. Nous pensons que cela vient du fait que le signal se propageant dans le cœur de la fibre LMA est légèrement multimode. En effet, la puissance du laser varie lorsque l'on change la position des fibres LMA sur la table d'expérimentation. A plus forte puissance, un filtrage par le gain permet de défavoriser l'excitation du mode d'ordre supérieur et la puissance ne varie plus avec la position des fibres. Ce point pourrait être travaillé en améliorant le couplage du signal dans la fibre LMA du combineur de pompes avec l'adaptateur de mode en entrée pour exciter uniquement le mode fondamental et permettrait alors de ne plus observer de variations de puissance en sortie de l'amplificateur.

Spectralement, nous observons également un élargissement au delà de 2,4 μm (Figure 3.32) semblable à celui observé avec l'amplificateur monomode. Si l'on compare la proportion de signal au delà de 2050 nm, on trouve 19 % dans le cas de l'amplificateur monomode et 30 % dans le cas de l'amplificateur LMA. L'utilisation d'une fibre ayant une large aire modale nous a permis d'augmenter l'énergie de saturation et aussi d'augmenter le coefficient non linéaire, celui-ci étant inversement proportionnel à l'aire effective. Le rapport entre les aires de la fibre amplificatrice monomode et de la fibre amplificatrice LMA est d'environ 4, ce qui nous permet théoriquement, pour une même longueur de fibre, d'extraire 4 fois plus de puissance crête pour un élargissement spectral équivalent. Or finalement, l'élargissement spectral semble plus important dans l'amplificateur LMA que dans l'amplificateur monomode car la puissance crête dans l'amplificateur atteint 26 kW soit plus de 6 fois la puissance crête atteinte avec l'amplificateur monomode. De plus, l'adaptateur de mode en sortie joue également un rôle dans cet élargissement bien que la longueur de fibre monomode en sortie soit courte. Les mesures de puissance moyenne et crête n'ont pas été corrigées de cet élargissement car l'élargissement spectral observé est bien dû à l'impulsion qui se propage et cette énergie fait donc bien partie de celle-ci. Contrairement à l'amplificateur monomode, nous n'observons qu'un très léger élargissement temporel, la durée des impulsions passe de 9 ns à 13,7 ns pour la plus forte puissance.

Le modèle présenté précédemment a été appliqué à l'amplification des impulsions dans la fibre LMA. Nous trouvons une bonne concordance entre les résultats de la simulation et l'expérimentation (Figure 3.33). Dans ce cas, les sections efficaces utilisées pour calculer l'énergie de saturation sont celles de la fibre Tm3 (qui est le même fournisseur que la fibre LMA) et le diamètre de mode utilisé est celui donné par l'approximation

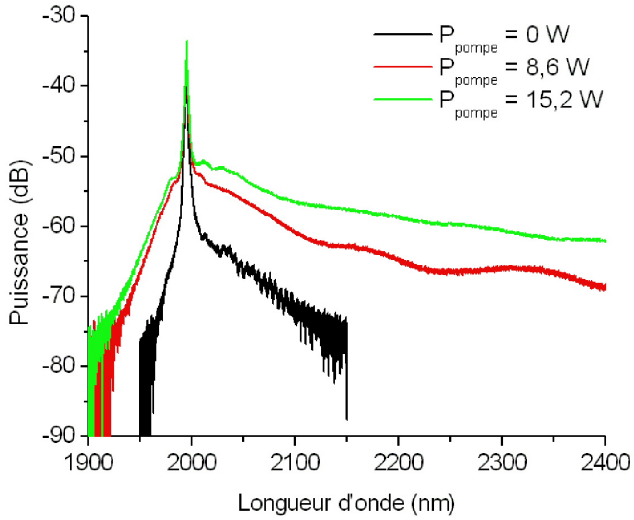


FIGURE 3.32 – Spectres mesurés en sortie de l'amplificateur pour trois puissances de pompe différentes.

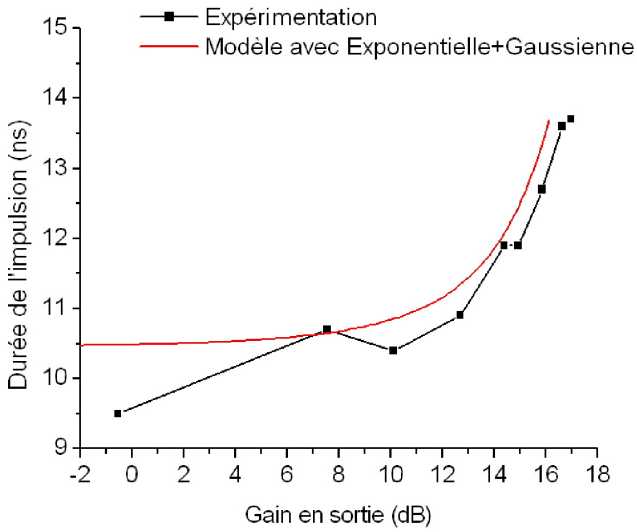
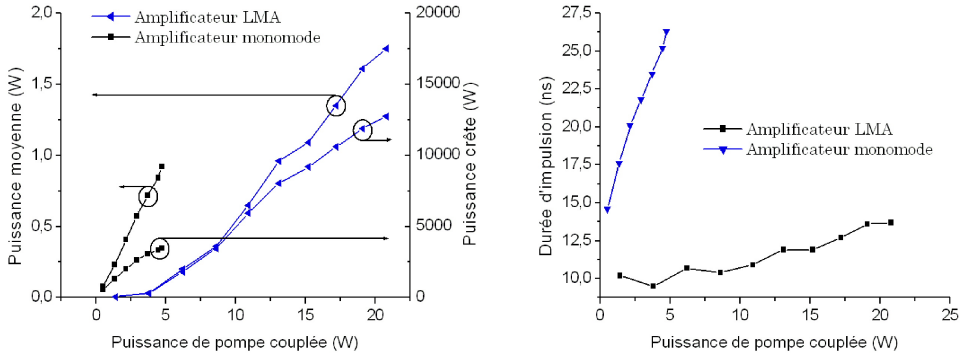


FIGURE 3.33 – Évolution de la durée de l'impulsion avec le gain en sortie ($G_{total} = 10 \times \log\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right)$) de l'amplificateur LMA. Comparaison entre la mesure expérimentale et le modèle.

de Marcuse.



(a) Évolution de la puissance moyenne et crête.

(b) Évolution de la durée d'impulsion.

FIGURE 3.34 – Comparaison de la puissance moyenne, la puissance crête et la durée des impulsions pour les deux amplificateurs.

Si nous comparons les puissances moyenne et crête pour les deux amplificateurs (Figure 3.34), nous remarquons que dans le cas de l'amplificateur LMA, le seuil[11] est atteint pour une puissance de pompe plus importante. Cet effet est dû à la plus faible puissance moyenne injectée dans la fibre active et aussi à la plus forte énergie de saturation du fait de la large aire modale. Nous pouvons également remarquer que l'augmentation de la durée d'impulsion avec la puissance de pompe est beaucoup plus faible avec l'amplificateur LMA qu'avec l'amplificateur monomode. Les performances de l'amplificateur avant l'adaptateur de mode en sortie sont rappelées dans le tableau 3.7.

Puissance moyenne maximale	3,5 W
Durée d'impulsion à puissance maximale	13,7 ns
Puissance crête maximale	25,6 kW
Efficacité laser	22 %

Tableau 3.7 – Meilleure performance atteinte avec l'amplificateur LMA, avant l'adaptateur de mode.

11. On définit le seuil d'un amplificateur à la puissance de pompe pour laquelle le milieu amplificateur est blanchit.

3.6 Résultats obtenus par d'autres équipes durant ce travail

D'autres équipes ont travaillé sur la génération et l'amplification à forte puissance d'impulsions de quelques nanosecondes à 2 μm. Creeden *et al.* [Creeden 2009] ont développé également une source oscillateur maître amplifiée avec plusieurs étages d'amplification. Des impulsions de 30 ns à 40 kHz issues d'un laser à commutation de gain sont amplifiées dans un amplificateur LMA pompé par diode. La puissance moyenne est plus importante, mais la fréquence de répétition et la durée d'impulsion sont aussi plus importantes et donnent une puissance crête maximale de 3,5 kW. Un deuxième étage est ensuite ajouté pour finalement atteindre 7 kW de puissance crête (30 ns et 100 kHz pour 21 W de puissance moyenne) et une énergie de 210 μJ. La fréquence de répétition est ici augmentée pour s'affranchir des effets lasers parasites. Par comparaison, notre solution plus simple et totalement fibrée permet de délivrer des impulsions ayant une énergie supérieure (avant l'adaptateur de mode) et une plus forte puissance crête. Wang *et al.* [Wang 2012] ont eux développé un système oscillateur maître amplifié avec une chaîne d'amplification à deux étages. AdValue Photonics qui propose ces résultats utilise des fibres "silicates" [Jiang 2011] dont la composition particulière permet de doper très fortement les fibres en ions thulium permettant ainsi de favoriser l'effet de la relaxation croisée. De plus, cette forte concentration permet d'utiliser des morceaux de fibre dopée plus courts et donc de diminuer l'impact des effets non linéaires. De plus, avec ce type de verre, la différence d'indice entre le cœur et la gaine peut se contrôler facilement et il est donc possible de fabriquer des fibres ayant une très faible ouverture numérique (0,06 par exemple). Ainsi, une faible ouverture numérique couplée à un gros cœur permet de maintenir une émission monomode transverse de la fibre. Finalement, des impulsions de 30 ns entre 10 et 40 kHz sont générées depuis un laser à commutation de pertes. Après un pré-amplificateur et un amplificateur de puissance, l'énergie des impulsions est portée jusqu'à 600 μJ pour une puissance crête de 28 kW.

3.7 Conclusions du chapitre et perspectives

Nous avons présenté dans ce chapitre la réalisation d'une source de forte puissance crête émettant des impulsions d'une durée d'une dizaine de nanosecondes. La génération des impulsions se fait au moyen d'un oscillateur à commutation de gain qui émet à une longueur d'onde de 1995 nm. Les impulsions sont ensuite amplifiées au moyen de

deux amplificateurs différents. Le premier est un amplificateur monomode totalement fibré pompé par diodes et nous observons un élargissement temporel par l'avant de l'impulsion durant son amplification. Cet élargissement temporel est lié à la saturation de gain au cours de l'amplification de l'impulsion. L'utilisation d'une fibre à gros cœur LMA permet d'augmenter significativement la puissance crête extraite. Le tableau 3.8 récapitule les meilleures performances en terme d'extraction de puissance crête pour une fréquence de répétition fixée à 10 kHz avec les deux amplificateurs ainsi que l'oscillateur seul.

	Oscillateur seul	Amplificateur monomode	Amplificateur LMA (1)	Amplificateur LMA (2)
Énergie maximale	16 μJ	107 μJ	350 μJ	175 μJ
Durée d'impulsion à la puissance max.	10 ns	28,4 ns	13,7 ns	13,7 ns
Puissance crête max.	1,6 kW	3,8 kW	25.6 kW	12,8 kW

Tableau 3.8 – Récapitulatif des performances de l'oscillateur seul et des deux amplificateurs à une fréquence de 10 kHz. Les résultats de l'amplification dans la fibre LMA sont données avant (1) et après (2) l'adaptateur de mode.

Dans le but d'extraire encore plus de puissance crête et d'énergie, plusieurs pistes sont à explorer :

- pour l'amplificateur monomode, une optimisation reste possible en diminuant l'énergie des impulsions en entrée tout en conservant leur courte durée, ce qui revient à créer des pertes sur le signal en entrée. Grâce à cela, les nonlinéarités accumulées durant la traversée de l'amplificateur ainsi que la saturation du gain seront plus faibles. Cela permettrait de gagner en puissance crête tout en limitant l'élargissement spectral et temporel. Il existe une limite basse qui va être donnée par le gain total extractible de l'amplificateur mais aussi par les effets lasers parasites et l'émission spontanée amplifiée ;
- pour l'amplificateur à gros cœur, la soudure d'entrée entre une fibre monomode et la fibre à gros cœur reste à optimiser. Par manque de temps, l'alignement n'est pas optimal et une partie de l'énergie se perd dans les modes d'ordres supérieurs même si nous avons remarqué un filtrage spatial de ces modes par le gain à partir d'une certaine puissance de pompe. Il faudrait alors effectuer une mesure de M^2 et S^2 afin de déterminer respecitvement la qualité du faisceaux en sortie de la fibre

LMA et la proportion de la puissance dans les modes d'ordres supérieurs. Cette optimisation vaut aussi pour l'adaptateur de mode de sortie, ces deux soudures ayant chacune 3 dB de pertes. Afin d'améliorer l'efficacité, une optimisation peut être faite au niveau du refroidissement de la fibre active, celle-ci pouvant être simplement placée entre deux plaques de cuivre dont la température serait régulée par un Peltier ;

– Enfin, dans le cas où la puissance crête serait encore à augmenter, l'utilisation d'une fibre dopée avec un cœur de 30 ou 40 μm pourrait être envisagée.

L'oscillateur a été utilisé seul pour la génération de supercontinuum dans des fibres en chalcogénures et quatre sauts Raman ont pu être observés dans une fibre à cœur suspendu [Duhant 2011a]. De plus, cette partie du travail a fait l'objet d'un transfert de technologie vers une PME française.

L'ensemble (oscillateur plus l'un ou l'autre des amplificateurs) a ensuite été utilisé pour la génération de supercontinuum dans une fibre en verres fluorés (ZBLAN). Le supercontinuum s'étend de 1600 nm jusque 3800 nm avec une proportion de signal au delà de 2050 nm proche de 50 % [Duhant 2011b]. Dans cette expérience, la longueur de la fibre en ZBLAN est courte, avec plus de longueur le supercontinuum pourrait s'étendre au delà de 4 μm.

Toujours dans le but de générer un supercontinuum, les fibres en verres de chalcogénures sont très prometteuses car l'indice non linéaire est 400 fois supérieur à celui de la silice. En revanche, les verres de chalcogénures sont très fragiles et le seuil de dommage optique ne permet pas d'utiliser une source laser impulsionnelle de 10 ns de durée d'impulsion et de forte puissance crête. Pour avoir suffisamment de puissance crête pour générer le supercontinuum sans être limité par les dommages aux facettes, il faut réduire la durée d'impulsion, en utilisant le verrouillage des modes en phase dans une cavité laser qui permet de descendre en durée d'impulsion entre 100 fs et 10 ps. Le développement et l'étude de ce type de source est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Étude et réalisation de sources lasers fibrées à impulsions courtes autour de 2 μm.

Sommaire

4.1 Introduction du chapitre 109

4.2 Repères théoriques pour le verrouillage de modes en phase . . 111

4.2.1 Principe général du verrouillage des modes en phase 112

4.2.2 L'équation de Schrödinger non linéaire 113

4.2.2.1 La dispersion chromatique 115

4.2.2.2 L'auto-modulation de phase par effet Kerr 117

4.2.3 Les différents régimes de fonctionnement 120

4.2.3.1 Le régime solitonique 120

4.2.3.2 Le régime d'impulsion étirée 121

4.3 Solutions pour la génération d'impulsions courtes à ultra-courtes 122

4.3.1 La rotation non linéaire de la polarisation 124

4.3.2 Le verrouillage de modes en phase avec un absorbant saturable . . 126

4.3.2.1 Les absorbants saturables à base de semi-conducteurs . . 127

4.3.2.2 Les nanotubes de carbone 129

4.3.2.3 Le graphène 131

4.3.3 Choix de la solution pour nos expérimentations 133

4.4 Développement d'un laser fibré à 1960 nm 133

4.4.1 Premiers dispositifs expérimentaux 134

4.4.2 Présentation de l'oscillateur final 139

4.4.2.1 Cartographie des différents régimes 141

4.4.2.2 Auto-démarrage du régime de verrouillage de modes . . . 143

4.4.2.3 Caractéristiques de sortie 144

4.4.2.4 Limitations et améliorations possibles de l'oscillateur . . 147

4.5 Amplification des impulsions courtes dans des fibres 149

4.5.1 Modélisation de l'amplification des impulsions courtes dans une fibre monomode 151

4.5.1.1 Modélisation de l'amplification en régime continu dans une fibre dopée thulium 152

4.5.1.2 Résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire . . . 157
4.5.1.3 Résultats du modèle et interprétations . . . 159
4.5.2 Amplification des impulsions courtes . . . 166
4.5.2.1 Dispositif expérimental . . . 166
4.5.2.2 Résultats de l'amplification des impulsions . . . 167
4.5.3 De l'expérience de laboratoire vers le démonstrateur . . . 175
4.6 Conclusions du chapitre et perspectives . . . 176

4.1 Introduction du chapitre

La puissance crête est le paramètre le plus important pour nos applications, et plus particulièrement pour la génération de supercontinuum. Plus la puissance crête est élevée, plus le continuum pourra s'étendre vers les grandes longueurs d'onde. L'utilisation de fibres en silice ou en ZBLAN permet la génération de supercontinuum, du proche au moyen infrarouge jusqu'à 3 μm dans la silice [Xia 2007] et 4,5 μm dans le ZBLAN [Kulkarni 2011]. L'absorption multi-phononique et le faible coefficient non linéaire de ces deux fibres poussent à utiliser d'autres fibres telles que les fibres en verres de chalcogénures [El-Amraoui 2010] ou de tellurites [Savelii 2011] qui ont un coefficient non linéaire de 100 à 800 fois plus fort et qui sont transparentes de l'infrarouge proche jusqu'à l'infrarouge plus lointain. Ce fort coefficient non linéaire doit permettre de réduire la longueur de la fibre ainsi que la puissance crête de la source de pompe. Or, le faible seuil de dommage optique de ces différents verres impose d'utiliser une source de pompe délivrant des impulsions courtes (picoseconde) à utltracourtes (femtoseconde) puisque ce seuil croit avec la diminution de la durée d'impulsion [Wood 1986]. Ces durées d'impulsion s'obtiennent par la technique du verrouillage de modes en phase. De plus, l'utilisation d'une source laser émettant à 2 μm est nécessaire afin d'être dans le bon régime de dispersion et de maximiser le rendement de conversion [Renversez 2011, Duhant 2012b]. Les ions thulium (et holmium), incorporés dans la silice, ont un large spectre de fluorescence ($>$ 100 nm) permettant *a piori* l'émission d'impulsions courtes à ultracourtes. C'est l'objet de ce nouveau chapitre, qui va présenter le développement d'une source laser totalement fibrée émettant des impulsions de quelques picosecondes et de forte puissance crête à 2 μm.

Dans la première partie, des rappels théoriques sur le principe du verrouillage de modes sont présentés. En effet, contrairement au laser à commutation de gain proposé au chapitre 3 où la dynamique du gain a une forte influence sur la forme et l'énergie des impulsions, dans le cas des lasers à verrouillage de modes, d'autres paramètres influent sur la forme, la durée et l'énergie des impulsions tels que la dispersion et les non linéarités. Nous verrons notamment quels sont les composants et les éléments clefs d'une telle cavité laser. Un état de l'art des techniques de verrouillage de modes dans les lasers à fibre sera présenté et nous nous intéresserons aux résultats publiés à ce jour sur le verrouillage de modes de lasers à fibre à 2 μm. Puis nous détaillons le développement de notre source à verrouillage de modes à 1960 nm et nous présentons les résultats obtenus. Enfin, les deux dernières parties concernent l'amplification des im-

pulsions courtes en vue d'extraire le maximum de puissance crête avant l'apparition des effets non linéaires. Nous présentons ainsi des résultats de modélisation et les résultats expérimentaux associés.

Cette partie du travail s'inscrit dans un projet ANR (Agence Nationale pour la Recherche) (CONFIAN) et des objectifs en termes de durée d'impulsion, de puissance crête et de puissance moyenne ont été fixés au début du projet. Les deux paramètres les plus importants étant la durée d'impulsion et la puissance crête. D'après les résultats de simulation donnés par notre partenaire, l'institut Fresnel, il suffit d'une centaine de watts de puissance crête couplés dans la fibre en chalcogénure pour obtenir un supercontinuum dans la bande 3-5 μm. En considérant les différentes pertes de couplage, nous avons fixé les spécifications du tableau 4.1. Par ailleurs, la source devra être totalement

Caractéristiques	Primordial	Important	Souhaitable
Durée d'impulsion	$\sim$ 1 ps	$<$ 500 fs	$<$ 500 fs
Puissance crête	$>$ 1 kW	$>$ 2 kW	$>$ 4 kW
Longueur d'onde	$\sim$ 2000 nm	$>$ 2040 nm	$>$ 2080 nm

Tableau 4.1 – Spécifications fixées pour la source laser à fibre à verrouillage de modes.

fibrée afin d'être la plus robuste possible et insensible aux perturbations extérieures.

État de l'art

Peu de résultats ont été publiés dans la littérature faisant référence à la génération et/ou l'amplification d'impulsions courtes à ultracourtes autour de 2 μm. Les premiers travaux sur le verrouillage de modes dans un laser à fibre dopée thulium datent de 1995 [Nelson 1995], une méthode par addition d'impulsions est utilisée pour verrouiller les modes en phase. C'est seulement à partir de 2007 que plusieurs travaux ont été publiés sur la génération d'impulsions courtes à ultracourtes autour de 2 μm. La figure 4.1 présente les résultats qui ont été publiés au début de ce travail de thèse [Nelson 1995, Sharp 1996, Imeshev 2005, Kivisto 2007, Engelbrecht 2008b, Haxsen 2008, Solodyankin 2008, Kieu 2009, Wang 2009]. Les données symbolisées par un triangle noir sont les performances mesurées directement en sortie d'oscillateur. Dans ces références, le verrouillage de modes est obtenu par addition d'impulsions ou par l'utilisation d'un absorbant saturable massif. Pour les plus fortes énergies extraites [Engelbrecht 2008b, Haxsen 2008] les architectures ne sont pas totalement fibrées. Les carrés rouges représentent eux les performances obtenues directement en sortie d'amplificateur. La plus forte énergie extraite par impulsion date de 2009 et est issue d'un

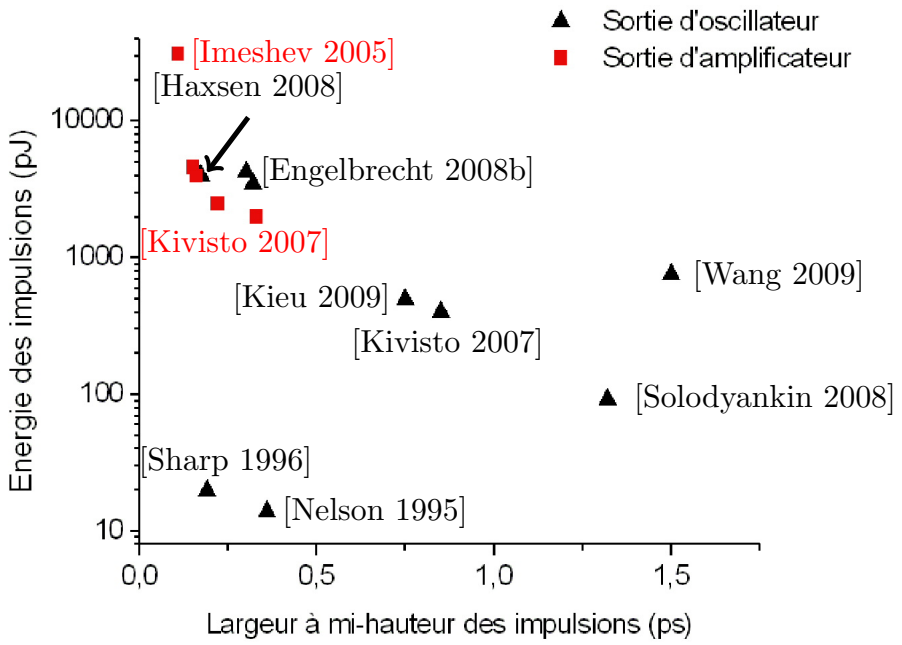


FIGURE 4.1 – État de l'art des sources à verrouillage de modes à 2 μm avant et après amplification.

laser à fibre co-dopée erbium/ytterbium à verrouillage de modes, dont les impulsions à 1550 nm sont décalées spectralement par effet Raman dans une fibre jusqu'à 1980 nm, celles-ci sont ensuite amplifiées pour atteindre 31 nJ. L'amplification directe était peu étudiée au début de cette thèse puisque un seul article [Kivisto 2007] propose l'amplification directe d'impulsions courtes autour de 2 μm mais l'ensemble n'est pas totalement fibré.

4.2 Repères théoriques pour le verrouillage de modes en phase

Le verrouillage des modes en phase dans une cavité laser a été découvert pratiquement en même temps que la découverte de l'effet laser lui-même [Mocker 1965]. Le premier laser à fibre à verrouillage de modes a été présenté en 1986, il s'agit d'un laser à fibre dopée néodyme [Alcock 1986]. Dans cette référence, les impulsions courtes sont

modulées par des impulsions déclenchées (Q-switch) d'une centaine de nanosecondes, ce régime est appelé le régime de "Q-switch mode-lock" (QSML). Beaucoup de progrès ont été fait depuis et il est possible de se procurer des sources lasers délivrant des impulsions de 100 fs à 10 ps et ce à 1 ou 1,5 μm. A 2 μm, le développement de ces sources s'est fait plus tardivement au milieu des années 90 et c'est seulement en 2012 qu'est apparu le premier laser à fibre commercial émettant des impulsions courtes à 2 μm.

4.2.1 Principe général du verrouillage des modes en phase

Dans un laser, les photons qui sont émis par le milieu à gain et qui oscillent sont répartis dans des modes longitudinaux. Pour qu'ils oscillent dans la cavité, ces modes doivent faire partie des modes propres de la cavité et avoir un gain égal aux pertes. Tous les modes longitudinaux n'ont *a priori* aucune relation de phase entre eux, ce qui fait qu'en sortie du laser on observe généralement un signal continu. Les modes longitudinaux émis par le laser sont espacés spectralement de $\Delta\nu_{ISL}$, l'intervalle spectral libre, donné dans le cas d'une cavité linéaire par :

$$\Delta\nu_{ISL} = \frac{c}{2nL} \tag{4.1}$$

avec c la célérité, n l'indice de la fibre et L la longueur de la cavité. Le champ électrique total en sortie de la cavité est donné par l'équation suivante :

$$\mathcal{E}(t) = \sum_{j=1}^{N} A_j e^{i(2\pi\nu_j t - \beta(\nu_j)z + \phi_j)} \tag{4.2}$$

avec A_j l'amplitude du champ électrique du mode j, ν_j la fréquence du mode j, $\beta(\nu_j)$ la constante de propagation du mode j et ϕ_j la phase aléatoire de chaque mode j. N, qui correspond au nombre total de modes émis par le laser est limité par la bande spectrale d'émission et dans le cas d'une fibre en silice dopée thulium cette largeur spectrale est de l'ordre de 100 nm.

On parle du verrouillage de modes en phase lorsque certains modes longitudinaux ont la même phase ϕ_0, il y a alors des interférences constructives dans la cavité qui crée des pics d'intensité, ces pics d'intensité étant émis en sortie à une fréquence de répétition égale à l'intervalle spectral libre (temps d'aller et retour des photons dans la cavité). La longueur de la cavité et la largeur spectrale du gain vont alors directement influer sur le nombre de modes qui seront mis en phase. Par ailleurs, pour obtenir des impulsions courtes et intenses, il faut mettre en phase beaucoup de modes longitudinaux

et il faut donc avoir une cavité longue avec un grand nombre de modes émis. Pour les lasers à fibre, c'est toujours le cas car les longueurs de cavité sont de l'ordre du mètre ou de la dizaine de mètres avec une bande de gain supérieure à la dizaine de nanomètre. Il existe une limite physique, appelée limite de Fourier, qui lie la largeur temporelle des impulsions (Δt) à leur largeur spectrale ($\Delta\nu$), cette limite s'écrit avec l'équation suivante :

$$\Delta t \Delta\nu \geq \Psi \tag{4.3}$$

La valeur de Ψ est connue pour certaines formes d'impulsions déterministes comme par exemple les impulsions de type gaussienne avec $\Psi = 0,44$ ou les impulsions de type sécante hyperbolique avec $\Psi = 0,315$ (Voir annexe A). Lorsque le verrouillage des modes en phase est parfait, c'est à dire que la totalité des modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité sont en phase, le produit de la largeur temporelle par la largeur spectrale est égal à Ψ.

La génération d'impulsions courtes à ultracourtes n'est pas triviale puisqu'il faut mettre en phase les différents modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité et ce sont ces modes qui vont former les impulsions. De plus, ces impulsions vont subir des déformations lors de leur propagation avec la dispersion chromatique dans les fibres, les effets non linéaires et les éventuels pertes ou gain dans la cavité.

4.2.2 L'équation de Schrödinger non linéaire

La propagation d'une onde électromagnétique, représentée par son champ électrique $\overrightarrow{\mathcal{E}}$, est gouvernée par l'équation d'Helmholtz, que l'on détermine à partir des équations de Maxwell [Agrawal 2007] :

$$\nabla^2 \overrightarrow{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \overrightarrow{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \overrightarrow{\mathcal{P}}}{\partial t^2} \tag{4.4}$$

avec $\overrightarrow{\mathcal{E}}$ le champ électrique de l'onde électromagnétique, μ_0 la perméabilité du vide et $\overrightarrow{\mathcal{P}}$ la polarisation macroscopique du milieu, qui s'écrit :

$$\overrightarrow{\mathcal{P}} = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \overrightarrow{\mathcal{E}}}_{\overrightarrow{\mathcal{P}_L}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(2)} : \overrightarrow{\mathcal{E}}\,\overrightarrow{\mathcal{E}} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \overrightarrow{\mathcal{E}}\,\overrightarrow{\mathcal{E}}\,\overrightarrow{\mathcal{E}} + ...}_{\overrightarrow{\mathcal{P}_{NL}}} \tag{4.5}$$

avec ε_0 la permittivité du vide, et $\chi^{(k)}$ le tenseur de susceptibilité d'ordre k. Cette polarisation peut se décliner en deux parties, un premier terme de polarisation linéaire

$\overrightarrow{\mathcal{P}_L}$ et un second terme de polarisation non linéaire $\overrightarrow{\mathcal{P}_{NL}}$. La polarisation linéaire va traduire les effets de l'absorption ainsi que les effets de la dispersion chromatique lors de la propagation des impulsions dans le milieu. En revanche, la polarisation non linéaire va elle traduire les effets non linéaires (tenseur de susceptibilité d'ordre supérieur ou égal à 3) [1] qui vont déformer les impulsions se propageant dans la fibre. En s'affranchissant du profil transverse du mode se propageant dans la fibre, nous pouvons déterminer à partir des équations 4.4 et 4.5 l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée [Agrawal 2007] :

$$\begin{aligned} &\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \left(\sum_{n=2}^{\infty} \beta_n \frac{i^{n-1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial t^n}\right) A(z,t) + \frac{\alpha - g}{2} A(z,t) \\ &= i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_{-\infty}^{+\infty} R(t')|A(z,t-t')|^2 dt'\right) \end{aligned} \tag{4.6}$$

avec dans cette équation :

- $A(z,t)$ est l'amplitude du champ électrique de l'impulsion,
- β_n est le coefficient de dispersion chromatique d'ordre n,
- α et g sont respectivement les pertes et le gain linéiques,
- ω_0 est la pulsation de l'onde,
- γ est le coefficient non linéaire de la fibre,
- $R(t)$ est la réponse non linéaire normalisée du milieu.

Cette équation permet de calculer l'évolution d'une impulsion dans un milieu en prenant en compte les effets de la dispersion chromatique, de l'atténuation ou du gain, de l'effet Kerr (auto-modulation de phase) et de l'effet Raman. Il convient d'utiliser cette équation dans sa totalité lorsque les durées d'impulsions sont inférieures à 100 fs. Dans le cas où les durées d'impulsions sont plus longues, on peut simplifier l'équation 4.6. Notamment, les coefficients de dispersion supérieurs à 3, ainsi que la réponse Raman [2] peuvent être négligés [Agrawal 2007]. Finalement, l'équation 4.6 devient :

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} + \frac{\alpha - g}{2}A(z,t) = i\gamma|A(z,t)|^2 A(z,t) \tag{4.7}$$

Nous conservons alors dans cette équation la contribution de la dispersion chromatique d'ordre 2 et 3, les pertes et le gain linéiques ainsi que l'auto-modulation de phase par

1. Ceci est valable pour une fibre et plus généralement pour les milieux amorphes où le tenseur de susceptibilité d'ordre 2 est nul.

2. Le temps de réponse associé à l'effet Raman est de l'ordre de 100 fs dans la silice [Stolen 1989], des impulsions plus longues ne subissent pas l'effet Raman.

effet Kerr.

Dans la suite nous allons détailler brièvement ce que sont la dispersion chromatique ainsi que l'auto-modulation de phase. Plus particulièrement, nous verrons quelle est la force de ces effets dans une fibre en silice à une longueur d'onde autour de 2 μm.

4.2.2.1 La dispersion chromatique

La dispersion chromatique change la forme temporelle des impulsions courtes lors de leur propagation dans un milieu dispersif. Cela s'explique par la largeur spectrale des impulsions et par la dépendance de l'indice de réfraction du milieu avec la longueur d'onde. Ainsi, toutes les composantes spectrales de l'impulsion ne se propagent pas à la même vitesse et cela a alors des conséquences sur la forme temporelle de l'impulsion. Cet effet est d'autant plus fort lorsque le spectre optique est large et donc lorsque les impulsions sont courtes, si on considère des impulsions à la limite de Fourier. La dispersion chromatique vient de la polarisation macroscopique linéaire ($\overrightarrow{P_L}$) du milieu. C'est la dépendance en longueur d'onde de la transformée de Fourier du tenseur linéaire ($\tilde{\chi}^{(1)}$) qui va induire la dépendance en longueur d'onde de l'indice du milieu, ceux-ci étant reliés par la relation suivante :

$$n_0(\omega) = 1 + \frac{1}{2}\Re e(\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)) \tag{4.8}$$

La constante de propagation (β) est liée à la pulsation de l'onde ω et à l'indice du milieu n_0. C'est le développement en série de Taylor de $\beta(\omega)$ autour de la pulsation de l'onde ω_0 qui va déterminer les coefficients de dispersion que l'on trouve dans l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (Équation 4.6), les premiers termes donnent :

$$\begin{aligned} \beta(\omega) = n_0(\omega)\frac{\omega}{c} \simeq \beta_0 + (\omega-\omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\beta_3 + ... \\ \text{avec} \quad \beta_0 = \frac{n_0(\omega_0)\omega_0}{c} \quad \text{et} \quad \beta_n = \left.\frac{\partial^n\beta}{\partial^n\omega}\right|_{\omega=\omega_0} \end{aligned} \tag{4.9}$$

avec β_1 l'inverse de la vitesse de groupe, β_2 la dispersion d'ordre 2 et β_3 la dispersion d'ordre 3. On introduit le paramètre de dispersion D qui est relié à la dispersion d'ordre 2 par :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2}\beta_2 \tag{4.10}$$

avec λ_0 la longueur d'onde correspondante à la pulsation ω_0. Le paramètre de dispersion peut être décomposé en deux contributions différentes, la première est liée à la

dispersion du matériau et la deuxième est liée à la dispersion du guide. Ces paramètres peuvent être déterminés en calculant l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde du mode se propageant dans le cœur de la fibre. Le paramètre de dispersion peut également être mesuré expérimentalement en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder [Alhenc-Gelas 2012]. On appelle le zéro de dispersion la longueur d'onde pour laquelle β_2 est nul. On appelle également le régime de dispersion normale lorsque $\beta_2 > 0$ (ou $D < 0$) et le régime de dispersion anormale lorsque $\beta_2 < 0$ (ou $D > 0$).

La dispersion a pour effet d'ajouter un terme de phase à l'amplitude spectrale, qui peut s'exprimer simplement par l'expression suivante, obtenue pour la résolution de l'équation 4.7 en supposant que le milieu est sans pertes, sans gain et dépourvu de nonlinéarités. Ainsi, après la propagation sur une longueur z, on obtient :

$$\tilde{A}(z,\omega) = \tilde{A}(0,\omega)e^{i\left(\frac{1}{2}\beta_2\omega^2+\frac{1}{6}\beta_3\omega^3\right)z} \tag{4.11}$$

On remarque alors que le spectre (module carré de l'amplitude spectrale) ne subit aucune modification. Dans le domaine temporel cette variation de phase induit une variation de l'amplitude des impulsions et de la phase, induisant alors un décalage temporel entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion. Ce décalage aura alors pour conséquence d'allonger l'impulsion (ou de la raccourcir) et donc de baisser (ou d'augmenter) la puissance crête. On note ainsi que la dispersion peut aussi bien être un avantage qu'un inconvénient lors de la propagation des impulsions courtes.

Les fibres monomodes standard à saut d'indice (SMF28) ont un zéro de dispersion qui se situe vers 1,3 μm (Figure 4.2). A 2 μm, la dispersion d'une telle fibre est anormale avec $\beta_2 = -80\ ps^2/m$ et $D = 40$ ps/nm/km. La dispersion du matériau est fixée, elle peut malgré tout être modifiée par l'ajout de co-dopants passifs tels que le germanium ou l'aluminium qui vont modifier l'indice de réfraction (Voir le chapitre 1). Dans certains cas où l'on souhaite compenser complètement la dispersion du matériau il faut travailler sur la structure transverse du guide modifiant alors la dispersion du guide. Le principal problème de cette solution est que l'aire effective du mode est généralement très faible favorisant alors l'apparition des effets non linéaires. De plus, la faible aire effective les rend difficiles à souder avec d'autres fibres standard. La dispersion pourrait également être compensée en utilisant un élément dispersif dans la cavité comme des réseaux de diffraction ou encore des prismes, mais cette solution impose qu'une partie de la cavité laser soit en espace libre. Une autre solution consiste à utiliser un réseau de Bragg à

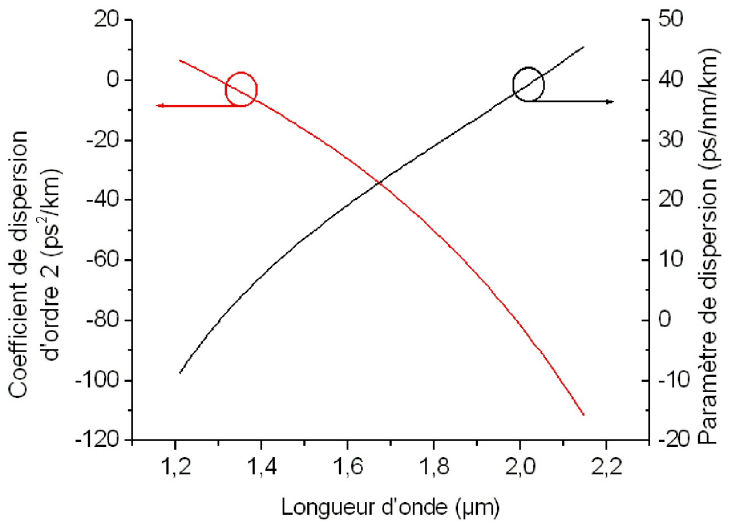


FIGURE 4.2 – Résultats du calcul numérique du coefficient de dispersion d'ordre 2 et du paramètre de dispersion pour une fibre monomode standard SMF28, on remarque que le zéro de dispersion chromatique se situe autour de 1,3 μm.

pas variable[3] qui permet de conserver une architecture totalement fibrée.

4.2.2.2 L'auto-modulation de phase par effet Kerr

Comme nous l'avons vu précédemment, les effets non linéaires proviennent de la polarisation macroscopique non linéaire qui dépend du tenseur de susceptibilité d'ordre supérieur ou égal à 2. Dans la silice, milieu amorphe, le tenseur de susceptibilité d'ordre 2 est nul et nous prendrons en considération uniquement le tenseur de susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$), qui induit majoritairement les effets non linéaires dans le milieu. L'auto-modulation de phase est induite par l'effet Kerr qui provient de la dépendance de l'indice de réfraction avec l'intensité du champ électrique se propageant dans le milieu. On définit alors, l'indice non linéaire n_2 par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0}\Re e\left(\chi^{(3)}\right) \tag{4.12}$$

3. On parle généralement de réseau de Bragg chirpés, il s'agit en général de faire varier linéairement le pas du réseau de sorte à induire un déphasage entre les différentes composantes spectrales de l'impulsion, permettant de compenser les effets de la dispersion chromatique. Dans l'annexe B quelques détails sont donnés sur les réseaux de Bragg à pas linéairement variable.

avec n_0 l'indice du milieu. Ainsi, l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde et du temps grâce au profil temporel de l'intensité du champ électrique qui se propage dans le milieu. L'indice de réfraction s'exprime alors par la relation suivante :

$$n(\omega, t) = n_0(\omega) + n_2 I(t) \tag{4.13}$$

Pour les fibres en silice, l'indice non linéaire a été mesuré à plusieurs longueurs d'onde et varie entre 2,2 et 2,8 $\times 10^{-20}$ m^2/W [Stolen 1978, Taylor 1996]. Dans les équations 4.6 et 4.7, on introduit le coefficient non linéaire γ qui dépend de l'indice de réfraction non linéaire et de l'aire effective du mode (A_{eff}) :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \tag{4.14}$$

L'aire effective du mode est calculée à partir du diamètre du mode Ω qui est lui approché par la loi de Marcuse (Chapitre 1, équation 1.2) :

$$A_{eff} = \frac{\pi \Omega^2}{4} \tag{4.15}$$

Ainsi, l'impact des effets non linéaires dans la fibre est d'autant plus important que l'indice non linéaire est élevé et que l'aire effective du mode se propageant dans la fibre est petite. On retrouve ici l'intérêt d'étudier le potentiel des fibres en verres de chalcogénures pour la génération de supercontinuum puisque ces matériaux ont un indice non linéaire plus élevé que la silice ou le ZBLAN.

La conséquence de l'effet Kerr la plus connue est l'effet de lentille de Kerr qui se produit dans les cristaux lasers massifs. On observe ainsi une élévation de l'indice de réfraction au centre du faisceau, là où l'intensité est la plus forte, ayant pour conséquence de créer un gradient d'indice qui va modifier la propagation du faisceau dans le milieu. Plus particulièrement, dans le domaine des fibres optiques, où le signal est confiné par le guide d'onde, la lentille de Kerr reste négligeable. En revanche, il existe une manifestation temporelle et spectrale de l'effet Kerr qu'on appelle l'auto-modulation de phase.

L'effet de l'auto-modulation de phase dans une fibre optique en silice a été étudié par Stolen *et al.* en 1978 [Stolen 1978]. Il est question dans cet article de mesurer l'impact de l'auto-modulation de phase sur le spectre d'une source à verrouillage de modes. L'auto-modulation de phase a pour effet d'ajouter un terme de phase temporelle non linéaire ($\Phi_{NL}(t)$) à l'impulsion durant sa propagation dans une fibre passive d'une longueur L :

$$\Phi_{NL}(t) = \frac{2\pi n_2 I(t) L}{\lambda_0} \tag{4.16}$$

Dans l'espace de Fourier, ce terme de phase devient une modulation en amplitude, provoquant alors un élargissement du spectre et l'apparition de modulations.

Pour minimiser l'impact de l'auto-modulation de phase, il faut minimiser γ. En pratique il est difficile de dire comment varie l'indice non linéaire n_2 avec la longueur d'onde, en revanche, le coefficient non linéaire est directement inversement proportionnel à la longueur d'onde et à l'aire effective (Équation 4.14). Ainsi, pour une fibre donnée, les impulsions à une plus haute longueur d'onde subiront moins les effets de l'auto-modulation de phase que les plus courtes longueurs d'onde, comme le montre la figure 4.3

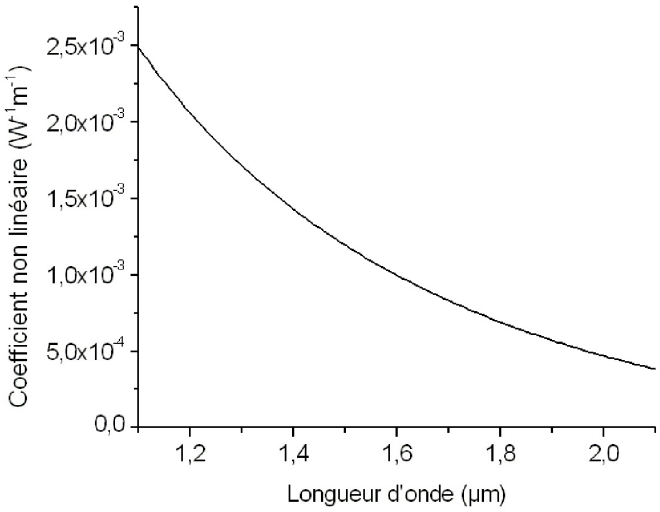


FIGURE 4.3 – Résultats du calcul du coefficient non linéaire pour une fibre en SMF28 en fonction de la longueur d'onde.

La dispersion et l'auto-modulation de phase ont pour conséquence de changer la forme temporelle et la forme spectrale des impulsions lors de leur propagation dans un milieu. Ces deux effets peuvent se compléter ou au contraire se compenser, et on peut ainsi distinguer deux régimes de fonctionnement différents pour la propagation et la génération d'impulsions courtes.

4.2.3 Les différents régimes de fonctionnement

Pour les lasers à verrouillage de modes, on va distinguer deux régimes de fonctionnement différents, ces deux régimes vont être dictés par la dispersion et l'auto-modulation de phase. Il existe deux régimes de dispersion, le régime normal et le régime anormal suivant le signe du paramètre de dispersion D. En revanche, la phase temporelle non linéaire induite par l'auto-modulation de phase est strictement positive et directement proportionnelle à l'intensité temporelle du champ (Équation 4.16). Deux cas se présentent alors suivant le signe du paramètre de dispersion, le premier cas est le régime "solitonique" et le second cas est le régime "d'impulsion étirée".

4.2.3.1 Le régime solitonique

On parle de régime solitonique lorsque la dispersion totale dans la cavité est anormale ($\beta_2 < 0$ ou $D > 0$). Dans ce régime, la dispersion et l'auto-modulation de phase se compensent. Les impulsions générées dans la cavité ont alors une forme de sécante-hyperbolique, qui est une solution de l'équation de Schrödinger non linéaire (Équation 4.7) et on appelle ces impulsions des solitons. Du fait de la compensation de la dispersion par l'auto-modulation de phase, un soliton se déforme très peu durant sa propagation. Dans le cas idéal où le milieu dans lequel se propage le soliton est sans pertes, sans gain et avec les coefficients de dispersion d'ordre trois et supérieurs qui sont nuls, l'impulsion ne se déforme pas ou se déforme périodiquement. Ceci est vrai pour une énergie et une durée d'impulsion données, en effet il existe une relation, la théorie de l'aire du soliton, qui va fixer le couple durée d'impulsion $\Delta\tau$ et énergie E du soliton pour un milieu donné :

$$E \times \Delta\tau = N\frac{3,53|\beta_2|}{\gamma} \tag{4.17}$$

avec respectivement : β_2, γ et N le coefficient de dispersion d'ordre 2, le coefficient non linéaire et l'ordre du soliton. Lorsque N vaut 1, le soliton est fondamental et il ne varie pas lors de la propagation et lorsque N est un entier strictement supérieur à 1, le soliton évolue périodiquement lors de sa propagation. Lorsque l'énergie dans la cavité est trop importante pour que celle-ci soit stockée dans un seul soliton, un fond continu reste présent et donne lieu aux bandes latérales de Kelly par interférence avec les impulsions [Kelly 1992]. En augmentant encore l'énergie dans la cavité laser, la quantification de l'énergie des solitons résulte en une émission multi-impulsionnelle lorsque l'énergie dans la cavité est trop forte pour être stockée dans un seul soliton fondamental [Tang 1999]. Cette propriété permet de réaliser des lasers fibrés à verrouillage de modes harmoniques

où plusieurs impulsions sont réparties uniformément dans la cavité [Grudinin 1997] permettant d'atteindre un taux de répétition supérieur à 1 GHz.

A 2 μm, les fibres en silice ont une dispersion fortement anormale, cela ayant pour conséquence, à durée d'impulsion constante, d'avoir plus d'énergie par impulsion qu'aux plus courtes longueurs d'onde. On peut faire le même constat avec le coefficient non linéaire qui décroit avec la longueur d'onde et donc qui permet d'avoir plus d'énergie par impulsion (Figure 4.3). En faisant une application numérique de l'équation 4.17, on obtient un ordre de grandeur pour l'énergie des impulsions en considérant un soliton d'ordre 1 ayant une durée d'impulsion de 1 ps et une longueur d'onde de 2 μm. Le coefficient de dispersion et le coefficient non linéaire sont respectivement donnés par les figures 4.2 et 4.14, on obtient alors une énergie pour le soliton de l'ordre de 500 pJ.

4.2.3.2 Le régime d'impulsion étirée

On parle du régime d'impulsion étirée lorsque la dispersion totale dans la cavité est normale ($\beta_2 > 0$ ou $D < 0$). Contrairement au régime solitonique où la dispersion chromatique et l'auto-modulation de phase se compensent pour permettre à une impulsion se de propager sans déformation, dans le cas du régime d'impulsion étirée la dispersion chromatique et l'auto-modulation de phase vont dans le même sens. Ainsi, les formes d'impulsions solutions de l'équation de Schrödinger non linéaire (Équation 4.7) sont des gaussiennes ou des supergaussiennes. Contrairement au régime solitonique, il n'y a pas de dépendance entre l'énergie et la durée de l'impulsion. Cela permet alors d'augmenter l'énergie des impulsions sans les déformer, dans la limite où la puissance crête des impulsions reste en dessous du seuil d'apparition des effets non linéaires qui pourraient briser toute relation de phase qui existe entre les différents modes [4].

Ce régime est utilisé pour extraire des impulsions très courtes depuis un oscillateur à fibre à verrouillage de modes (typiquement la centaine de femtosecondes). La limitation principale qui se pose est qu'il est quasiment indispensable d'utiliser des réseaux de diffraction ou des prismes en espace libre pour compenser la dispersion induite par les fibres dans la cavité. Il est possible d'utiliser des fibres à compensation de dispersion, mais cela va au détriment de l'énergie extractible car l'aire effective du mode est généralement faible, baissant alors le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Ce régime est également utilisé lors de l'amplification d'impulsions courtes pour gagner en énergie et en puissance crête tout en limitant l'apparition des effets non

4. Nous pouvons évoquer par exemple l'instabilité de modulation [Agrawal 2007].

linéaires, on parle alors d'amplificateurs à dérive de fréquence[5]. Le principe est de propager les impulsions dans une fibre à dispersion normale de sorte qu'elles s'élargissent temporellement pour atteindre plus d'une centaine de picosecondes, faisant baisser la puissance crête. Une autre technique est basée sur l'utilisation de composants massifs et dispersifs (réseaux de diffraction ou prismes) pour étirer temporellement l'impulsion, on appelle cela un étireur. Ensuite, il suffit d'injecter ces impulsions dans un amplificateur qui va porter les impulsions jusqu'à une énergie plus importante. Ensuite, les impulsions sont comprimées dans un compresseur, dont la dispersion est opposée à celle de l'étireur, de façon à compenser le déphasage, et idéalement, jusqu'à l'obtention d'impulsions dans la limite de Fourier.

A 2 μm, ce régime est difficilement atteignable car les fibres en silice sont fortement anormales à cette longueur d'onde. Par ailleurs, les fibres en silice à compensation de dispersion, qui ont un cœur très petit de sorte que la dispersion du guide compense la dispersion du matériau, sont difficilement utilisable dans un oscillateur ou un amplificateur laser à 2 μm. Il faut alors utiliser des réseaux de Bragg à pas variable ou des réseaux de diffraction/prismes utilisés en espace libre pour compenser la dispersion des fibres dans la cavité.

4.3 Solutions pour la génération d'impulsions courtes à ultra-courtes

Nous avons présenté précédemment les grands principes du verrouillage de modes ainsi que les phénomènes physiques que régissent la propagation des impulsions courtes. Il faut maintenant mettre les modes longitudinaux en phase pour pouvoir établir l'impulsion dans la cavité laser (Figure 4.4). Les techniques actives font appel à un modulateur acousto-optique ou électro-optique. Le modulateur introduit dans la cavité laser, contrôlé par une alimentation externe, induit une modulation d'amplitude ou de phase qui va créer des bandes latérales spectrales qui vont se coupler aux modes longitudinaux de la cavité si la fréquence de modulation est égale à l'intervalle spectral libre. Les techniques actives sont peu utilisées car elles sont plus contraignantes que les techniques passives. Notamment, ces modulateurs nécessitent une alimentation externe de puissance ainsi qu'un générateur de signaux pour générer une modulation des pertes dans la cavité. Parmi les techniques passives, deux sont principalement utilisées pour les

5. Plus communément connu sous le nom de CPA pour Chirped Pulse Amplification, découvert en 1985 [Strickland 1985].

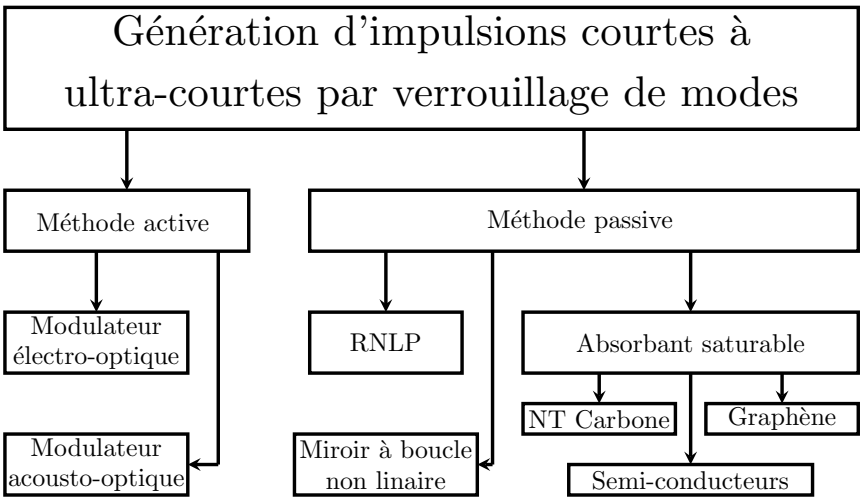


FIGURE 4.4 – Les différentes techniques pour le verrouillage de modes d'un laser à fibre. RNLP = Rotation Non Linéaire de la Polarisation et NT Carbone = NanoTubes de Carbone.

lasers à fibre et sont présentées dans la suite de ce paragraphe : la rotation non linéaire de la polarisation et l'utilisation d'un absorbant saturable. La rotation non linéaire de la polarisation fait partie des techniques passives dites à addition d'impulsion [6], comme la technique exploitant une boucle non linéaire. Cette dernière utilise généralement une cavité laser en forme de 8 dont un côté de la boucle présente un gain optique. Il s'agit alors de propager dans les deux boucles, qui ont rigoureusement la même longueur optique, des impulsions qui vont accumuler des phases non linéaires différentes. Les impulsions une fois recombinées interfèrent et les paramètres de la cavité doivent être choisis de sorte que le sommet des impulsions interfèrent constructivement et le bas des impulsions interfèrent destructivement. Parmi les absorbants saturables on trouve les nanotubes de carbone, le graphène et les semi-conducteurs.

Actuellement il est possible de se procurer des lasers à fibre à verrouillage de modes qui utilisent la rotation non linéaire de la polarisation ou un absorbant saturable à base de semi-conducteurs. Dans la littérature on commence à voir apparaître de nouveaux absorbants saturables tels que les nanotubes de carbone et le graphène.

6. Aussi appelé en anglais : "Additive Pulse Mode-Locking".

4.3.1 La rotation non linéaire de la polarisation

Le verrouillage de modes par rotation non linéaire de la polarisation (RNLP)[7] fait appel à l'effet Kerr. La figure 4.5 présente le fonctionnement de cette technique de verrouillage de modes. On considère une impulsion incidente sur un polariseur, après celui-

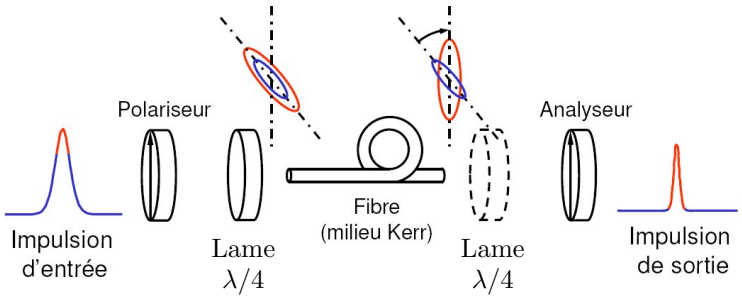


FIGURE 4.5 – Schéma de principe du verrouillage de modes par rotation non linéaire de la polarisation [Chartier 2009].

ci, tous les photons de l'impulsion sont polarisés linéairement. Une lame quart-d'onde $\lambda/4$ est utilisée pour changer la polarisation linéaire en une polarisation elliptique. L'impulsion est ensuite propagée dans une fibre qui est un milieu non linéaire. Les différentes composantes temporelles de l'impulsion ne vont pas voir le même indice de réfraction, car celui-ci dépend de l'intensité crête, changeant l'état de polarisation et induisant un déphasage entre les différentes composantes de l'impulsion. Notamment, la polarisation du maximum de l'impulsion aura tourné d'un angle qui dépend du maximum de l'intensité du champ électrique, changeant ainsi la position de l'axe de l'ellipse alors que le bas de l'impulsion aura tourné d'un angle presque nul. Après ce milieu Kerr, une autre lame quart-onde $\lambda/4$ vient de nouveau changer l'état de polarisation elliptique en un état de polarisation linéaire. Enfin, le polariseur situé juste après est orienté de sorte à laisser passer le sommet de l'impulsion dont la polarisation aura tourné, le bas de l'impulsion étant alors atténué. Ceci a pour effet de réduire la durée de l'impulsion avec un effet comparable à un absorbant saturable, qui sera présenté dans le paragraphe 4.3.2. L'avantage principal de cette technique est que la rotation non linéaire de la polarisation est considérée comme instantanée, car le temps de réponse de l'effet Kerr est de l'ordre de la femtoseconde. Il est ainsi possible avec cette technique d'atteindre des durées d'impulsions inférieures à la centaine de femtosecondes, ce qui n'est

7. Aussi appelé an anglais : "Polarisation-Additive Pulse Mode-Locking".

pas forcément le cas avec d'autres techniques. Notamment à 1,55 μm des impulsions d'une durée de 69 fs ont pu être générées après recompression [Tamura 1994]. Autour de 1 μm des impulsions de 38 fs de durée ont été générées dans un laser à fibre dopée néodyme [Hofer 1992].

Dans la plupart des cas, cette technique fait appel à des composants massifs en espace libre tels que les lames de phase. Ceci implique de collimater et refocaliser le signal dans la fibre et cela ajoute une contrainte d'alignement supplémentaire. Par ailleurs, une variation de la biréfringence de la fibre par effet thermique ou mécanique risque de dégrader le verrouillage des modes. Il faut alors fréquemment réajuster l'orientation des polariseurs et des lames de phase pour à nouveau obtenir des impulsions sans déformations. Dans les fibres actives dopées aux ions terres rares, il existe des transitions radiatives ou non radiatives qui peuvent se produire en émettant des phonons dans la fibre. Ces phonons vont générer un échauffement et vont donc modifier légèrement la biréfringence de la fibre. De plus, ces phénomènes sont généralement favorisés avec l'augmentation de la température de celle-ci. Pour limiter les variations de la biréfringence par effet thermique, il faut un bon système de régulation en température du laser dans sa globalité et plus particulièrement de la fibre active. De plus, cette technique ne permet généralement pas l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes et nécessite de régler la position des lames de phase ou d'ajouter un modulateur dans la cavité pour aider le régime à se mettre en place. Finalement cette solution n'est pas la plus optimale pour un laser totalement fibré, car avec cette configuration on perd en compacité et en robustesse.

Cette méthode a été utilisée pour développer le tout premier laser à fibre à verrouillage de modes à 2 μm [Nelson 1995]. Ainsi, un oscillateur accordable sur 100 nm délivrant des impulsions d'une durée inférieure à 500 fs a été réalisé. Dans cet exemple, la fibre est directement pompée à 810 nm avec un laser titane-saphir. Les impulsions sont de type solitonique et leur énergie est limitée à une dizaine de picojoules. C'est seulement 10 ans plus tard qu'un autre oscillateur, utilisant la rotation non linéaire de la polarisation pour verrouiller les modes phase, a été proposé [Engelbrecht 2008a]. L'énergie des impulsions atteint 4,3 nJ avec l'utilisation d'une fibre active à gros cœur et des réseaux de diffraction pour compenser la dispersion des fibres de la cavité. Dans ce cas, la fibre à gros cœur et les longues parties en espace libre facilitent la montée en puissance des impulsions, qui est pratiquement deux ordres de grandeur plus importante que dans l'exemple précédent. De plus, les impulsions en sortie ont été comprimées pour atteindre moins de 300 fs de durée avec une puissance crête de plus de 10 kW.

L'ajustement de l'écart entre les réseaux de diffraction a ensuite permis de passer dans le régime où la dispersion totale de la cavité est normale [Haxsen 2010].

4.3.2 Le verrouillage de modes en phase avec un absorbant saturable

Les premiers absorbants saturables pour le verrouillage de modes en phase ont été utilisés il y a plusieurs dizaines d'années sur les lasers à colorant [DeMaria 1966]. Ces composants ont la propriété d'avoir une transmission qui dépend de l'intensité de l'onde incidente (Figure 4.6). De même que la rotation non linéaire de la polarisation, les ailes de l'impulsion sont alors plus atténuées par le composant que le sommet de l'impulsion qui est suffisamment intense pour blanchir le composant et le rendre transparent. La

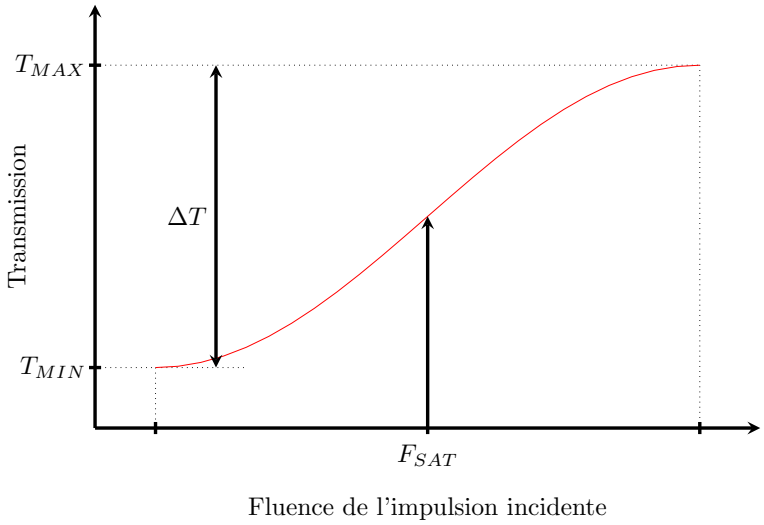


FIGURE 4.6 – Transmission non linéaire typique d'un absorbant saturable en fonction de l'intensité de l'onde. L'abscisse est en échelle logarithmique.

différence entre la transmission minimale et la transmission maximale est l'amplitude de modulation ΔT. Celle-ci est généralement faible et de quelques pourcents. La transmission T_{MAX} n'est jamais égale à 1 car il subsiste toujours des pertes non saturables. On définit la fluence de saturation F_{SAT} (ou l'énergie de saturation par unité de surface) comme la fluence de l'impulsion à partir de laquelle l'absorbant saturable est blanchi. L'absorption du composant met un certain temps à revenir à son état d'équilibre et on le définit comme le temps de recouvrement de l'absorption. Les absorbants saturables peuvent être déposés sur un miroir, on parle alors d'absorbant saturable en réflexion. Les

cavités lasers à verrouillage de modes qui utilisent un absorbant saturable ont l'avantage d'être auto-démarrants, alors que les lasers basés sur la rotation non linéaire de la polarisation ne le sont pas [Haus 1991]. L'auto-démarrage du régime se fait par l'amplification du bruit dans le milieu amplificateur qui, en incidence sur le SESAM, permet à quelques modes longitudinaux d'interférer constructivement leur permettant de subir moins de pertes et générant ainsi le début du verrouillage de modes.

Dans les paragraphes suivants, nous allons évoquer trois types d'absorbants saturables (Figure 4.4) et nous verrons en particulier comment ils peuvent être utilisés pour les lasers à fibre à verrouillage de modes à 2 μm.

4.3.2.1 Les absorbants saturables à base de semi-conducteurs

Les absorbants saturables à base de semi-conducteurs ont été développés dans les années 80 à 90, notamment grâce au travail de Keller *et al.* [Keller 1996]. Ces absorbants saturables sont composés de trois éléments, le premier, et le principal, est la couche absorbante, formée par des puits quantiques et les deux autres sont des miroirs de Bragg qui permettent de faire une micro-cavité Fabry-Perot autour de la couche absorbante. Les absorbants saturables à base de semi-conducteurs fonctionnent souvent en réflexion puisque les puits quantiques sont déposés sur un miroir de Bragg, on parle alors de SESAM pour SEmiconductor Saturable Absorber Mirror (Figure 4.7). L'absorption dans

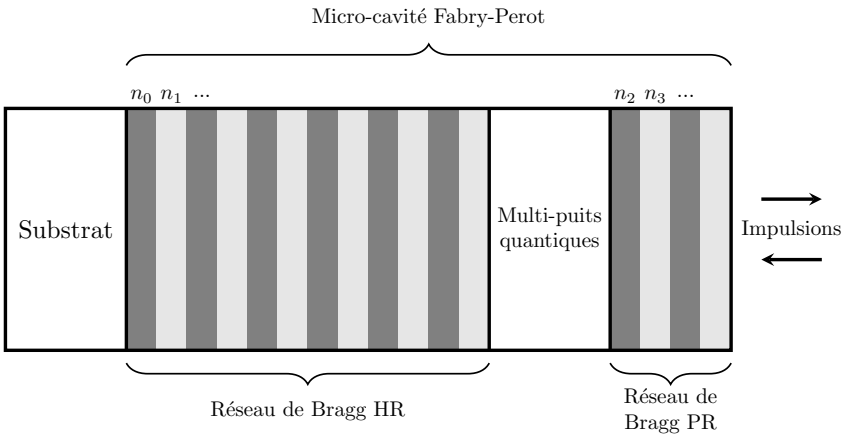


FIGURE 4.7 – Schéma de principe d'un SESAM. Les multi-puits quantiques sont entourés de deux réseaux de Bragg, un partiellement réfléchissant (PR) et un hautement réfléchissant (HR).

un semi-conducteur, sous faible excitation crée un électron dans la bande de conduction

et un trou dans la bande de valence. Chacun se relaxe respectivement dans le bas de la bande de conduction et dans le haut de la bande de valence, on parle alors de relaxation ou recombinaison intra-bande. Ensuite, l'électron et le trou se recombinent entre eux et on parle alors de recombinaison inter-bande. La relaxation intra-bande a un temps caractéristique de quelques dizaines de femtosecondes alors que la recombinaison inter-bande a un temps caractéristique plus long qui atteint quelques nanosecondes pour une structure sans défaut. L'ajout de défauts dans la structure permet de baisser le temps de recouvrement de la recombinaison inter-bande à quelques picosecondes. Ainsi, les électrons s'accumulent dans le bas de la bande de conduction et les trous dans le haut de la bande de valence jusqu'à ce que tous les états soient occupés ce qui produit l'effet de saturation de l'absorption dans le semi-conducteur. Les SESAMs sont très intéressants car il est possible de modifier leurs propriétés optiques lors de leur fabrication. En effet, le choix des éléments dans les colonnes III-V doit être adapté pour les puits quantiques et les réseaux de Bragg. En choisissant le nombre de couches, la proportion des éléments qui forment le semi-conducteur, il est possible de fixer la longueur d'onde de réflectivité maximale, l'amplitude de modulation, le temps de relaxation ou la fluence de saturation du SESAM.

Les SESAMs sont actuellement les composants passifs les plus matures technologiquement pour la génération d'impulsions courtes. De sorte à conserver une architecture laser totalement fibrée, ceux-ci peuvent être directement collés sur un connecteur FC qui permet d'éviter toute partie de la cavité en espace libre. Il est maintenant possible de se procurer des SESAMs à différentes longueurs d'onde comprises entre 800 nm et 3000 nm permettant d'être utilisés pour la majorité les longueurs d'ondes d'émission des terres rares dans le proche infrarouge.

Il existe plusieurs couples de semi-conducteurs qui permettent d'avoir une absorption saturable autour de 2 μm. On peut citer par exemple le couple InGaAs/InP [Sharp 1996] ou bien le couple GaInSb/GaSb [Kivisto 2007]. Le premier, le InGaAs/InP est le SESAM qui a composé le premier laser à verrouillage de modes totalement fibré émettant des impulsions de 190 fs de durée et 20 pJ d'énergie [Sharp 1996]. Avant le début de ce travail, un seul article mentionnait l'utilisation du SESAM en GaInSb/GaSb [Kivisto 2007]. La fluence du SESAM utilisé est de 47 μJ/cm^2 et la profondeur de modulation est de 10 %. Dans cette référence, avant amplification, des impulsions d'une durée de 650 à 850 fs sont générées dans un laser accordable à fibre co-dopée thulium/holmium, et ce entre 1910 et 1970 nm. Pendant ce travail de thèse, d'autres articles ont mentionné le couple GaInSb/GaSb comme absorbant saturable. Notamment, celui-ci a été utilisé

dans des cavités utilisant des fibres dopées thulium [Wang 2009] mais aucune information supplémentaire n'est donnée sur le composant utilisé. Le même SESAM utilisé dans [Kivisto 2007] a été utilisé pour verrouiller les modes d'un laser à fibre dopée holmium pour atteindre une longueur d'onde au dessus de 2 μm [Chamorovskiy 2012]. C'est d'ailleurs actuellement la source laser fibrée à verrouillage de modes qui émet à la plus haute longueur d'onde.

Il existe d'autres technologies d'absorbants saturables, plus jeunes et issues de la découverte des nanotubes de carbone. Bien que ce soit une technologie récente, ils ont l'avantage d'être moins onéreux et ils bénéficient de propriétés optiques plus intéressantes pour la génération d'impulsions courtes à ultra-courtes, telles qu'un seuil de dommage plus élevé et un temps de réponse plus faible que les absorbants saturables à base de semi-conducteurs.

4.3.2.2 Les nanotubes de carbone

Les nanotubes de carbone font partie des thèmes de recherche en physique les plus explorés en ce moment. Découvert en 1991 [Iijima 1991], l'intérêt s'est porté initialement sur la forte résistance mécanique de ces matériaux. On distingue deux types de nanotubes de carbone, les nanotubes monofeuillets[8] et les nanotubes multifeuillets[9]. En optique et en électronique, les nanotubes monofeuillets sont utilisés car ils ont la particularité de pouvoir être métalliques ou semi-conducteurs suivant leur géométrie [Kataura 1999]. Un nanotube est semblable à une feuille de graphène (voir le paragraphe suivant) qui est enroulée de sorte à former un tube. Le diamètre du tube et l'angle d'enroulement de la feuille de graphène vont changer les propriétés optiques telle que l'énergie de gap des nanotubes qui est inversement proportionnelle à leur diamètre [Hagen 2004]. L'énergie de gap va directement déterminer les bandes d'absorption des nanotubes et donc la longueur d'onde à laquelle les nanotubes pourront être utilisés. La principale difficulté réside aujourd'hui dans la fabrication des nanotubes à un diamètre constant, ceci étant nécessaire afin de profiter d'une certaine bande d'absorption. Pour être utilisés comme absorbants saturables dans un laser à fibre émettant à 1 μm (ytterbium), 1,5 μm (erbium) et 2 μm (thulium ou holmium), les diamètres des nanotubes doivent être respectivement de 0,9 nm, 1,2 nm et 1,5 nm. La figure 4.8 montre par exemple le spectre d'absorption de nanotubes de diamètres différents. Pour un diamètre de 1,2 nm, deux pics d'absorption sont situés à 850 nm et 1500 nm. Pour

8. Single-Walled Carbon Nanotubes SWNT.
9. Multi-Walled Carbon Nanotubes MWNT.

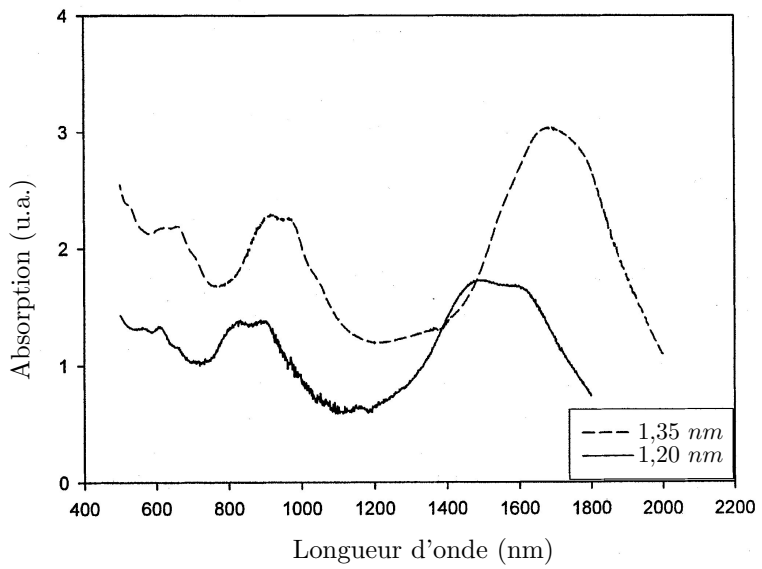


FIGURE 4.8 – Spectre d'absorption de nanotubes de différents diamètres en fonction de la longueur d'onde. Le diamètre des nanotubes est de 1,2 nm et 1,35 nm [Set 2004].

les nanotubes plus larges, 1,35 nm de diamètre, les deux pics d'absorption se trouvent à 920 nm et 1700 nm. L'absorption seule ne suffit pas, il faut en plus un effet de saturation de l'absorption pour que les nanotubes soient utilisés comme absorbants saturables. Les propriétés non linéaires de nanotubes de carbone ont été étudiées et les recherches ont montré qu'il existait un tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre trois ($\chi^{(3)}$) non nul [Margulis 1999, Maeda 2005]. C'est ce $\chi^{(3)}$ qui va être responsable de la saturation de l'absorption du fait de l'apparition d'une dépendance de l'absorption des nanotubes avec l'intensité incidente. Le temps de recouvrement de l'absorption des nanotubes de carbone est inférieur à la picoseconde, alors que les SESAMs présentent un temps de l'ordre de la picoseconde [Kono 2004].

Les premières expériences de l'utilisation des nanotubes de carbone comme absorbant saturable sont assez récentes et datent de 2004 [Set 2004]. La solution contenant les nanotubes, avant d'être déposée sur un connecteur ou un miroir est mélangée à une autre solution contenant un polymère, par exemple l'alcool polyvinylique [Valle 2006]. Après avoir séché, cette solution se transforme en un film de faible épaisseur qui peut être alors déposé sur un support (par exemple : connecteur à fibre optique FC ou un miroir). L'ajout de ce film modifie légèrement le spectre d'absorption et le temps de

recouvrement de l'absorption, le choix du polymère est alors important. Par ailleurs, les nanotubes de carbone ont un seuil de dommage optique plus important que les SESAMs, mais l'ajout du polymère baisse le seuil de dommage de l'ensemble limitant ainsi la puissance crête et l'énergie des impulsions.

C'est en 2008 qu'a été proposé pour la première fois un laser totalement fibré émettant à 2 μm dont l'absorbant saturable est composé de nanotubes de carbone [Solodyankin 2008]. Les tubes, de diamètre compris entre 1,2 et 1,7 nm sont mélangés dans une solution de carboxymethylcellulose sodique, qui après séchage, permet d'obtenir un film solide de nanotubes. Le pic d'absorption du film se trouve autour de 1,75 μm, celui-ci est large et s'étend jusque 2 μm grâce à la présence de tubes de gros diamètre. Finalement des impulsions de 1,32 ps de durée et 70 W de puissance crête sont délivrées en sortie de la cavité.

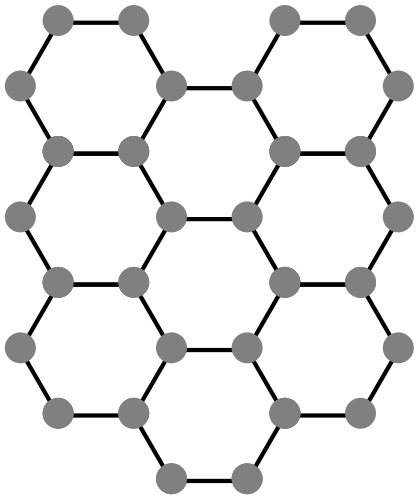
La principale limitation de ce type d'absorbant saturable est la variation de la bande d'absorption en fonction du diamètre des tubes qui impose de trier rigoureusement les nanotubes. De plus, même si les méthodes de fabrication ont évolué, il est toujours difficile de fabriquer des tubes de gros diamètre (i.e. 1,5 nm pour travailler à 2 μm). Ces contraintes peuvent être levées en utilisant directement une feuille de graphène, ce dont nous allons parler dans le suite.

4.3.2.3 Le graphène

Bien qu'un nanotube de carbone ressemble à une feuille de graphène enroulée sur elle-même, les scientifiques se sont intéressés aux feuilles de graphène quelques années après la découverte des nanotubes de carbone. Le graphène est une monocouche de graphite qui a été découvert en 2004 par Andre Geim [Geim 2007] [10]. Il existe maintenant plusieurs techniques qui permettent d'extraire une seule feuille de graphène (épaisseur de quelques angströms) depuis un morceau de graphite. Les atomes de carbone sont rangés de sorte à former une maille hexagonale dans les deux directions du plan (Figure 4.9). Le graphène suscite de l'intérêt auprès des chercheurs car les propriétés électroniques sont très intéressantes telles que la vitesse de déplacement des électrons qui est 30 fois plus rapide que dans le silicium, ouvrant ainsi la possibilité de fabriquer des transistors bien plus rapide que les transistors actuels avec des dimensions nanométriques. De plus, le graphène possède une excellente résistance mécanique ainsi qu'une très bonne conductivité thermique ouvrant ainsi l'accès à de nombreuses applications.

10. Pour cette occasion, avec son collaborateur Konstantin Novoselov, ils ont reçu le prix Nobel de Physique en 2010.

Le graphène a une structure de bande électronique qui permet de le classer parmi les semi-conducteurs, celui-ci ayant en plus la particularité d'avoir une énergie de gap nulle. Cela lui donne un avantage particulier comparé aux SESAMs et aux nanotubes de carbones qui nécessitent plus d'ingénierie lors de leur fabrication. Du fait de son énergie de gap nulle, l'absorption du graphène est constante du visible jusqu'au moyen infrarouge permettant alors de l'utiliser comme absorbant saturable à toutes des longueurs d'onde (Figure 4.9). Le graphène absorbe environ 2,3 % de la lumière incidente par couche d'atomes [Nair 2008] et la saturation de l'absorption a été observée pour la première fois en 2009 [Breusing 2009] permettant alors d'utiliser le graphène comme un absorbant saturable.



Représentation graphique du graphène

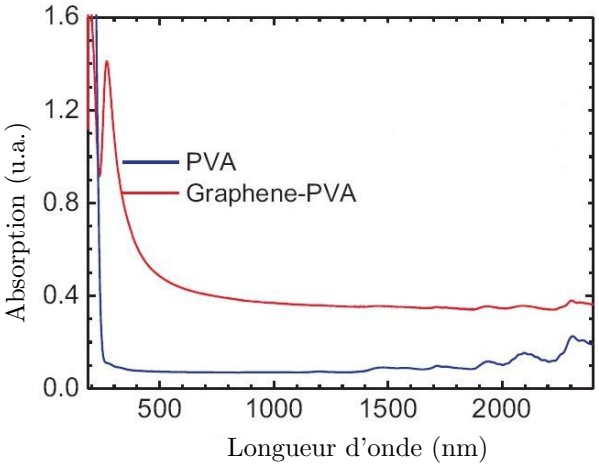


FIGURE 4.9 – Structure hexagonale d'une feuille de graphène et son spectre d'absorption après déposition sur un polymère. On remarque la large bande de transmission entre le visible et le moyen infrarouge [Sun 2010].

Les premiers résultats qui démontrent le verrouillage des modes en phase avec du graphène dans un laser à fibre ont été présentés en 2009 [Bao 2009]. De même que pour les nanotubes de carbone, les feuilles de graphène ne peuvent pas être directement déposées sur un support car elles sont beaucoup trop fragiles. Il faut alors les mélanger dans une solution contenant un polymère, par exemple l'alcool polyvinylique [Sun 2010]. Après séchage, le film est déposé sur le support qui peut être un connecteur à fibre optique FC pour l'utiliser en transmission ou un miroir pour l'utiliser en réflexion. Le

seuil de dommage de ce composant est semblable au seuil de dommage des nanotubes de carbone. Finalement, le graphène semble être un très bon candidat pour remplacer les absorbants saturables passifs actuels.

Au début de ce travail de thèse, il n'existait aucun résultat présentant un laser à fibre à verrouillage de modes à 2 μm avec un absorbant saturable à base de graphène. Le seul résultat publié récemment est un laser en anneau qui délivre des impulsions de 0,56 nJ, l'absorbant saturable étant composé de plusieurs feuilles de graphène [Liu 2012].

4.3.3 Choix de la solution pour nos expérimentations

Nous avons vu précédemment les différentes solutions qui nous permettent de générer des impulsions courtes à ultra-courtes autour de 2 μm. La rotation non linéaire de la polarisation est une solution qui a été écartée du fait de l'utilisation de composants en espace libre. Il reste alors les trois solutions à base d'absorbants saturables passifs, les SESAMs, les nanotubes de carbone et le graphène. Il est possible de se procurer des SESAMs qui fonctionnent à 2 μm. En revanche, les nanotubes de carbone et le graphène sont des technologies trop récentes et donc il est actuellement difficile de se procurer ce type d'absorbants saturables.

Finalement, nous avons pu nous procurer plusieurs SESAMs auprès d'une société allemande (Batop GmbH), les caractéristiques des deux SESAMs sont donnés dans le tableau 4.2.

SESAM	N ° 1	N ° 2
Longueur d'onde	2000 nm	1960 nm
Profondeur de modulation	8 %	18 %
Temps de recouvrement	5 ps	500 fs
Fluence de saturation	40 μJ/cm^2	65 μJ/cm^2
Fibre	SMF28 de Corning	SM2000 de Thorlabs

Tableau 4.2 – Spécifications des deux SESAMs en InGaAs/GaAs.

4.4 Développement d'un laser fibré à 1960 nm

Dans cette partie nous présentons les différents oscillateurs qui ont été développés afin d'obtenir le régime de verrouillage de modes. Nous verrons notamment quels sont les améliorations qui ont été apportées au système au fur et à mesure dans le but d'obtenir le fonctionnement le plus stable. Dans tous les cas, la cavité est une cavité linéaire du fait

de l'utilisation de SESAMs qui fonctionnent en réflexion. Il est possible théoriquement d'utiliser un circulateur fibré qui permettrait de réaliser une cavité circulaire ou une cavité en "sigma", mais ce type de composant n'existait pas en version totalement fibrée au moment de cette étude et les pertes d'insertion sur chaque voie de ces composants sont généralement supérieures à 1 dB.

4.4.1 Premiers dispositifs expérimentaux

Le schéma de notre premier laser à verrouillage de modes est présenté sur la figure 4.10. La fibre active est la fibre Tm1 présentée dans le chapitre 2. Elle est pompée

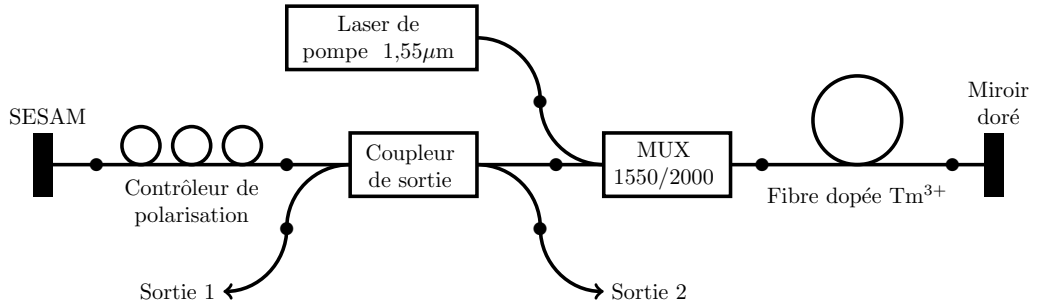


FIGURE 4.10 – Schéma du premier laser à verrouillage de modes. SESAM : Absorbant saturable à base de semi-conducteurs, MUX : Multiplexeur en longueur d'onde. Les • correspondent aux soudures.

directement dans le cœur par un laser à fibre dopée erbium émettant à 1,55 μm, le signal étant couplé dans le cœur de la fibre active par un multiplexeur (MUX) en longueur d'onde. Ce type de composant n'étant pas disponible chez nos fournisseurs, nous les avons fait développer pour nos sources lasers à 2 μm. La cavité est fermée d'un côté par un miroir doré, miroir directement collé à une fibre optique pour s'affranchir de l'alignement de celui-ci. L'autre côté de la cavité est fermé par le SESAM et dans cette expérience nous avons utilisé le SESAM N ° 1. Un contrôleur de polarisation est ajouté dans la cavité pour stabiliser et optimiser le verrouillage de modes. En effet, les fluctuations de la polarisation et les pertes dépendantes de la polarisation de certains composants peuvent empêcher le régime de verrouillage de modes de se mettre en place. Le contrôleur de polarisation est composé de trois boucles de Lefevre [Lefevre 1980]. De manière à pouvoir balayer toute la sphère de Poincaré, une combinaison de trois lames de phases est nécessaire, une lame quart-d'onde, une lame demi-onde suivie d'une nouvelle lame quart-d'onde. L'énergie dans la cavité est extraite vers deux sorties avec

un coupleur fibré. L'oscillateur est alors totalement fibré, il est composé de plusieurs fibres différentes qui sont présentées dans le tableau 4.3. Le contrôleur de polarisation, le SESAM N ° 1, le coupleur, le multiplexeur et le miroir doré sont fibrés en SMF28. On remarque que le coefficient de dispersion d'ordre deux des fibres dans la cavité est

Fibre	Tm1	SMF28
MFD à 2000 nm	7,4 μm	14,0 μm
β_2 à 2000 nm	-78,0 ps^2/m	-81,5 ps^2/m
Longueur des fibres	20 cm	10 m

Tableau 4.3 – Diamètre de mode (MFD) et coefficient de dispersion d'ordre deux calculés pour les deux fibres dans la cavité.

fortement négatif induisant alors un fonctionnement solitonique du laser à verrouillage de modes. Pour passer dans le régime d'impulsion étirée, il faudrait que la dispersion totale de la cavité soit normale ($\sum \beta_2 L > 0$).

En fonction de la puissance de pompe, nous observons deux régimes de fonctionnement, un premier régime continu et le régime "Q-switch Mode-Lock" (QSML) où des impulsions déclenchées modulent les impulsions courtes verrouillées en phase et émises par le laser (Figure 4.11).

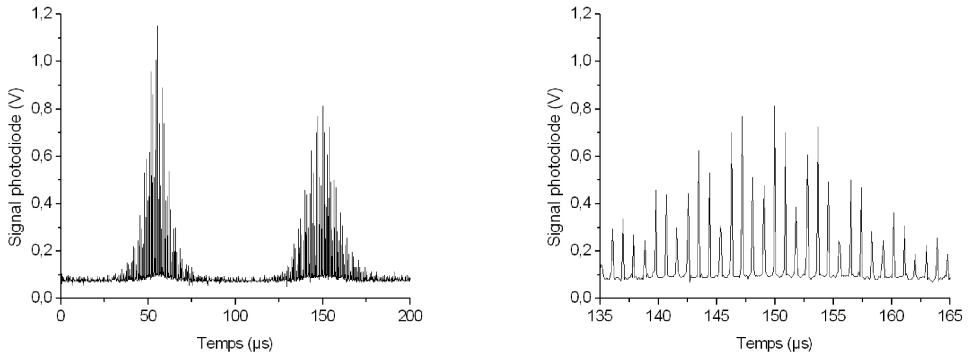


FIGURE 4.11 – Régime de fonctionnement instable QSML observé expérimentalement, où des impulsions déclenchées modulent les impulsions courtes verrouillées en phase, à droite un zoom entre 135 et 165 μs.

La fréquence des impulsions verrouillées en phase est bien égale à l'intervalle spectral libre, alors que la fréquence des impulsions déclenchées dépend de la puissance de pompe injectée ce qui est typique du régime déclenché d'impulsions. Ce régime QSML est bien

connu et plusieurs effets peuvent être responsables de l'apparition de ce régime.

Identification des limitations

Le régime QSML peut être favorisé par des réflexions parasites qui peuvent se produire au niveau des sorties qui ne sont pas isolées, comme c'est le cas ici. Nous étions conscients de ce problème mais nous n'avions pas encore pu approvisionner d'isolateurs fibrés pour cette expérience. Nous avons utilisé des fibres connectorisées FC/APC (connecteur à angle de 8 $^\circ$) mais cela ne suffit pas pour limiter les réinjections parasites du signal dans la cavité. Des réflexions parasites peuvent également avoir lieu dans la cavité avec les différents composants et les différentes soudures. Deux soudures sont particulièrement importantes dans cette cavité, il s'agit de la soudure du multiplexeur vers la fibre active et de la fibre active vers le miroir doré, la différence des diamètres de mode des deux fibres rend les soudures particulièrement difficiles à réaliser. Nous avons essayé d'optimiser la procédure de soudage afin de baisser au maximum les pertes de ces soudures. Pour limiter les problèmes au niveau de ces soudures, il est possible de les changer par d'autres fibres qui ont des paramètres opto-géométriques plus proches. Par ailleurs, La longueur de la fibre active doit être optimale pour que le signal ne soit pas réabsorbé en fin de fibre, cette réabsorption pouvant alors jouer le rôle d'un absorbant saturable [Tang 2011] et favoriser le régime de QSML.

Nous avons également remarqué que le seuil du laser est très élevé, ce qui montre que les pertes dans la cavité sont élevées. Le fait qu'il y ait beaucoup de pertes dans la cavité n'est pas un problème en soi puisque la fibre active permet de générer beaucoup de gain, en revanche, la position de ces pertes dans la cavité peut être un problème. Dans notre cas, nous avons remarqué que les pertes étaient localisées au niveau du contrôleur de polarisation, celui-ci étant équipé d'une fibre en SMF28. Le mode à 2 μm se propageant dans cette fibre est évanescent avec un facteur de recouvrement égal à 0,35 seulement. Ainsi, le faible rayon de courbure des boucles du contrôleur de polarisation crée des pertes non négligeables sur le signal [11]. Il faut alors trouver une fibre dont les pertes par courbure à 2 μm seraient moins importantes.

Le régime de QSML étant limitant, nous pouvons introduire ici le travail mené par l'équipe d'Ursulla Keller sur la compétition entre le régime QSML et le régime de verrouillage de modes [Hönninger 1999]. Ce régime provenant des oscillations de relaxation dans le laser, leur analyse utilise les équations d'évolution de la puissance,

11. Le nombre de tours dans le contrôleur de polarisation a été choisit de sorte à couvrir toute la sphère de Poincaré.

du gain et des pertes dans la cavité laser en fonction du temps. Plusieurs approximations sont faites et notamment la durée de l'impulsion doit être de l'ordre du temps de recouvrement de l'absorption de l'absorbant saturable (absorbant saturable lent) et être très inférieure au temps d'aller et de retour des photons dans la cavité. L'équation utilisée ci-après est valable dans le cas d'un absorbant saturable à semi-conducteur dont la profondeur de modulation est inférieure à 10 %. De cette étude, en régime solitonique, ils démontrent alors une relation qui lie l'énergie des impulsions aux paramètres du milieu à gain et du SESAM :

$$E_{SAT,Laser} G K^2 E_p^3 + E_p^2 > E_{SAT,Laser} E_{SAT,SESAM} \Delta R \tag{4.18}$$

avec $E_{SAT,Laser}$ l'énergie de saturation du milieu à gain, G le gain petit signal, E_p l'énergie des impulsions, $E_{SAT,SESAM}$ l'énergie de saturation du SESAM et ΔR la profondeur de modulation du SESAM. La constante K va dépendre des paramètres de la cavité et du milieu à gain :

$$K = \frac{0.315}{1.76} \frac{4\pi n_2 L}{D A_{eff} \lambda_0 \Delta\nu_g} \tag{4.19}$$

avec D le paramètre de dispersion, A_{eff} l'aire effective du mode, L la longueur de fibre dans la cavité, n_2 l'indice non linéaire de la fibre, λ_0 la longueur d'onde et $\Delta\nu_g$ la largeur du spectre de gain. On peut facilement déduire des équations 4.18 et 4.19 qu'une cavité longue va permettre de repousser le régime QSML car si on augmente la longueur de cavité, K augmente et l'énergie des impulsions E_p augmente à puissance de pompe constante. De plus, d'après cette équation il convient d'utiliser un absorbant saturable ayant la plus faible énergie de saturation. Cela vient de l'énergie des impulsions incidentes sur le SESAM qui doit être plusieurs fois supérieure à l'énergie de saturation de celui-ci. De plus, l'utilisation d'un milieu à gain qui a une faible énergie de saturation est favorable, cela vient du fait que lorsque les oscillations de relaxation sont intenses, celles-ci sont atténuées grâce à la saturation du gain. Enfin, on peut remarquer aussi la dépendance de K avec la longueur de la cavité, plus cette longueur sera importante, plus le verrouillage de mode sera stable. Cela s'explique par le fait que pour une largeur spectrale donnée, une grande longueur de fibre va permettre de mettre en phase plus de modes longitudinaux.

Selon ces aspects théoriques et les considérations pratiques, notamment la disponibilité des composants à 2 μm, il faut trouver le meilleur compromis. Ces différentes observations ont été prises en compte pour améliorer l'oscillateur et cela donne lieu à

une deuxième version, présentée dans la suite.

Deuxième version de l'oscillateur laser

Dans le but de converger vers un régime plus stable, plusieurs modifications ont été apportées à la cavité pour cette deuxième version de l'oscillateur. Les soudures de la fibre active ont été optimisées, mais malgré cela, les pertes au niveau de ces soudures restent assez élevées (environ 3 dB pour les deux). Par ailleurs, la longueur de la fibre active a été réduite pour minimiser la réabsorption à la fin de la fibre. La fibre du contrôleur de polarisation a été changée par une fibre passive dont les paramètres opto-géométriques correspondent à la fibre active dans la cavité. Le multiplexeur qui délivre la pompe a été retiré de la cavité pour réduire le nombre de composants, comme le montre la figure 4.12. Deux isolateurs fibrés ont été ajoutés aux deux sorties du laser afin de bloquer le signal

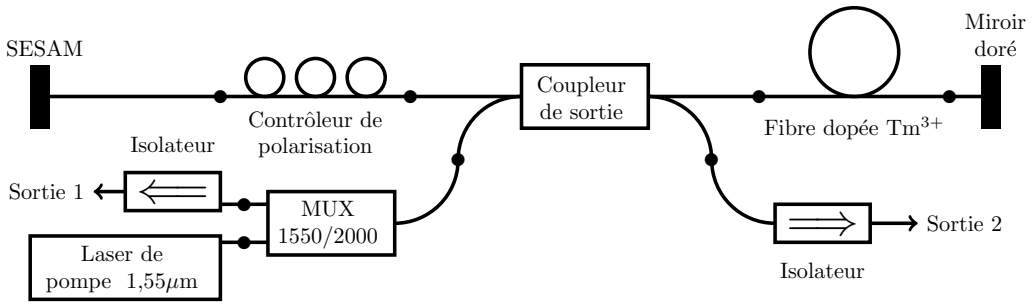
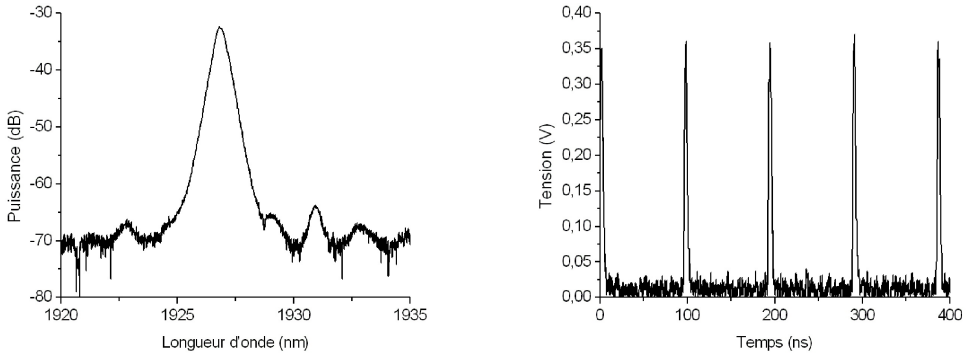


FIGURE 4.12 – Schéma du deuxième laser à verrouillage de modes. Des isolateurs ont été ajoutés et le MUX est en dehors de la cavité.

qui pourrait revenir dans la cavité et perturber le fonctionnement du laser. Toute la puissance de pompe n'est pas couplée dans la fibre active car le coupleur de la cavité, qui permet d'extraire le signal à 2 μm transmet 50 % du signal de pompe sur les deux voies.

Grâce aux différentes optimisations, le laser atteint le régime de verrouillage de modes et ce régime est auto-démarrant. Le seuil de fonctionnement en régime continu du laser est plus faible, ce qui montre bien que la fibre en SMF28 dans le contrôleur de polarisation induisait des pertes non négligeables dans la cavité. Le spectre optique (Figure 4.13), tracé en échelle logarithmique, est de forme triangulaire, ce qui montre bien que nous sommes en régime solitonique [12]. Du fait qu'il n'y ait aucun élément sélectif en longueur d'onde dans la cavité, le laser émet à différentes longueurs d'onde

12. Une fonction $sech^2$ tracée en échelle logarithmique a une forme triangulaire.



(a) Spectre optique. (b) Trace temporelle des impulsions

FIGURE 4.13 – Spectre optique et trace temporelle des impulsions en sortie du laser.

suivant l'angle des boucles du contrôleur de polarisation ou encore la position des fibres. Un effet de la température sur la fibre active est aussi observé sur le fonctionnement du laser. Si la fibre active est correctement plaquée sur la table optique, la longueur d'onde d'émission du laser sera plus haute que dans le cas où la fibre est déposée sur une plaque dont la conductivité thermique est moins bonne. Par exemple, dans cette configuration, nous avons observé le régime de verrouillage de modes entre 1910 nm et 1970 nm entre deux temps différents et pour des positions différentes des fibres sur la table optique. La période des impulsions correspond bien à l'intervalle spectral libre, le fonctionnement est stable mais il subsiste malgré tout une modulation. Celle-ci n'est pas visible sur la figure 4.13(b) puisque la période de ces modulations est de plusieurs dizaines de microsecondes. Enfin, le fonctionnement en régime de verrouillage de modes dure seulement quelques secondes avec cette nouvelle configuration, laissant donc encore une bonne marge de progression, comme le montre le paragraphe suivant.

4.4.2 Présentation de l'oscillateur final

La cavité laser a été simplifiée, comme le montre la figure 4.14. Le miroir doré a été remplacé par un réseau de Bragg centré à 1960 nm de sorte à forcer l'oscillation laser à cette longueur d'onde. La largeur à mi-hauteur du réseau de Bragg est de 3,5 nm et sa réflectivité est de 80 %, permettant alors de délivrer au minimum des impulsions de l'ordre d'une picoseconde à cause de la limite de Fourier. Il est difficile technologiquement d'obtenir un réseau de Bragg ayant une bande de réflectivité plus large afin de pouvoir obtenir des impulsions plus courtes. L'utilisation d'un réseau de

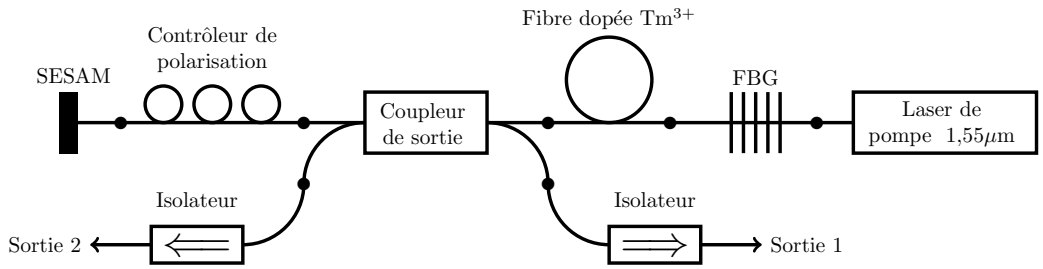


FIGURE 4.14 – Schéma de l'oscillateur final à verrouillage de modes. Le miroir doré a été remplacé par un réseau de Bragg (FBG), la puissance de pompe est délivrée au travers du FBG.

Bragg dans la cavité d'un laser à verrouillage de modes permet d'améliorer sa stabilité [Laegsgaard 2008, Ouyang 2010]. Cela vient de la constante K présente dans l'équation 4.19 qui est inversement proportionnelle à la largeur spectrale du milieu à gain, favorisant ainsi le régime de verrouillage de modes. Ensuite, afin de limiter l'effet de la température sur la fibre active qui a une incidence sur le gain, la fibre Tm1 a été remplacée par la fibre Tm-Ho1 qui est moins dopée. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 2 une fibre fortement dopée va être plus sensible aux transferts d'énergies vers les états excités et cet effet va générer un échauffement de la fibre qui va d'autant plus contribuer à ces transferts d'énergie. La fibre du contrôleur de polarisation a été remplacée par de la fibre SM2000 dont le mode est proche de la fibre SMF28 (Voir tableau 4.4) et dont les pertes par courbures sont nettement plus faibles de manière à ce que cette fibre puisse être placée dans le contrôleur de polarisation. Le SESAM N ° 1 a été remplacé par le SESAM N ° 2 car la longueur d'onde de travail de ce dernier est à 1960 nm, la longueur d'onde du réseau de Bragg, et il est connectorisé à un morceau de fibre SM2000. Le coupleur dans la cavité permet d'extraire 35 % de l'énergie vers les sorties 1 et 2. Le montage, déployé sur la table optique est présenté sur la figure 4.15. Finalement, la cavité contient maintenant quatre fibres différentes, dont les diamètres de mode et les coefficients de dispersion d'ordre deux sont indiqués dans le tableau 4.4. La SM2000 est la fibre du SESAM et du contrôleur de polarisation, la SMF28 est la fibre du coupleur et dans la dernière colonne du tableau il s'agit de la fibre du réseau de Bragg (FBG).

Certaines soudures demandent une optimisation spécifique et notamment les soudures entre la fibre SMF28 et la fibre dopée Tm-Ho1 mais aussi la soudure entre la fibre du réseau de Bragg et la fibre dopée Tm-Ho1. La caractérisation de la source s'est faite

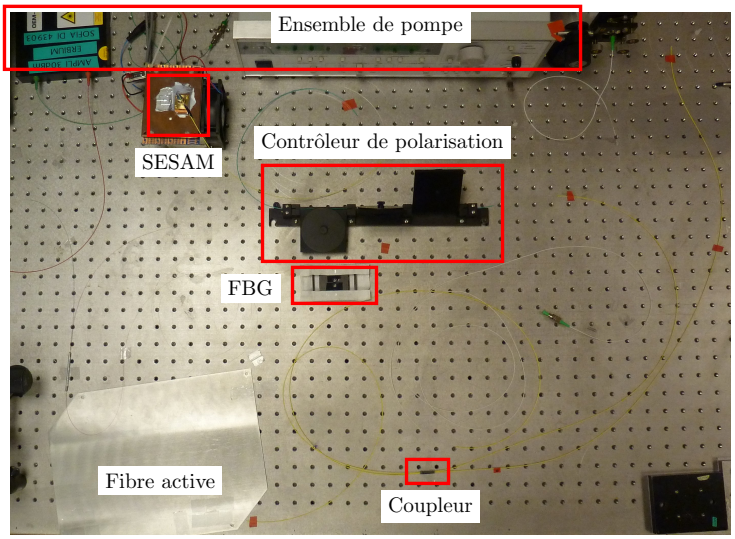


FIGURE 4.15 – Laser à verrouillage de modes déployé sur la table optique. SESAM : absorbant saturable à base de semi-conducteurs et FBG : réseau de Bragg.

Fibre	SM2000	SMF28	Tm-Ho-1	FBG
MFD à 1960 nm	14,3 μm	13,6 μm	10,2 μm	7,3 μm
β_2 à 1960 nm	-83,7 ps^2/m	-74.5 ps^2/m	-84,2 ps^2/m	-72,0 ps^2/m
Longueur des fibres	5,5 m	2 m	70 cm	1,5 m

Tableau 4.4 – Diamètre de mode (MFD) et coefficient de dispersion d'ordre deux (β_2) calculés pour les quatre différentes fibres dans la cavité.

au niveau de la sortie 2, la sortie 1, délivrant moins de puissance, est utilisée seulement pour du contrôle. Nous avons analysé les différents régimes par lesquels passe le laser lors de l'augmentation de la puissance de pompe. Par ailleurs, pour une puissance de pompe fixée, nous avons analysé l'auto-démarrage du régime de verrouillage de modes, ces différents aspects sont discutés dans la suite.

4.4.2.1 Cartographie des différents régimes

Lorsque la puissance de pompe augmente, l'oscillateur laser passe par différents régimes. Cette observation est très fréquente dans les lasers à fibre à verrouillage de modes. Dans un premier temps, près du seuil, le laser fonctionne en régime continu (Figure 4.16). Avec l'augmentation de la puissance de pompe, le laser passe par le régime QSML. Ensuite, le régime de verrouillage de modes apparait, il peut alors y

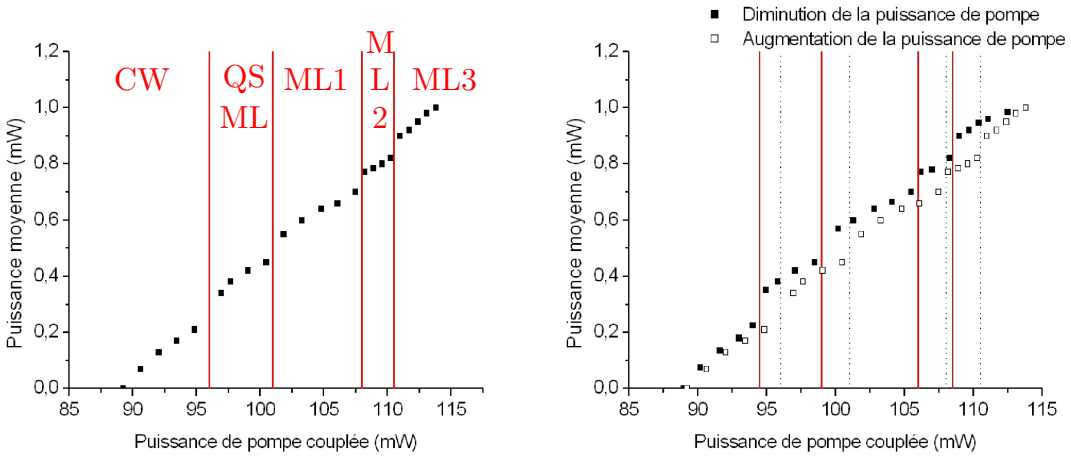
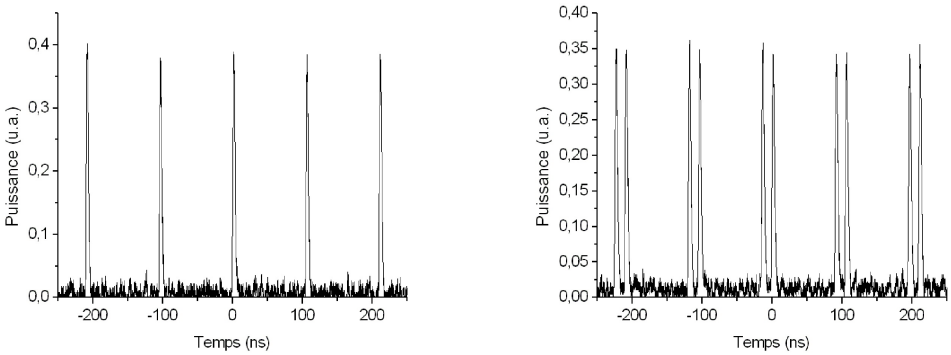


FIGURE 4.16 – Le graphique de gauche montre les différents régimes lors de l'augmentation de la puissance de pompe. CW = émission continue, QSML = impulsions courtes modulées par des impulsions déclenchées, ML1 = une seule impulsion, ML2 = deux impulsions et ML3 = trois impulsions dans la cavité. Le graphique de droite montre l'effet d'hysteresis, les carrés et traits rouges ont été mesurés lors de la diminution de la puissance de pompe, les carrés creux et les traits pointillés lors de l'augmentation de la puissance de pompe.

avoir une ou plusieurs impulsions[13] qui se forment dans la cavité, suivant la puissance de pompe. La figure 4.16 montre en effet un premier régime ML1 où l'émission est mono-impulsionnelle, ML2 où l'émission est bi-impulsionnelle et ML3 où l'émission est tri-impulsionnelle. La figure 4.17 montre la trace temporelle du laser en sortie dans le régime de fonctionnement mono-impulsionnel et bi-impulsionnel. En régime de dispersion anormale, dans notre cas, l'énergie et la durée des impulsions sont quantifiées par le théorème de l'aire du soliton (Équation 4.17). Le verrouillage de modes à plusieurs impulsions s'établit lorsque l'énergie dans la cavité est trop importante pour être supportée par un seul soliton, celui-ci se sépare alors en plusieurs solitons qui peuvent avoir une relation de phase entre eux [Haboucha 2008]. Nous observons également un effet d'hystérésis sur le fonctionnement du laser comme cela a pu être observé et expliqué dans la littérature [Komarov 2005, Engelbrecht 2008a] (Figure 4.16). Autrement dit, les différents régimes observés (QSML, ML1, etc.) ne se produisent pas à la même puissance de pompe suivant si celle-ci est augmentée ou diminuée. Cet effet serait dû aux

13. On parle alors de régime multi-impulsionnel.



(a) Régime mono-impulsionnel. (b) Régime biimpulsionnel.

FIGURE 4.17 – Trace temporelle des impulsions en sortie du laser.

pertes de la cavité qui varient suivant la puissance des impulsions, plus ces pertes sont importantes plus l'effet d'hystérésis est important [Komarov 2005, Tang 2005] [14]. Cet effet a été observé à plusieurs reprises et pour différentes positions des boucles de Lefevre. De plus, il semblerait que l'effet d'hystérésis soit plus prononcé lorsque le nombre d'impulsion dans la cavité est important, mais ce n'est pas ce que nous observons expérimentalement [Liu 2010].

4.4.2.2 Auto-démarrage du régime de verrouillage de modes

Nous avons analysé précédemment les différents régimes obtenus lorsque la puissance de pompe du laser est augmentée ou diminuée continuement. La réponse à un échelon de pompe a également été caractérisée de manière à voir comment le laser se stabilise au régime de verrouillage de modes après quelques secondes de fonctionnement (Figure 4.18) [15]. La puissance de pompe doit être choisie de sorte que, après quelques secondes voire dizaines de secondes de fonctionnement, le laser soit dans le régime de verrouillage de modes mono-impulsionnel. L'exemple présenté ici est pour une puissance de pompe de 110 mW. Lors de l'allumage de la pompe, le laser débute sur le régime QSML pendant environ une seconde. Ensuite, le régime de verrouillage de modes est atteint mais plusieurs impulsions sont émises (dans ce cas, deux impulsions). Enfin, la

14. Cet effet d'hystérésis a également été observé dans les lasers à cristaux massifs à verrouillage de modes [Lederer 1999, Kalashnikov 2003].

15. Sur cette figure on pourrait penser que le régime mono-impulsionnel n'est pas stable. L'échantillonnage des points est responsable de cette impression et nous verrons dans la suite que le régime mono-impulsionnel est bien stable.

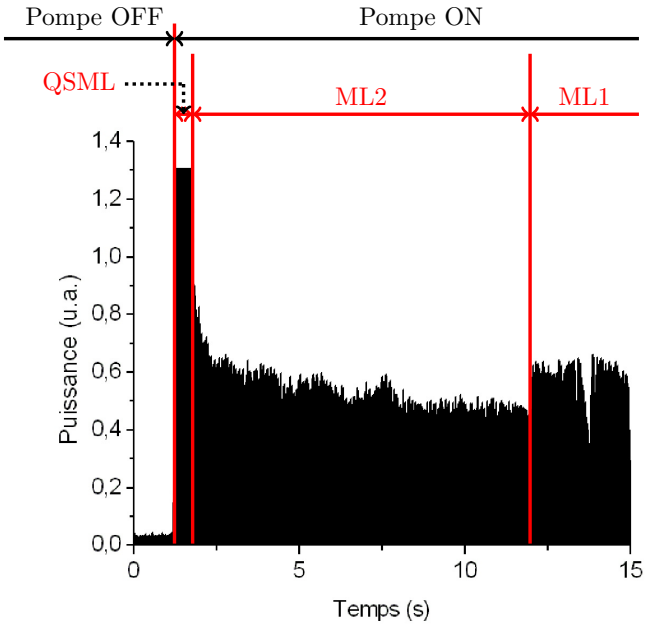


FIGURE 4.18 – Réponse temporelle de l'oscillateur à un échelon de pompe ($P_{pompe} = 110\ mW$). Les régimes atteints chronologiquement sont le QSML, le verrouillage de modes bi-impulsionnel (ML2) et le verrouillage de modes mono-impulsionnel (ML1).

thermalisation de la fibre active fait baisser le gain à la longueur d'onde d'émission et donc après une dizaine de secondes le régime mono-impulsionnel est obtenu. Une puissance de pompe plus basse permet d'atteindre directement le régime à une impulsion, mais le verrouillage de modes est rapidement perdu à cause de la thermalisation de la fibre active, le régime obtenu devient alors continu ou QSML.

4.4.2.3 Caractéristiques de sortie

Après avoir analysé le démarrage du régime de verrouillage de modes, nous allons détailler le fonctionnement du laser lorsque le régime de verrouillage de modes mono-impulsionnel est atteint. Le spectre des impulsions a été mesuré du côté de la sortie 2 du laser et il est présenté sur la figure 4.19. L'émission spontanée amplifiée se situe 40 dB en dessous du signal ce qui signifie que la proportion de celle-ci en sortie du laser est négligeable. Le spectre a une forme triangulaire, typique d'un fonctionnement en régime solitonique, avec une légère asymétrie à plus basse longueur d'onde qui est attribuée au

spectre de réflexion du réseau de Bragg. La largeur à mi-hauteur du spectre est égale à 0,91 nm.

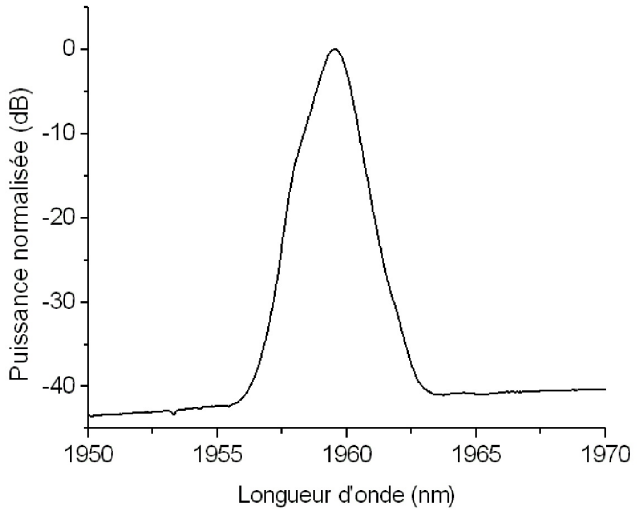


FIGURE 4.19 – Spectre du laser mesuré à la sortie 2.

La puissance moyenne mesurée au niveau de la sortie 2 est de 700 μW, ce qui est trop faible pour permettre une mesure de la durée des impulsions par l'autocorrélation [16] en intensité des impulsions. L'amplification des impulsions permet d'augmenter l'énergie de sorte que l'utilisation d'un autocorrélateur devienne possible, mais il convient d'être prudent car l'amplification des impulsions peut déformer les impulsions, d'autant plus lorsqu'il s'agit de solitons. C'est pourquoi nous avons étudié, avec le modèle proposé dans la partie 4.5.1, l'amplification de ces solitons, afin de voir si la forme de ces impulsions est modifiée lors de la propagation et l'amplification sous un faible gain. Une puissance égale à 5 mW nous permet d'avoir du signal à l'autocorrélateur, ainsi, nous avons appliqué un gain de 10 dans le modèle numérique. Nous avons supposé que les impulsions dans la cavité étaient à la limite de Fourier, avec une durée égale à 4,5 ps [17]. La figure 4.20(a) montre les impulsions normalisées en entrée et en sortie de l'amplificateur et nous permet de voir que l'impulsion n'est pas déformée après amplification sur une longueur de 1 m et après propagation dans une fibre passive sur une longueur de 10 m. Une autre

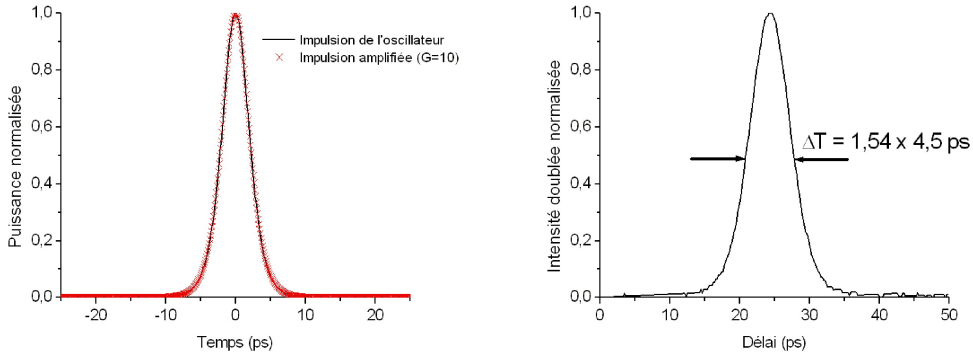
16. Plus de détails sont donnés en annexe A concernant la détermination de la durée des impulsions par la mesure de l'autocorrélation, nous verrons notamment qu'il existe plusieurs mesures d'autocorrélations différentes.

17. On suppose alors que les impulsions ne présentent aucune dérive en fréquence (chirp).

approche consiste à utiliser la période du soliton (z_0), longueur à partir de laquelle de soliton commence à se rééquilibrer après une perturbation. Cette longueur est définie par [Agrawal 2007] :

$$z_0 = 0,322\frac{\pi\Delta t^2}{2|\beta_2|} \tag{4.20}$$

Si la longueur du milieu amplificateur et de la fibre passive en sortie est très inférieure à la période du soliton, le soliton est alors amplifié sans changer de forme. Dans notre cas, l'application numérique donne la période d'un soliton d'une durée de 4,5 ps dans une fibre SMF28 supérieure à 150 m. On peut donc considérer que le soliton ne se déforme pas sur une longueur de quelques mètres. Nous avons donc réalisé l'expérience



(a) Résultat de simulation pour la propagation d'une impulsion amplifiée (G=10) sur 1 m de fibre active et propagée sur 10 m de fibre standard SMF28.

(b) Autocorrélation en intensité des impulsions.

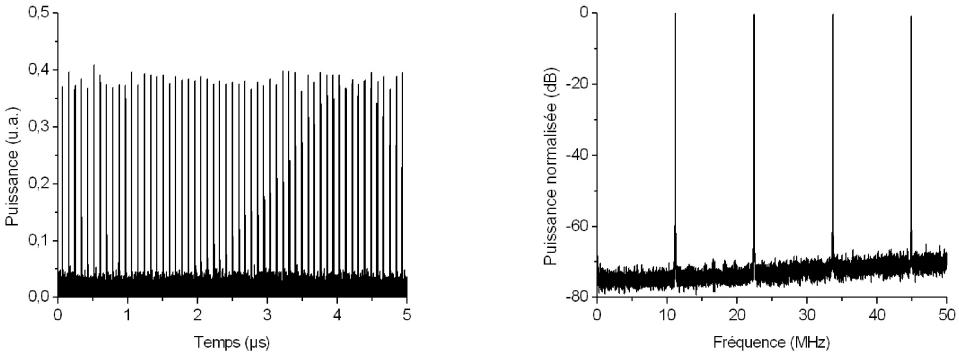
FIGURE 4.20 – Résultat de la simulation et mesure de l'autocorrélation des impulsions.

correspondante et obtenu l'autocorrélation en intensité présentée sur la figure 4.20(b), la durée des impulsions correspondante est de 4,5 ps [18]. Le produit de la largeur spectrale à mi-hauteur par la largeur temporelle à mi-hauteur donne 0,32, les impulsions émises par l'oscillateur sont donc très proches de la limite de Fourier.

Le train d'impulsion a été mesuré en sortie avec un détecteur InGaAs ayant une bande passante de 100 MHz couplé à un oscilloscope ayant lui une bande passante de 2 GHz (Figure 4.21(a)). On remarque alors que le laser est bien stable en amplitude d'une impulsion à l'autre. Dans le but d'analyser la stabilité de l'oscillateur, le spectre électrique basse fréquence des impulsions mesurées par le détecteur a été relevé, il est

18. L'appareil utilisé pour la mesure est un autocorrélateur APE Pulsecheck.

donné sur la figure 4.21(b). On remarque que le spectre basse fréquence ne présente



(a) Train d'impulsion.

(b) Spectre basse fréquence (Résolution de 100 kHz).

FIGURE 4.21 – Mesure du train d'impulsion et du spectre basse fréquence.

pas de pic secondaire et que le rapport signal-sur-bruit (RSB) est supérieur à 70 dB autour de la première harmonique, l'oscillateur laser fonctionne donc bien en régime mono-impulsionnel. Une mesure plus précise avec une meilleure résolution (1 kHz) et un moyennage de plusieurs relevés consécutifs a été réalisée autour de la première harmonique montrant alors un RSB de 80 dB [Renard 2012].

Finalement, les performances qui ont été obtenues avec l'oscillateur sont récapitulées dans le tableau 4.5.

Puissance moyenne	700 μW
Fréquence de répétition	11,2 MHz
Énergie par impulsions	62 pJ
Durée des impulsions	4,5 ps
Largeur spectrale	0,91 nm

Tableau 4.5 – Récapitulatif des performances obtenues avec l'oscillateur à verrouillage de modes.

4.4.2.4 Limitations et améliorations possibles de l'oscillateur

Différentes d'expériences nous ont permis de converger vers un fonctionnement stable du laser à verrouillage de modes. Bien que plusieurs améliorations ont été apportées, il subsiste encore quelques points qui demandent à être optimisés. Notamment, les

variations de température au niveau de la fibre active à cause des transferts d'énergie vers les états excités font baisser la puissance et l'énergie des impulsions induisant au bout de quelques minutes la perte du régime de verrouillage de modes. Pour remédier à cela, il est possible d'améliorer le refroidissement de la fibre en régulant en température la fibre avec un Peltier. Une autre solution consiste à asservir la puissance de pompe avec la puissance en sortie du laser de manière à l'augmenter (ou la diminuer) lorsque la puissance du laser diminue (ou augmente) en sortie.

La cavité laser pourrait être encore simplifiée, notamment en utilisant un réseau de Bragg partiellement réfléchissant, le coupleur présent dans la cavité pourrait alors être retiré. Cette cavité plus simple a déjà été démontrée avec l'utilisation d'un réseau de Bragg à pas variable [Gumenyuk 2011], nous avons essayé de tester ce type de cavité (Figure 4.22), mais nous n'avons pas réussi à obtenir un verrouillage de modes stable. Nous observons en particulier des impulsions déclenchées qui modulent (Figure 4.23(a))

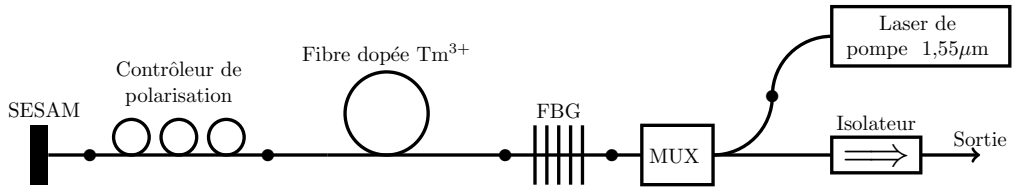
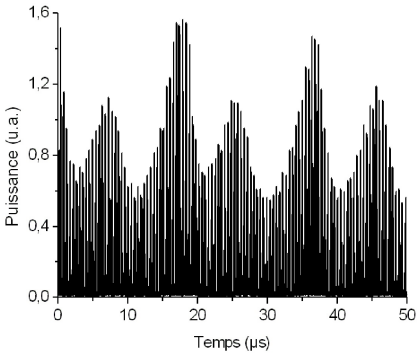
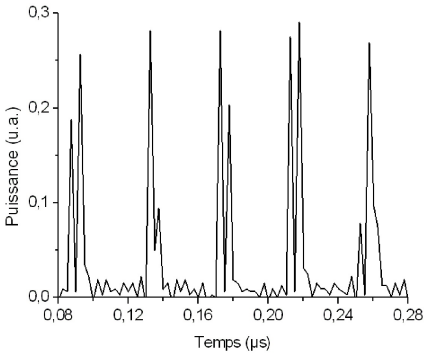


FIGURE 4.22 – Simplification possible du laser à verrouillage de modes.

des impulsions courtes verrouillées en phase dont l'émission est multi-impulsionnelle (Figure 4.23(b)). Nous pensons que l'instabilité provient de la répartition des pertes dans la cavité qui est différente. En effet, nous pensons que le niveau de puissance qui arrive sur le SESAM est trop élevé, ne permettant pas à l'absorption de se recouvrir totalement et cela favoriserait alors le régime déclenché (période qui diminue avec la puissance de pompe). Par ailleurs, lorsque l'énergie des impulsions en incidence sur le SESAM est trop importante, la transmission de la couche absorbante diminue à cause de l'absorption à deux photons, cette nouvelle interaction pourrait également perturber le fonctionnement du laser. La longueur de la fibre active a été optimisée pour éviter la réabsorption du signal à la fin de la fibre, il se peut alors qu'un résidu de puissance de pompe soit incident sur le SESAM pouvant alors perturber son fonctionnement. Pour le régime multi-impulsionnel, cela serait dû au seuil trop élevé, et donc à des pertes trop élevées, du laser qui ne permettrait pas à un seul soliton de se propager dans la cavité. Ces pertes peuvent provenir des soudures dans la cavité, mais la simplification de la cavité et la maîtrise des soudures doivent permettre de limiter ces pertes. Dans



(a) Train d'impulsion présentant la modulation.



(b) Zoom sur quelques impulsions.

FIGURE 4.23 – Mesure du train d'impulsion, sur la figure de gauche on remarque la modulation et sur celle de droite on remarque la présence de plusieurs impulsions.

l'éventualité ou le SESAM ait été détérioré avec la mise en place de cette nouvelle cavité, l'ancien oscillateur a été de nouveau réalisé et a donné les même résultats que ceux présentés au paragraphe 4.4.2.

4.5 Amplification des impulsions courtes dans des fibres

Les impulsions délivrées en sortie de l'oscillateur ont une trop faible puissance crête pour notre application et doivent être amplifiées afin d'atteindre les niveaux de puissance voulus. Cependant, l'augmentation de la puissance crête lors de l'amplification et la propagation des impulsions dans la fibre font rapidement apparaître des effets non linéaires et en premier lieu, l'auto-modulation de phase. Dans le cas ou nous voulons monter fortement en énergie des impulsions, nous ne pouvons plus considérer les impulsions comme des solitons du fait que la longueur non linéaire (L_{NL}) devient très inférieure à la longueur de dispersion (L_D) :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} < L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \tag{4.21}$$

Cela vient de la puissance crête qui engendre trop de nonlinéarités pour que celles-ci soient compensées par la dispersion. Pour connaître l'impact de ces nonlinéarités sur les impulsions, nous introduisons le paramètre B qui traduit l'accumulation de la phase

non linéaire et qui est le résultat de l'intégrale suivante :

$$B = \gamma \int_0^L P_c(z)dz \tag{4.22}$$

avec γ le coefficient non linéaire, L la longueur de propagation et $P_c(z)$ la puissance crête à la position z dans la fibre. Pour diminuer les nonlinéarités il faut alors soit diminuer la puissance crête, diminuer le coefficient non linéaire ou diminuer la longueur de fibre.

La diminution de la puissance crête peut se faire en utilisant l'amplification par dérive de fréquence, comme cela a déjà été présenté au paragraphe 4.2.3.2. Cette technique permet d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la durée des impulsions et donc de diminuer fortement la puissance crête. Par contre, l'utilisation de composants en espace libre n'est pas intéressante dans notre cas car nous perdons l'avantage de la robustesse et de la compacité. Cette solution est malgré tout intéressante lorsque l'on souhaite atteindre de très fortes énergies, comme cela a été proposé par Sims *et al.* [Sims 2011] où des impulsions de 182 nJ d'énergie et 150 fs de durée ont été obtenues.

Le coefficient non linéaire est inversement proportionnel à l'aire effective (Équation 4.14), il faut donc augmenter le diamètre de mode pour diminuer γ. Nous avons, parmi les fibres actives dopées thulium disponibles au laboratoire, plusieurs diamètres et dopages différents. L'augmentation de la puissance crête se fera différemment d'une fibre à l'autre et il est difficile de savoir quelle sera la meilleure fibre pour notre amplificateur. En effet, dans une fibre passive, la réponse est simple, il suffit de prendre la fibre qui a la plus grande aire effective pour une longueur donnée. Dans le cas d'une fibre active, la puissance crête varie le long de la fibre du fait de l'amplification et d'autres paramètres rentrent en compte comme l'énergie extractible, la proportion d'émission spontanée amplifiée et cela complexifie le raisonnement.

Enfin, la diminution de la longueur de fibre peut se faire en optimisant le système de pompage. L'utilisation d'un pompage dans la gaine diminue, dans le rapport des surfaces du cœur et de la gaine, l'absorption de la pompe imposant alors l'utilisation de fibres amplificatrices de plusieurs mètres de longueur. Un pompage dans le cœur au niveau $^3F_4$ permet de bénéficier de la forte absorption dans le cœur dans cette gamme de longueur d'onde et donc d'utiliser une fibre dopée de quelques dizaines de centimètres seulement. Nous disposons au laboratoire d'une source à 1560 nm de 5 W de puissance moyenne, nous baserons alors les simulations sur cette source de pompe.

Le modèle a été développé afin de déterminer quels sont les paramètres qui vont le

plus influer sur la distorsion spectrale et temporelle des impulsions par auto-modulation de phase, ce modèle est présenté dans la suite. Il doit nous permettre de choisir parmi les fibres disponibles la meilleure qui va nous permettre d'extraire le plus d'énergie dans une certaine limite fixée par l'accumulation de nonlinéarités.

4.5.1 Modélisation de l'amplification des impulsions courtes dans une fibre monomode

Pour modéliser l'amplification d'impulsions courtes dans un amplificateur à fibre optique, il nous faut résoudre l'équation de Schrödinger non linaire (Équation 4.7). Cette équation permet de calculer l'évolution temporelle et spectrale d'une impulsion lors de sa propagation et de son amplification dans une fibre. Pour la résolution de cette équation et afin de gagner un temps considérable sur le calcul, nous pouvons découpler la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire et le calcul du gain linéique le long de la fibre. Il faut alors d'abord calculer l'évolution de l'énergie des impulsions dans la fibre amplificatrice et ensuite calculer l'évolution temporelle des impulsions en résolvant l'équation de Schrödinger non linéaire.

Nous pouvons alors considérer l'amplification d'un signal continu et stationnaire que nous justifions par les arguments suivants :

- la période des impulsions est plusieurs ordres de grandeur en dessous du temps de vie de la transition laser. On peut alors considérer que le gain n'évolue pas entre deux impulsions ;
- l'énergie des impulsions en entrée et en sortie de l'amplificateur sont plusieurs ordres de grandeur en dessous de l'énergie de saturation de la fibre. On considère alors que le gain ne varie pas le long de l'impulsion ;
- nous considérons que toutes les composantes spectrales des impulsions bénéficient du même gain. Cette supposition se justifie par le fait que le spectre des impulsions ne devrait pas s'élargir et la largeur à mi-hauteur du spectre ne devrait pas dépasser 10 nm. Nous pouvons supposer cela car nous souhaitons amplifier nos impulsions sans l'accumulation des nonlinéarités, dans d'autres cas où l'amplification serait plus importante, le spectre peut s'élargir par l'effet de l'auto-modulation de phase, de l'instabilité de modulation et de l'effet Raman au-delà de la bande du gain du thulium et ce serait une partie du signal qui ne pourrait plus être amplifiée. Finalement, nous supposons que la largeur spectrale reste très inférieure à la bande spectrale du gain et nous appliquerons le même gain à toutes les composantes spectrales de l'impulsion, simplifiant ainsi les calculs.

Il suffit alors dans un premier temps de calculer l'évolution de la puissance moyenne du signal ainsi que la génération d'émission spontanée amplifiée pour différentes configurations. Après avoir calculé le gain linéique, celui-ci pourra être utilisé dans l'équation de Schrödinger non linéaire pour calculer l'évolution du spectre et de la forme des impulsions lors de l'amplification.

4.5.1.1 Modélisation de l'amplification en régime continu dans une fibre dopée thulium

Le but de cette première partie du modèle est de déterminer la puissance en sortie à la longueur d'onde du signal mais aussi la puissance de l'émission spontanée amplifiée, qui se propage dans les deux sens, et ce en fonction de la puissance en entrée de l'amplificateur, la fibre active utilisée et la puissance de pompe. Ce modèle va permettre de simuler l'amplification du signal autour de 2 μm depuis un amplificateur à fibre dopée thulium pompé dans le cœur à la résonance avec une source de pompe émettant à une longueur d'onde autour de 1,55 μm. Dans ce modèle nous allons uniquement considérer les deux premiers niveaux d'énergie du thulium, les niveaux $^3H_6$ et $^3F_4$ (Figure 4.24). Le niveau $^3H_4$ est introduit dans cette figure car nous prenons en compte l'effet in-

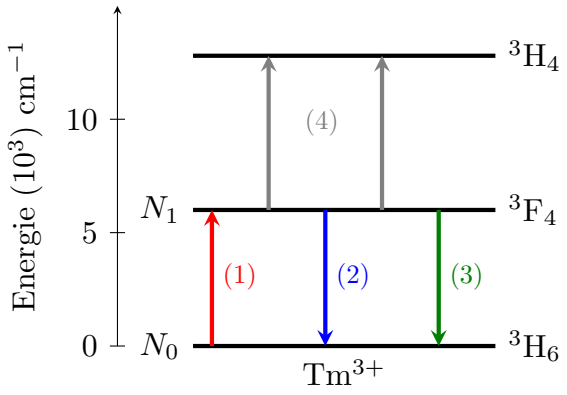
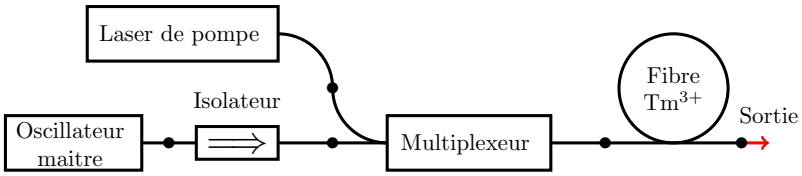


FIGURE 4.24 – Transitions du thulium : (1) est l'absorption d'un photon, (2) l'émission stimulée, (3) l'émission spontanée et (4) représente des transitions non radiatives vers les niveaux supérieurs.

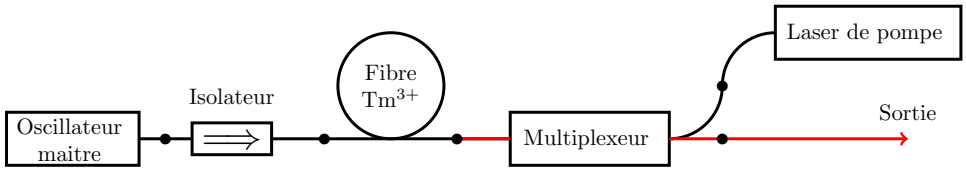
verse de la relaxation croisée présentée dans le chapitre 2. Cet effet est responsable du dépeuplement du niveau $^3F_4$ par l'absorption de photons qui vont exciter les ions au niveau $^3F_4$ vers le niveau $^3H_4$, ayant alors pour conséquence de dégrader l'efficacité. Nous utiliserons dans les calculs les paramètres opto-géométriques et spectroscopiques

de trois des quatre fibres que nous avons présenté dans le chapitre 2. Il s'agit des fibres Tm1, Tm2 et Tm3, la fibre Tm-Ho1 étant co-dopée avec des ions holmium nous n'avons pas utilisé le modèle pour cette fibre.

Nous avons privilégié un pompage dans le cœur à la résonance afin de bénéficier de la forte absorption du thulium et donc de limiter les effets non linéaires. Dans le cas où le signal et la pompe se propagent dans le même sens, on parle de pompage co-propagatif (Figure 4.25). Ce schéma de pompage a l'avantage de limiter la propagation



(a) Pompage co-propagatif.



(b) Pompage contra-propagatif.

FIGURE 4.25 – Pompages co- et contra-propagatifs pour un amplificateur à fibre. Les • symbolisent les soudures et les flèches rouges la fibre passive en sortie que les impulsions doivent traverser après amplification.

des impulsions amplifiées de forte puissance crête à seulement quelques centimètres de fibre passive en sortie de l'amplificateur. Le pompage contra-propagatif peut permettre d'être plus efficace ou encore de sortir plus de puissance dans certaines situations et notamment lorsque l'oscillateur maître délivre peu d'énergie par rapport à l'énergie de saturation de la fibre, mais la propagation dans les fibres passives (multiplexeur situé à la sortie de l'amplificateur entre autre) des impulsions amplifiées induit inévitablement un élargissement spectral dont nous voulons nous affranchir. Pour cela, nous nous limitons dans notre étude à un pompage co-propagatif.

Détermination de la population des niveaux

Pour déterminer l'évolution de la puissance et la génération de l'émission spontanée amplifiée au cours de la propagation du signal dans la fibre dopée, il faut calculer la répartition des ions dans les différents niveaux d'énergie sur toute la longueur de la fibre.

Pour simplifier, nous normalisons la population de chaque niveau à la population totale en ions. On note ainsi respectivement, n_0 et n_1 la proportion d'ions dans les niveaux fondamental ($^3H_6$) et excité ($^3F_4$). Par ailleurs, nous considérons que nous sommes en régime stationnaire, nous pouvons donc écrire :

$$\begin{aligned} n_0 + n_1 &= 1 \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\partial n_0}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \tag{4.23}$$

Finalement, on peut conserver une seule inconnue qui est la proportion d'ions n_1 du niveau $^3F_4$. Pour simplifier le modèle, aucune dépendance transverse de la population n'est prise en compte [19] et on suppose les dopants équitablement répartis longitudinalement et transversalement dans la fibre. En prenant en compte l'absorption, l'émission spontanée, l'émission stimulée et le transfert d'énergie, la proportion d'ion n_1 au niveau excité peut être déterminée en résolvant l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1(z)}{\partial t} = 0 = \sum_{\lambda} \left[\frac{P^+(\lambda,z) + P^-(\lambda,z)}{\frac{A_{eff}(\lambda)hc}{\lambda}} \left[(1-n_1(z))\sigma_a(\lambda) + n_1(z)\sigma_e(\lambda)\right]\Gamma(\lambda) \right] \\ -\frac{n_1(z)}{\tau_2} - 2n_1(z)^2 N_{TOT} k_{1130} \end{aligned} \tag{4.24}$$

Dans cette équation $P^+(\lambda)$ et $P^-(\lambda)$ sont respectivement les puissances se propageant dans le sens co- et contra-propagatif. Ces deux termes de puissance comprennent l'évolution de la puissance de pompe, de la puissance du signal et de la puissance de l'émission spontanée amplifiée (dépendance en λ). La constante k_{1130} traduit le dépeuplement en ions du niveau $^3F_4$ vers le niveau $^3H_4$. La valeur de k_{1130} utilisée dans les simulations est de 2,3 $\times$ 10^{-23} m^3/s, proche de la valeur que l'on peut trouver dans la littérature [Jackson 1999]. Les paramètres σ_a, σ_e, N_{TOT}, Γ, $Aeff$ et τ_2 sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission, la concentration totale en ions thulium, le facteur de recouvrement entre le mode et le cœur de la fibre, l'aire effective du mode et le temps de vie de la transition laser. Ils ont été définis et calculés dans le chapitre 2 pour chacune des fibres disponibles. La résolution de l'équation précédente permet alors de calculer, en régime stationnaire, la population du niveau $^3F_4$ pour une position z dans la fibre. Cela suppose alors de connaître notamment les puissances co-propagatives et contra-propagatives dans la fibre à cette même position.

Expérimentalement, nous avons observé en début de la fibre active, là où l'inversion

19. Approximation du saut d'indice confiné [Desurvire 1994].

de la population est la plus forte, une fluorescence bleue qui montre que des ions thulium sont excités vers les plus hauts niveaux d'énergie, diminuant alors l'efficacité de l'amplificateur. Nous avons négligé ces effets dans le modèle numérique pour le simplifier, d'autant plus que beaucoup de coefficients de relaxation croisée sont inconnus.

Évolutions des puissances de long de la fibre

Après avoir calculé la répartition des ions dans les différents niveaux d'énergie, il faut calculer les évolutions des signaux de puissance, que ce soit à la longueur d'onde de pompe, du signal ou même de l'émission spontanée amplifiée (ASE). L'évolution des puissances se traduit par la relation suivante :

$$\begin{aligned}\frac{\partial P^{\pm}(\lambda)}{\partial z} = & \underbrace{\pm P^{\pm}(z,\lambda)\left[\left(\sigma_a(\lambda)+\sigma_e(\lambda)\right)n_1(z)-\sigma_a(\lambda)\right]\Gamma(\lambda)N_{TOT}}_{\textit{Terme de gain et d'absorption}} \\ & + \underbrace{\frac{2hc^2\Delta\lambda}{\lambda^3}\sigma_e(\lambda)\Gamma(\lambda)N_{TOT}n_1(z)}_{\textit{Terme de génération d'ASE}}\end{aligned} \tag{4.25}$$

Dans la première partie de l'équation on retrouve l'absorption et l'amplification sur toute la bande spectrale considérée, qui comprend le signal de pompe, le signal laser et l'ASE. Le terme de génération de l'ASE compose la deuxième partie de l'équation et ce terme est émis quelque soit le sens de propagation et dépend uniquement de la population au niveau de la position z, avec dans cette équation $\Delta\lambda$ qui est le pas d'échantillonnage en longueur d'onde (1 nm). Pour résoudre cette équation nous utilisons la méthode d'Euler qui consiste à découper la fibre amplificatrice en plusieurs sections de longueur Δz suffisamment petites (1 mm) pour pouvoir considérer que sur cette tranche Δz l'évolution de la puissance est linéaire :

$$P(\lambda, z+\Delta z) = P(\lambda, z) + \Delta P(\lambda, z, \Delta z) \tag{4.26}$$

avec ΔP qui est déterminé en calculant l'équation suivante :

$$\begin{aligned}\Delta P(\lambda,z,\Delta z) = & P(z,\lambda)\left[\left(\sigma_a(\lambda)+\sigma_e(\lambda)\right)n_1(z)-\sigma_a(\lambda)\right]\Gamma(\lambda)N_{TOT}\Delta z \\ & + \frac{2hc^2\Delta\lambda}{\lambda^3}\sigma_e(\lambda)\Gamma(\lambda)N_{TOT}n_1(z)\Delta z\end{aligned} \tag{4.27}$$

Comme cela a déjà été précisé précédemment, nous supposons que le mode transverse guidé dans le cœur de la fibre est de forme gaussienne conformément à l'approximation

de Marcuse et nous prenons en compte le recouvrement du mode gaussien avec le cœur par la constante Γ qui dépend de la longueur d'onde. L'utilisation de cette équation impose de connaître les sections efficaces, la concentration en ions, le facteur de recouvrement qui ont été déterminées dans le chapitre 2 pour chacune des fibres et enfin la population du niveau excité $^3F_4$.

Résolution numérique

Pour résoudre ce problème, nous utilisons une méthode de relaxation qui va consister à propager successivement les signaux dans un sens puis dans l'autre jusqu'à ce qu'un critère de convergence soit atteint. Il faut alors recalculer au fur et à mesure la population des ions dans les deux niveaux et les puissances tout au long de la fibre. Nous résolvons ainsi le problème de la manière suivante :

1. Suivant les conditions initiales, l'évolution du signal et de l'ASE est calculé dans le sens positif (co-propagatif) jusque la fin de la fibre ;
2. Ensuite, la population du niveau excité est calculée dans les différentes tranches en prenant en compte les résultats des calculs de l'étape 1 ;
3. Le signal est alors propagé dans le sens négatif (contra-propagatif) jusqu'au début de la fibre en prenant en compte les résultats des calculs de l'étape 2, permettant alors de calculer la génération d'ASE dans le sens négatif ;
4. La population du niveau excité est de nouveau calculée dans les différentes tranches en prenant en compte les résultats des calculs des étapes 1 et 3 ;
5. Le critère de convergence est calculé et les étapes 1 à 4 sont renouvelées jusqu'à ce que le critère de convergence soit atteint, en prenant en compte le résultat calcul de l'étape 4.

Dans notre cas, le critère de convergence est calculé sur le maximum de l'inversion de population. En particulier nous calculons la différence entre deux itérations successives du maximum de n_1 jusqu'à ce que celle-ci soit inférieure à une certaine valeur. Les conditions initiales à l'entrée de la fibre sont la puissance de pompe et la puissance du signal. En sortie de fibre, nous supposons qu'une partie du signal est réfléchi au niveau des soudures avec un coefficient de réflexion égal à 0,01 % donnant alors la condition initiale pour le calcul de la puissance dans le sens négatif. Ce coefficient de réflexion est aussi appliqué dans l'autre sens, on considère qu'une partie du signal se propageant dans le sens négatif est réfléchi. L'ajout de ces coefficients de réflexion va aussi permettre de voir ou non l'établissement d'un effet laser parasite.

Avec ce modèle nous pouvons calculer la répartition de la puissance (ASE, signal et pompe) aux différents points de la fibre active. Ainsi, nous pouvons déterminer le terme de gain linéique qui sera utilisé dans la partie suivante pour la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire.

4.5.1.2 Résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire

Après avoir calculé l'évolution de la puissance le long de la fibre, il faut calculer l'évolution des impulsions lors de leur propagation dans la fibre amplificatrice et dans le morceau de fibre passive en sortie. La durée des impulsions étant de l'ordre de la picoseconde, la largeur spectrale est elle de l'ordre de 1 nm. Ainsi, nous résolvons dans le modèle l'équation 4.7 en fixant le coefficient de dispersion d'ordre trois égal à 0. En effet, dans ce cas, l'effet de la dispersion d'ordre 3 est négligeable par rapport à l'effet de la dispersion d'ordre 2. En calculant $\frac{1}{2}\beta_2\Delta\omega^2$ et $\frac{1}{6}\beta_3\Delta\omega^3$ on trouve respectivement $1,5\times10^{-16}$ et $1,5\times10^{-26}$ avec $|\beta_2| = 8\times10^{-26}$ s^2/m et $|\beta_3| = 4\times10^{-40}$ s^3/m. Finalement, l'équation a résoudre est de la forme suivante :

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + \frac{\alpha - g}{2}A(z,t) = i\gamma|A(z,t)|^2 A(z,t) \tag{4.28}$$

Cette équation est une équation à dérivée partielle non linéaire qui n'a pas de solution analytique sauf dans le cas ou le gain est égal aux pertes, la solution étant une sécante-hyperbolique et donc un soliton. La méthode la plus rapide et la plus couramment utilisée est la méthode de résolution de Fourier à pas fractionnaires [20] qui consiste à découper longitudinalement la fibre en plusieurs tranches infinitésimales [Agrawal 2007] de longueur h. Dans le cas de la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire, nous pouvons réécrire l'équation en introduisant les opérateurs mathématiques $\hat{D}$ et $\hat{N}$:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = \left(\hat{D} + \hat{N}(z)\right) A(z,t) \tag{4.29}$$

avec l'opérateur $\hat{D}$ qui traduit les effets de la dispersion, du gain et des pertes linéiques et l'opérateur $\hat{N}$ qui traduit la contribution des nonlinéarités sur la propagation de l'impulsion. Ces deux opérateurs sont considérés comme indépendants lors de la propagation

20. Généralement appelée Split-Step Fourier Method.

sur une tranche h et sont définis dans notre cas par :

$$\hat{D} = -\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha - g}{2} \qquad \hat{N} = i\gamma|A|^2 \tag{4.30}$$

On peut alors considérer que la solution de l'équation 4.29 est :

$$A(z+h,t) \approx e^{h\hat{D}} e^{\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'} A(z,t) \tag{4.31}$$

La séparation des deux opérateurs engendre malgré tout une erreur dans le calcul [Agrawal 2007] du fait qu'ils ne sont pas commutatifs. Dans le but de diminuer cette erreur, l'opérateur de dispersion est appliqué deux fois sur une demi-longueur $h/2$, l'opérateur $\hat{N}$ est alors appliqué entre les deux opérateurs de dispersion :

$$A(z+h,t) \approx e^{\frac{h}{2}\hat{D}} e^{\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'} e^{\frac{h}{2}\hat{D}} A(z,t) \tag{4.32}$$

On parle alors de méthode de résolution de Fourier à pas fractionnaires symétrique. L'opérateur $\hat{D}$ est calculé dans le domaine fréquentiel après le calcul de la transformée de Fourier. Cela simplifie les calculs car la dérivée seconde présente dans l'opérateur se transforme en une multiplication par $-\omega^2$ dans le domaine fréquentiel, facilitant alors l'application de l'opérateur. Nous ne connaissons pas exactement les pertes linéiques de la silice[21], d'autant plus que le coefficient α dépend de la longueur d'onde. Une approximation du coefficient linéique d'absorption en intensité en fonction de la longueur d'onde a été proposée dans la littérature (Chapitre 2 et figure 3.23, [Buck 1995]) et c'est cette approximation qui a été utilisée dans le modèle. Le coefficient de gain linéique[22] est lui déterminé à partir du modèle présenté dans le paragraphe 4.5.1.1 précédent. Nous connaissons l'évolution de la puissance à la longueur d'onde du signal (λ_s). Le gain linéique en amplitude g pour une tranche de longueur h s'écrit alors :

$$g(\lambda_s) = \frac{1}{2h}\ln\left(\frac{P(z+h,\lambda_s)}{P(z,\lambda_s)}\right) \tag{4.33}$$

Le 2 au dénominateur vient du fait qu'on considère le gain en amplitude alors que dans le logarithme les puissances sont prises en compte. Finalement, tous les éléments de $\hat{D}$

21. Le coefficient d'absorption linéique présent dans l'équation de Schrödinger non linéaire est le coefficient d'absorption en amplitude.

22. Le gain linéique présent dans l'équation de Schrödinger non linéaire est également le gain en amplitude.

sont connus et se calculent simplement.

L'opérateur $\hat{N}$ se calcule simplement en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 ou méthode du point milieu. Cette méthode permet de résoudre des équations différentielles en calculant la valeur de la dérivée au point milieu de l'intervalle d'itération. Ensuite, la solution est déterminée à partir de ce calcul de dérivé et permet alors d'obtenir un résultat plus juste qu'avec la méthode d'Euler classique qui calcule la solution après l'intervalle d'itération à partir de la valeur de la dérivée calculée à l'intervalle précédent.

Cette partie de la modélisation a été vérifiée pour des cas simples, tel que la propagation d'un soliton d'ordre 1 dans une fibre standard. Dans ce cas, en fixant les pertes et le gain linéique à zéro, un soliton fondamental d'une durée Δt dont l'énergie est fixée par la théorie de l'aire du soliton pour un coefficient de dispersion d'ordre deux et un coefficient non linéaire donnés, le soliton fondamental ne change pas de forme quelque soit la longueur de propagation.

4.5.1.3 Résultats du modèle et interprétations

Le modèle a été utilisé pour déterminer quelle serait la meilleure fibre active pour l'amplificateur, sachant que nous souhaitons extraire un maximum de puissance crête tout en cumulant le moins de nonlinéarités possible. Nous avons fixé un maximum au déphasage non linéaire accumulé, l'intégrale B, où nous considérons que l'amplification des impulsions reste linéaire. Ce maximum est arbitrairement fixé à $B < \pi/2$. Les nonlinéarités vont dépendre de plusieurs paramètres, que nous avons fait varier pour les trois différentes fibres que nous possédons. Notamment, la longueur de fibre varie de 0,3 m à 1 m et l'énergie des impulsions en entrée varie entre 4,5 pJ et 900 pJ, ce qui correspond typiquement à une plage d'énergie par impulsion émise par un oscillateur à fibre à verrouillage de modes. La puissance de pompe va également jouer un rôle sur l'augmentation de la puissance et donc sur l'accumulation des nonlinéarités. La longueur d'onde de pompe dans le modèle est fixée à 1560 nm, comme le laser de pompe qui est utilisé expérimentalement. Nous présentons des résultats pour deux puissances de pompe différentes, 4 W et 5 W, le laser de pompe étant limité à 5 W de puissance. La longueur d'onde du signal en entrée est fixée à 1960 nm et la durée des impulsions, de forme sécante-hyperbolique, est de 4,5 ps.

Les graphiques suivants (Figure 4.26 pour la fibre Tm1, figure 4.27 pour la fibre Tm2 et figure 4.28 pour la fibre Tm3) présentent les évolutions de la puissance d'émission spontanée amplifiée (ASE) co-propagative, de l'énergie des impulsions en sortie et de

l'intégrale B pour les deux puissances de pompe différentes en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée. Pour chaque puissance de pompe, les échelles des différents graphiques pour chacune des trois fibres sont les mêmes pour faciliter la comparaison. Par ailleurs, certaines parties des courbes sont volontairement saturées afin de faire ressortir plus clairement les zones d'intérêt. Les figures situées à gauche sont les résultats de la simulation pour une puissance de pompe de 4 W et dans la partie de droite ce sont les résultats pour une puissance de pompe de 5 W. Ensuite, de haut en bas on retrouve l'évolution de l'énergie des impulsions en sortie, de la puissance totale d'ASE et de l'intégrale B en fonction de la longueur de la fibre active et de l'énergie des impulsions en entrée (en échelle logarithmique). Le courbe blanche sur les graphiques représente l'iso-B pour $B = \pi/2$ et le trait noir discontinu représente l'énergie en entrée des impulsions issues de notre oscillateur qui est égale à 50 pJ [23].

On remarque que, pour les trois fibres et pour les deux puissances de pompe différentes, dans le but d'avoir un déphasage non linéaire B le plus petit possible, il faut soit injecter beaucoup d'énergie et avoir une petite longueur de fibre, ou l'inverse, c'est à dire injecter peu de signal en entrée et avoir une plus grande longueur de fibre. L'énergie en sortie varie peu en fonction de la longueur de fibre pour une énergie d'impulsion en entrée fixée, l'augmentation de l'énergie des impulsions en sortie qui peut être observée pour les plus courtes longueurs de fibre est due à l'absorption de la pompe qui n'est pas totale, la longueur de la fibre active étant trop courte. Quand la longueur augmente, à énergie en entrée fixée et puissance de pompe fixée, l'énergie en sortie atteint un maximum qui correspond au maximum de gain. Ensuite la diminution observée est due à la réabsorption du signal en fin de fibre car la puissance de pompe en fin de fibre est insuffisante pour amplifier le signal et celui-ci est réabsorbé. Ainsi, pour une puissance de pompe fixée et une énergie d'impulsion en entrée fixée il existe un maximum de gain qui va fixer la longueur de fibre. On remarque également que pour de faibles énergies en entrée, la génération d'ASE n'est pas négligeable et cela est simplement dû au fait que la population du niveau supérieur est forte grâce à la forte puissance de pompe et la faible puissance du signal favorisant alors la génération d'ASE. Pour une plus grande longueur de fibre, une partie de l'ASE générée, et plus particulièrement celle en début de fibre, est réabsorbée décalant le spectre d'ASE vers les plus hautes longueurs d'onde tout en baissant en puissance. Dans tous les cas, nous sommes limités à une énergie en

23. L'oscillateur émet rigoureusement des impulsions de 62 pJ d'énergie mais nous prenons en compte les pertes des isolateurs et multiplexeur qui font baisser l'énergie en entrée à 50 pJ.

entrée de 50 pJ du fait de l'énergie des impulsions issues de l'oscillateur (trait en pointillé sur les figures). Cette énergie peut éventuellement être atténuée mais pas amplifiée afin de ne pas complexifier le système.

Pour la fibre Tm1 (Figure 4.26), on remarque que les nonlinéarités deviennent rapidement limitantes. Cela vient du fait que la fibre est fortement dopée et surtout qu'elle a une petite aire effective (voir le tableau 2.4). On remarque que idéalement il faut injecter beaucoup d'énergie dans une courte fibre pour extraire le plus d'énergie par impulsions, et donc le plus de puissance crête, or expérimentalement, notre oscillateur émet des impulsions de 50 pJ d'énergie. Pour une puissance de pompe de 4 W une énergie de 40 nJ peut être extraite pour une longueur de fibre de 40 à 45 cm. Une longueur de fibre plus courte induit plus d'ASE. Pour une puissance de pompe de 5 W une énergie de 60 nJ pourrait être atteinte avec une longueur de fibre de 30 cm mais beaucoup d'ASE (environ 150 mW) serait présente en sortie de la source. Dans les deux cas nous sommes à la limite de B ne permettant pas alors d'ajouter après la fibre active de composants ou de fibres passifs.

La fibre Tm2 (Figure 4.27) est celle qui présente la plus grosse aire effective (voir le tableau 2.4), ce qui la rend bonne candidate pour notre amplificateur. On remarque que, contrairement à la fibre Tm1, les nonlinéarités ne sont pas limitantes pour l'énergie des impulsions en entrée issues de l'oscillateur qui sont limitées à 50 pJ et ce quelque soit la puissance de pompe. Pour atteindre cette limite il faudrait augmenter la puissance de pompe et éventuellement allonger la fibre active pour extraire le plus d'énergie. Pour une puissance de pompe de 4 W l'énergie maximale atteinte est de 15 nJ avec une longueur de fibre de 0,4 m. Pour une puissance de pompe de 5 W, l'énergie maximale que l'on peut atteindre avec cette fibre est environ 30 nJ pour une longueur de fibre de 50 cm avec dans ce cas là une valeur de B assez loin de la limite. Pour extraire encore plus d'énergie il faudrait alors augmenter la puissance de pompe jusqu'à ce que les nonlinéarités soient limitantes.

La fibre Tm3 (Figure 4.28) se situe entre la fibre Tm1 et la fibre Tm2 en terme d'aire effective et de concentration en ions thulium (voir le tableau 2.4). Comme on peut l'observer sur la figure, les nonlinéarités interviennent moins rapidement que dans le cas de la fibre Tm1. En considérant la limitation de l'énergie des impulsions en entrée, nous remarquons que les nonlinéarités ne sont pas limitantes dans ce cas pour une longueur de fibre inférieure à 1 m, quelque soit la puissance de pompe comme pour la fibre Tm2. Pour atteindre la limite, il faudrait pomper avec plus de puissance et éventuellement allonger la fibre active. Pour une puissance de pompe de 4 W, l'énergie

maximale obtenue est de 22 nJ pour une longueur de fibre de 0.4 m. Pour des fibres plus longues, le signal est réabsorbé car la puissance de pompe est trop faible. Avec une puissance de pompe de 5 W, il est possible d'extraire une énergie de 30 à 35 nJ pour une longueur de fibre comprise entre 50 et 70 cm. On remarque par ailleurs que la présence d'ASE est au moins trois fois plus importante pour une fibre de 50 cm de longueur que pour une fibre de 70 cm.

Le choix se porte entre les fibres Tm1 et Tm3, la fibre Tm2 étant la moins efficace. Les trois cas les plus favorables sont : pour la fibre Tm1 une puissance de pompe de 4 W et une longueur de 40 cm environ ainsi qu'une puissance de pompe de 5 W avec une longueur de fibre de 30 cm ; pour la fibre Tm3, il faut une puissance de pompe de 5 W pour une longueur de fibre de 50 à 70 cm. Avec la fibre Tm1 il est possible d'extraire 60 nJ par impulsions avec plus de 150 mW de puissance d'ASE pour 5 W de puissance de pompe. Cette même fibre pompée à 4 W de puissance pourrait permettre d'extraire 40 nJ par impulsion avec beaucoup moins d'ASE. Mais, dans ces deux cas la dephasage non linéaire est juste en dessous de la limite fixée par la valeur maximale de B. Avec la fibre Tm3 nous pourrions extraire entre 30 et 35 nJ d'énergie par impulsions, avec moins d'ASE, pour une longueur de fibre comprise entre 50 et 70 cm. De plus, la valeur de B serait alors d'environ 1 laissant la possibilité d'ajouter en sortie un isolateur et/ou un morceau de fibre passive, ce qui est indispensable pour notre application.

Notre choix se porte alors sur la fibre Tm3 avec laquelle nous extrayons moins d'énergie de la fibre Tm1 mais qui permet d'ajouter en sortie des composants passifs et de la fibre passive, ce qui sera nécessaire pour notre application afin de délivrer les impulsions. Dans la suite, nous présentons les résultats expérimentaux associés pour ces trois différentes longueurs de fibre.

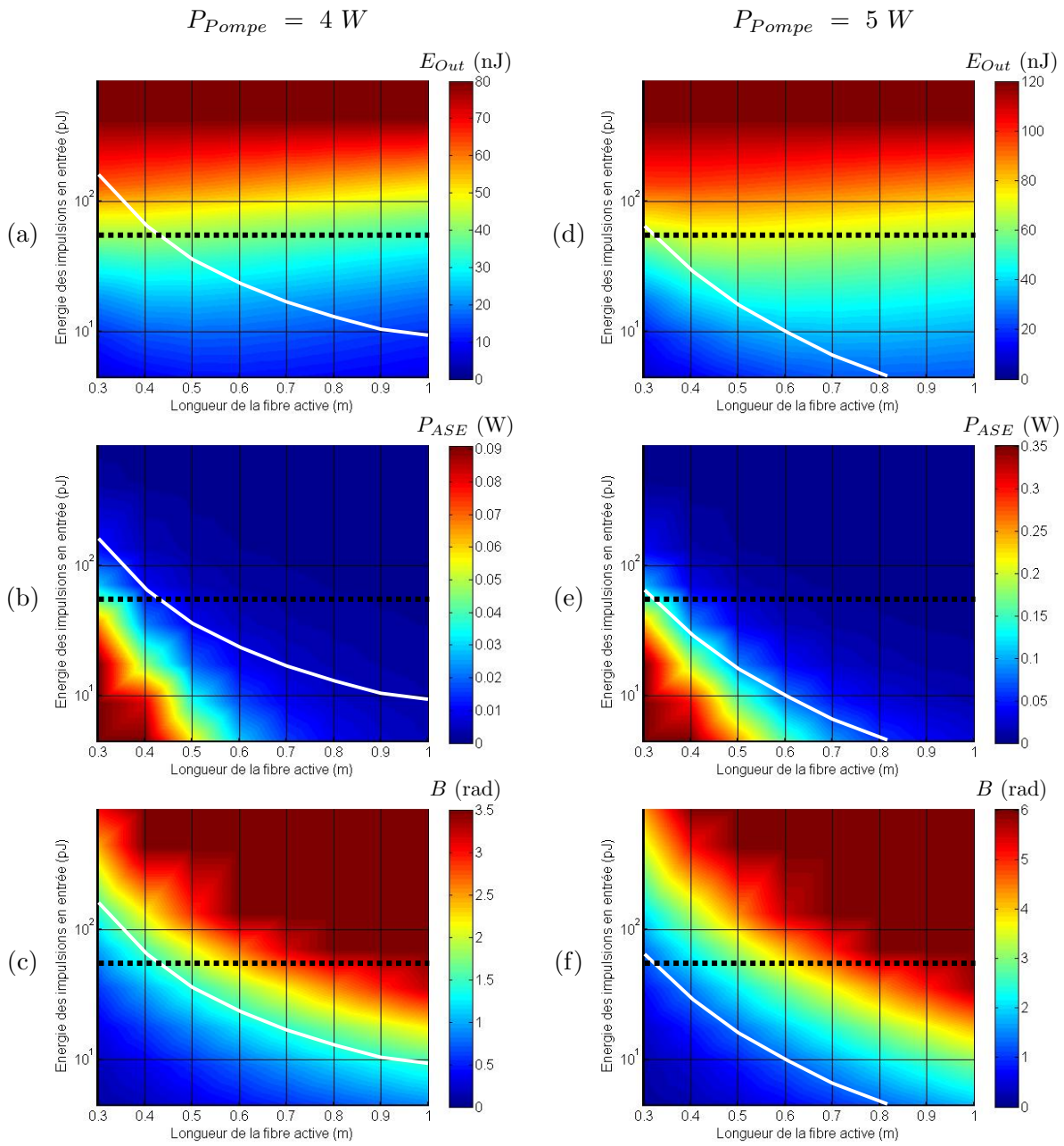


FIGURE 4.26 – Résultats de simulation pour la fibre Tm1 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ.

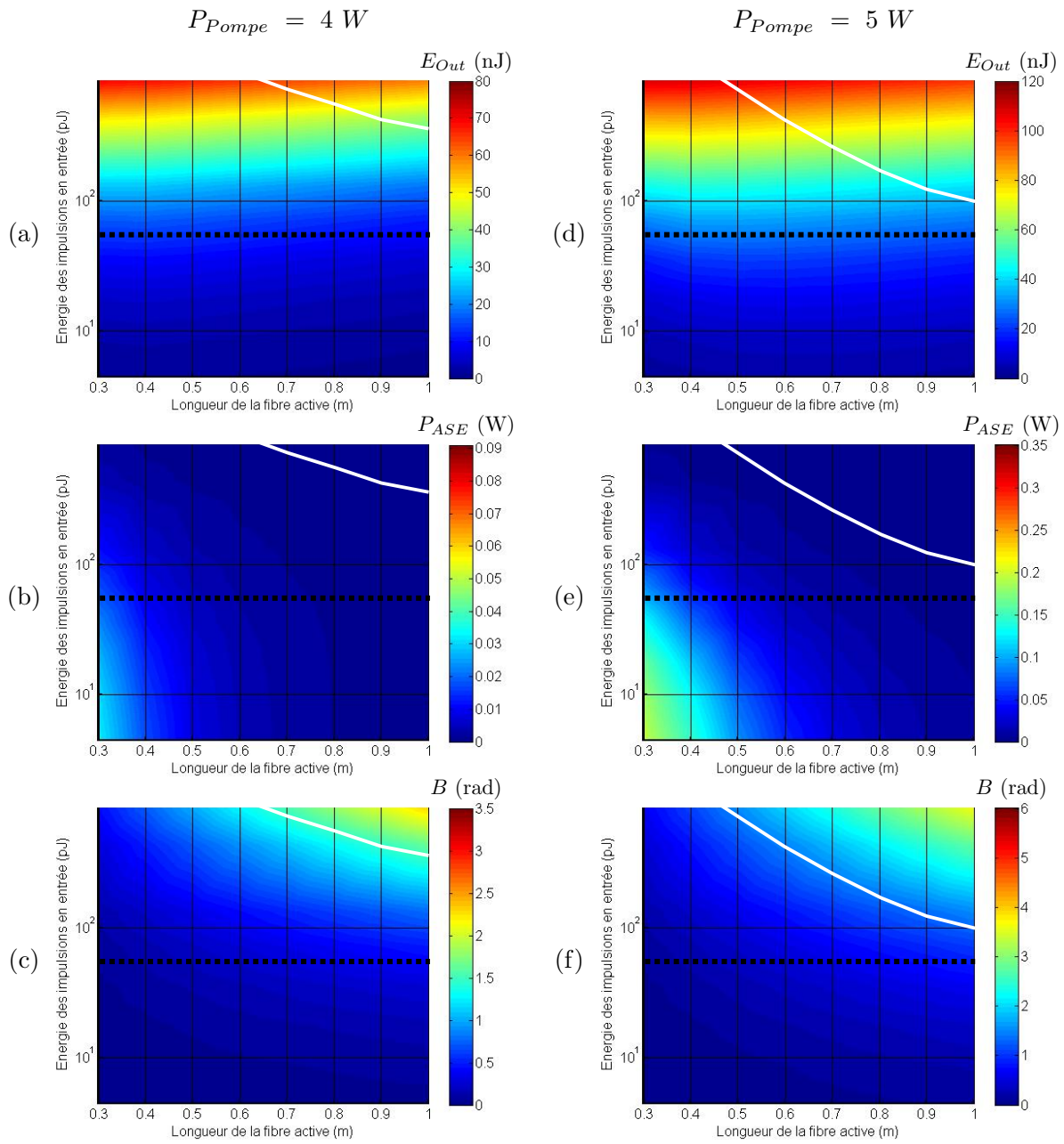


FIGURE 4.27 – Résultats de simulation pour la fibre Tm2 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ.

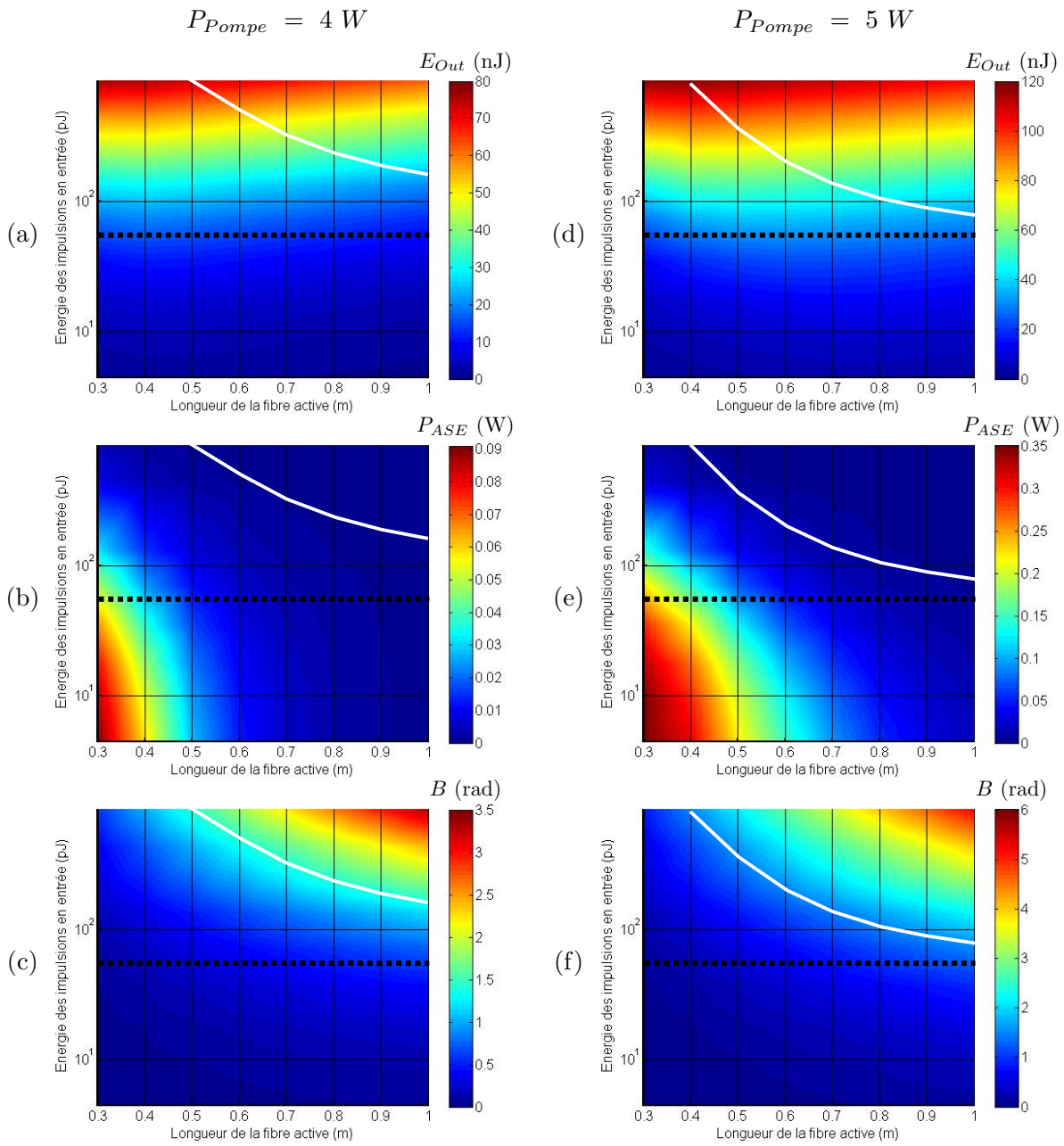


FIGURE 4.28 – Résultats de simulation pour la fibre Tm3 pour les deux niveaux de puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre et de l'énergie des impulsions en entrée (échelle logarithmique). En haut, l'énergie extraite en nJ, au milieu la puissance d'ASE co-propagative en W et en bas l'intégrale B en rad. La courbe blanche est l'iso-B pour B = $\pi/2$ et le trait noir discontinu correspond à E_{in} = 50 pJ.

4.5.2 Amplification des impulsions courtes

Nous avons conclu dans le paragraphe précédent que la fibre la plus adaptée à l'amplification des impulsions est la fibre Tm3. Nous avons donc utilisé cette fibre et fait l'expérience avec trois longueurs de fibre différentes.

4.5.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est relativement simple, il est présenté sur la figure 4.29. La première sortie de l'oscillateur est utilisée pour contrôler le train d'impulsions afin

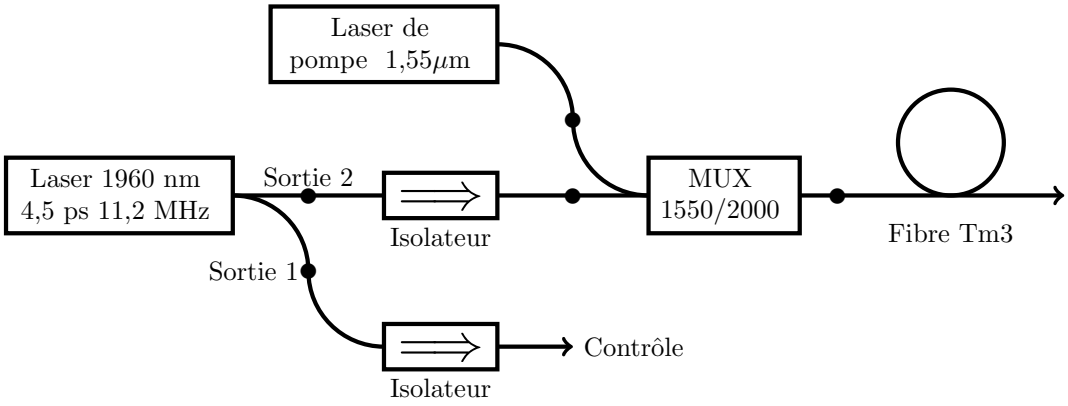


FIGURE 4.29 – Schéma expérimental de l'amplificateur.

de s'assurer que l'oscillateur fonctionne bien en régime de verrouillage de modes et la deuxième sortie est utilisée pour l'amplification. Ces deux sorties sont protégées par deux isolateurs fibrés afin que le fonctionnement de l'oscillateur ne soit pas perturbé par les retours de puissance issus de l'amplificateur. Un multiplexeur (MUX) en longueurs d'onde permet de coupler le signal du laser dans le cœur de la fibre Tm3. La deuxième fibre du multiplexeur permet de délivrer la puissance de pompe dans le cœur de la fibre dopée. La sortie de l'amplificateur n'est pas isolée afin de limiter la longueur de fibre passive en sortie de l'amplificateur. Un morceau de fibre passive court ($<$ 5 cm) et connectorisé (connecteur à fibre optique FC à angle (APC)) est soudé en sortie de la fibre active afin de pouvoir délivrer le signal dans les différents appareils de mesure. Plusieurs longueurs de fibre active ont été testées et en particulier trois longueurs différentes, 50 cm, 60 cm et 70 cm. Pour ces trois expériences, seule la longueur de fibre change, la source de pompe et l'oscillateur à verrouillage de modes restent les mêmes.

4.5.2.2 Résultats de l'amplification des impulsions

Dans ce paragraphe, la caractérisation totale de l'amplification des impulsions est présentée pour les différentes longueurs de fibre. Afin de s'assurer de la bonne estimation de la puissance crête nous présentons ensuite une méthode d'estimation de la puissance crête à partir des effets non linéaire.

Caractérisation de l'amplificateur

Pour chaque cas nous avons mesuré la puissance moyenne, le spectre et la trace d'autocorrélation des impulsions. Pour caractériser le spectre des impulsions nous avons utilisé un analyseur de spectre à haute résolution (résolution minimale de 0,05 nm). Une petite partie de la puissance issue de l'amplificateur est couplée dans une fibre de collecte monomode vers l'analyseur de spectre afin de ne pas déformer le spectre des impulsions par les effets non linéaires.

L'évolution de la puissance moyenne en fonction de la puissance de pompe couplée est donnée sur la figure 4.30. Les puissances moyennes sont corrigées de l'émission

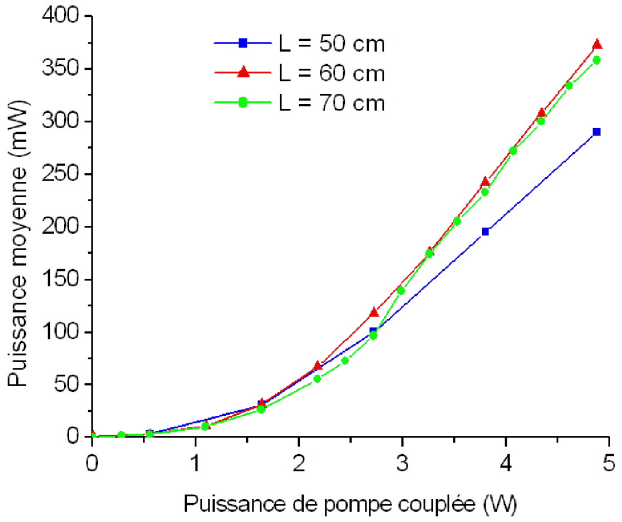
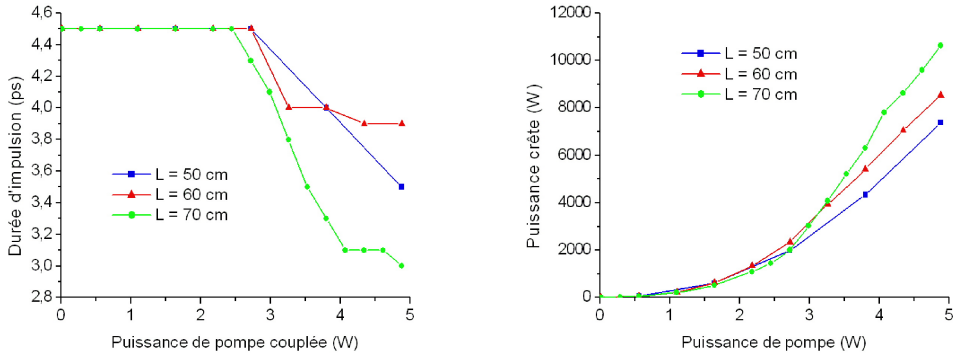


FIGURE 4.30 – Évolutions de la puissance moyenne pour les trois longueurs de fibre différentes.

spontanée amplifiée (ASE) présente en sortie de l'amplificateur grâce à la mesure du spectre optique à la sotie de l'amplificateur. La proportion d'ASE peut atteindre jusqu'à 10 % de la puissance totale en sortie. Cette proportion non négligeable vient du fait que

l'énergie des impulsions en entrée est très inférieure à l'énergie de saturation de la fibre active. Une longueur de fibre de 60 cm permet d'extraire le plus de puissance moyenne. L'efficacité optique-optique brute de l'amplificateur semble être la même entre les deux fibres de 60 cm et 70 cm, celle-ci atteignant 11 %.

Pour évaluer la puissance crête des impulsions, leur durée a été mesurée avec un autocorrélateur[24]. Grâce à cette mesure, la durée des impulsions a pu être déterminée à partir de la largeur de l'autocorrélation et la puissance crête a ainsi pu être déterminée (Figure 4.31). On remarque que les impulsions se compressent à partir d'une même



(a) Évolution de la durée des impulsions.

(b) Évolution de la puissance crête.

FIGURE 4.31 – Évolutions de la durée et de la puissance crête des impulsions en fonction de la puissance de pompe couplée pour les trois longueurs de fibre.

puissance de pompe entre 2,5 et 3 W et donc d'une puissance moyenne proche. On pourrait croire que cette compression est simplement due à la théorie de l'aire du soliton, un gain en énergie induisant alors une diminution de la durée. Dans notre cas où le gain linéique est fort, suffisamment pour que celui-ci ne soit plus considéré comme une perturbation perçue par le soliton, la longueur de dispersion L_D étant très supérieure à la longueur non linéaire L_{NL}, l'impulsion n'est alors plus un soliton, bien que sa forme temporelle reste proche d'une sécante-hyperbolique. La compression de l'impulsion est alors due à l'auto-modulation de phase qui commence à élargir légèrement le spectre optique [Agrawal 1991]. Cette compression d'impulsion a pour conséquence d'augmenter d'autant plus la puissance crête (Figure 4.31). Nous observons le même phénomène avec le modèle et à pleine puissance la compression de l'impulsion est de 15 % au maximum

24. En annexe A, plusieurs détails sont donnés sur la détermination de la durée des impulsions à partir de la mesure de l'autocorrélation.

pour une longueur de fibre de 70 cm alors qu'expérimentalement la compression atteint 35 %. Pour une plus faible longueur de fibre active, les résultats entre la simulation et l'expérience sont plus proches comme par exemple pour une longueur de fibre active de 60 cm la compression de l'impulsion est de 10 % d'après le modèle et de 15 % d'après l'expérience.

Le paramètre important que nous devons évaluer est la valeur de l'intégrale B. Cette intégrale donne en réalité le déphasage maximal induit par l'auto-modulation de phase, ce déphasage maximal (ϕ_{max}) étant lié à la largeur spectrale ($\Delta\lambda$) des impulsions par la relation suivante [Pinault 1985] :

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0} = \sqrt{1 + (0,88\phi_{max})^2} \tag{4.34}$$

avec $\Delta\lambda_0$ la largeur spectrale des impulsions à l'entrée du milieu. A partir de cette équation, il est possible de connaître ϕ_{max} étant donné que les autres termes de l'équation sont connus. Le résultat est présenté sur la figure 4.32. La résolution de l'analyseur

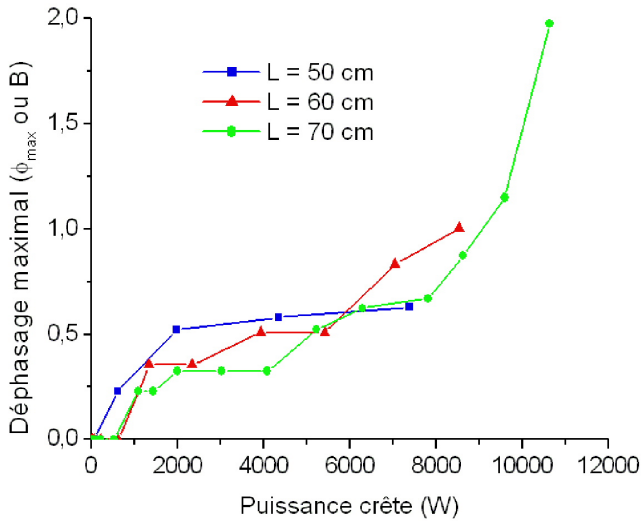
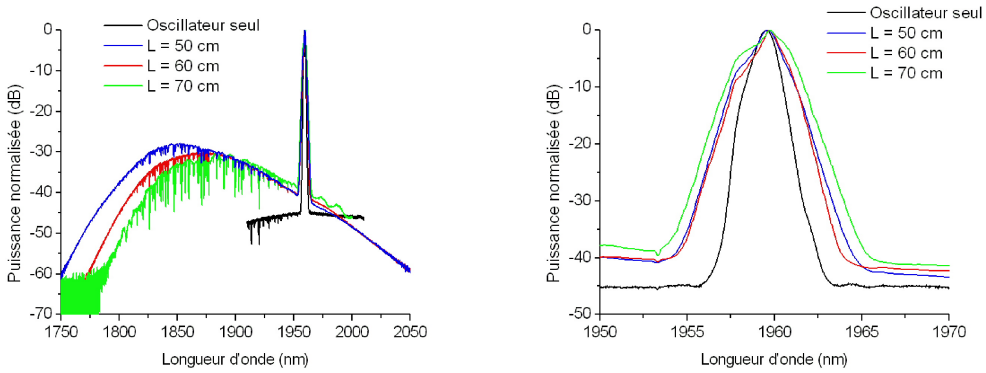


FIGURE 4.32 – Évolution du déphasage maximal estimé à partir de l'élargissement spectral en fonction de la puissance crête en sortie pour les trois différentes longueurs de fibre.

de spectre est de 0,1 nm limitant alors la précision sur la largeur spectrale mesurée, celle-ci étant de l'ordre du nanomètre, la mesure de la largeur spectrale est alors précise

à ± 10 %. Cette incertitude sur la largeur spectrale est responsable de la dispersion de B sur la figure 4.32. En règle générale, on admet qu'un système d'amplification devient non linéaire lorsque la valeur de ϕ_{max} ou de B atteint $\pi/2$. Ainsi, dans notre cas, une fibre de 70 cm est légèrement trop grande (au maximum de la puissance de pompe) pour satisfaire cette condition et une longueur de fibre de 60 cm permet d'extraire le plus de puissance crête tout en satisfaisant la condition sur les nonlinéarités. Il existe alors une longueur intermédiaire entre 60 et 70 cm qui devrait permettre de gagner quelques centaines de watts de puissance crête.

Les spectres mesurés pour les trois longueurs de fibre sont donnés sur la figure 4.33. Sur les spectres on remarque que plus la longueur de fibre est longue, plus le spectre



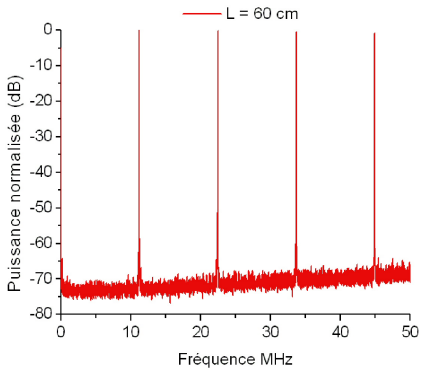
(a) Spectre large-bande des impulsions.

(b) Zoom sur le signal.

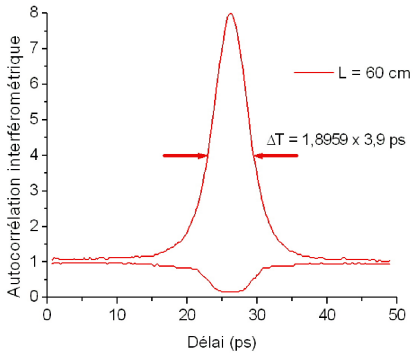
FIGURE 4.33 – Spectres à pleine puissance de pompe pour les trois longueurs de fibre.

de l'ASE se décale vers les grandes longueurs d'onde, ce qui est dû à la réabsorption de l'ASE aux plus basses longueurs d'onde. Dans les trois cas, la proportion d'ASE n'est pas négligeable et celle-ci atteint dans le pire des cas 10 % de la puissance totale (fibre de 50 cm). Les puissances mesurées ont été corrigées de la puissance d'ASE en sortie. En regardant plus précisément le pic laser, on remarque que l'élargissement le plus fort est obtenu pour la plus longue fibre.

Pour la configuration retenue (L = 60 cm), nous avons mesuré le spectre basse fréquence, avec les mêmes appareils que pour l'oscillateur, afin de s'assurer que le fonctionnement du laser, dans son ensemble, est toujours optimal (Figure 4.34(a)). Nous pouvons ici aussi remarquer qu'il n'y a pas de pics secondaires et que le rapport signal-sur-bruit (RSB) est supérieur à 70 dB autour de la première harmonique. Une mesure plus précise autour de la première harmonique, avec une résolution plus faible (1 kHz)



(a) Spectre basse fréquence de impulsions.



(b) Autocorrélation des impulsions à la plus forte puissance de pompe.

FIGURE 4.34 – Spectre basse fréquence et autocorrélation interférométrique des impulsions mesurées pour la plus forte puissance de pompe.

et avec plusieurs relevés consécutifs moyennés a été réalisée et le RSB près de ce pic est alors supérieur à 75 dB [Renard 2012].

L'autocorrélation interférométrique (Voir annexe A) a été mesurée pour plusieurs points de puissance et celle relevée pour la plus forte puissance de pompe est donnée sur la figure 4.34(b). L'autocorrélation présente un RSB de 8, ce qui est le maximal pour ce type d'autocorrélation, ce qui veut dire que le système est bien réglé et donc la trace d'autocorrélation est fidèle à la réalité. La largeur à mi-hauteur (à 4 sur le graphique) de l'autocorrélation est égale à 7,4 ps correspondant à une durée d'impulsion de 3,9 ps. La largeur spectrale mesurée est elle de 1,2 nm, le produit de la largeur spectrale par la largeur temporelle donne 0,36, résultat très proche de la limite de Fourier d'une impulsion de la forme d'une sécante-hyperbolique.

Deuxième méthode pour la mesure de la puissance crête

La puissance crête a été déterminée jusque là en prenant en compte l'énergie des impulsions, leur forme et leur largeur à mi-hauteur. Nous supposons cependant que l'émission du laser est mono-impulsionnelle. Une émission multi-impulsionnelle du laser se voit généralement sur le train d'impulsions ou encore sur la trace d'autocorrélation des impulsions. Cependant, dans une certaine gamme temporelle (typiquement de 100 ps à 1 ns) il n'est pas possible d'observer le régime multi-impulsionnel, notamment lorsque deux impulsions sont suffisamment proches pour qu'elles ne soient pas discernables avec le détecteur utilisé ou lorsque deux impulsions sont suffisamment éloignées pour

que l'une des deux impulsions ne soit pas visible à l'autocorrélateur. Afin de lever tout doute, nous avons estimé la puissance crête des impulsions grâce aux effets non linéaires. Le principe est simple et consiste à propager les impulsions dans une fibre dont la longueur et le coefficient non linéaire sont connus, comme par exemple une fibre SMF28. L'auto-modulation de phase va ainsi changer le spectre optique des impulsions et ce spectre pourra alors être comparé à des spectres de référence que l'on peut trouver dans la littérature [Agrawal 2007]. Cette mesure qualitative de la forme des spectres est suffisante pour s'assurer qu'une seule impulsion par tour de cavité est bien émise par l'oscillateur et permet également d'estimer la puissance crête de ces impulsions. La fibre Tm3 de l'amplificateur mesure dans ce cas 60 cm et 3,5 m de fibre SMF28 sont soudés après la fibre active. A partir de la puissance crête calculée précédemment, nous pouvons estimer le déphasage maximal ($\Delta\Phi_{max}$), dans le cas d'une fibre passive sans pertes[25], par la relation suivante :

$$\Delta\Phi_{max} = \gamma P_c L \tag{4.35}$$

avec γ le coefficient non linéaire, P_c la puissance crête estimée et L la longueur de fibre. Le coefficient non linéaire d'une fibre standard en SMF28 à 1960 nm a été calculé et est estimé à 5,1 $\times$ 10^{-4} $\mathrm{W^{-1}m^{-1}}$ (comme le montre la figure 4.3).

Nous avons donc ajusté la puissance de l'amplificateur afin d'obtenir des spectres qui soient proches des spectres de références dont la forme dépend du déphasage non linéaire accumulé [Agrawal 2007]. Ainsi, la caractérisation à la sortie de l'amplificateur nous a permis d'estimer la puissance crête, nous pouvons alors estimer le déphasage non linéaire accumulé après que les impulsions se soient propagées dans 3,5 m de fibre SMF28. Les résultats sont présentés sur la figure 4.35 où les spectres sont tracés en échelle linéaire en fonction de la fréquence optique. Tous les spectres présentent des trous à certaines longueurs d'onde (notamment 1958 et 1962 nm) qui correspondent à l'absorption de l'eau. Dans le cas (a) le déphasage maximal calculé est de 1,65π, avec une puissance crête de 2,9 kW. Le spectre obtenu est en accord avec le spectre théorique dont le déphasage maximal estimé est de 1,5π. Le spectre présente un petit pic à 1960 nm qui pourrait être le début d'apparition d'un troisième pic comme cela est présenté dans le cas (b), ce qui peut expliquer pourquoi le déphasage calculé est légèrement supérieur. Dans ce cas (b), le déphasage maximal calculé est de 2,72π pour une puissance crête de 4,8 kW

25. La longueur L devrait être remplacée par une longueur effective L_{eff} qui prend en compte les pertes linéiques, mais dans notre cas, la longueur de fibre est faible et les pertes sont faibles ce qui nous permet d'utiliser L directement.

et nous trouvons encore une fois un bon accord avec le spectre théorique. Le dernier cas (c) est lui aussi proche du spectre théorique avec un déphasage de 4,1π, légèrement plus faible que le déphasage maximal du spectre théorique 4,5π. On remarque aussi que le troisième pic vers 1959 nm n'est pas suffisamment important comparé au spectre théorique, cela peut expliquer aussi pourquoi le déphasage calculé est plus faible. Mais, au voisinage de cette longueur d'onde, l'eau absorbe le signal et atténue donc le pic. Le tableau 4.6 récapitule les résultats. On remarque alors que les puissances crêtes estimées

Différents cas	(a)	(b)	(c)
Puissance crête mesurée	2,9 kW	4,8 kW	7,2 kW
Déphasage non linéaire calculé après 3,5 m de SMF28	1,65 $\times$ π	2,72 $\times$ π	4,10 $\times$ π
Déphasage non linéaire de référence	1,50 $\times$ π	2,50 $\times$ π	4,50 $\times$ π
Puissance crête associée à 3,5 m de fibre SMF28	2,60 kW	4,40 kW	7,90 kW

Tableau 4.6 – Comparaison des déphasages non linéaires accumulés et des puissances crêtes après 3,5 m de propagation dans une fibre SMF28.

sont en bon accord à 10 % près, ce qui permet de confirmer qu'une seule impulsion par tour de cavité est bien émise par l'oscillateur laser.

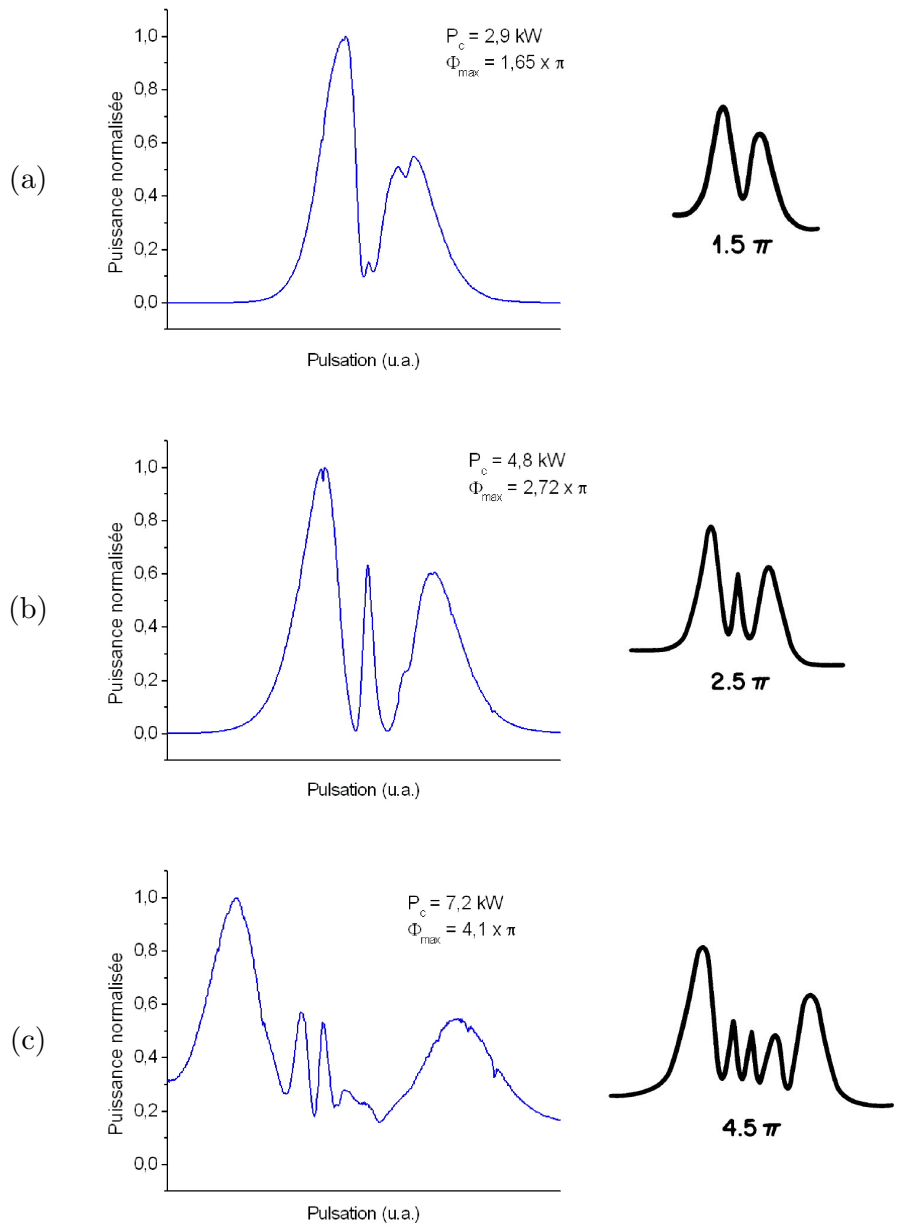


FIGURE 4.35 – Comparaison des élargissements spectraux induits par l'auto-modulation de phase. A gauche les résultats expérimentaux et à droite les spectres théoriques [Agrawal 2007].

4.5.3 De l'expérience de laboratoire vers le démonstrateur

Après les différentes optimisations réalisées au niveau de l'oscillateur puis au niveau de l'amplificateur, nous avons décidé de placer le système dans un boitier pour en faire un démonstrateur afin qu'il soit facilement transportable (Figure 4.36). L'oscillateur est

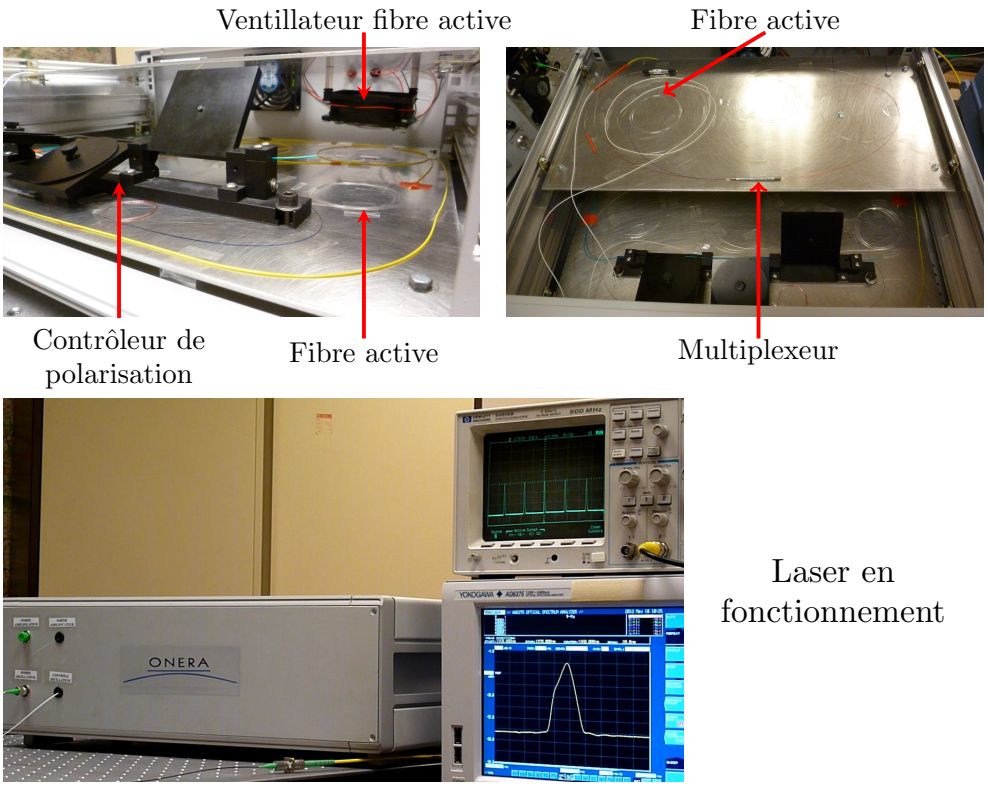


FIGURE 4.36 – Source laser dans le boitier. En haut à gauche, l'oscillateur à verrouillage de modes, en haut à droite l'amplificateur et en dessous le laser dans la boite fermée et en fonctionnement.

positionné sur un premier étage où tous les composants ont été rassemblés sur une plaque de 360×460 mm^2. L'amplificateur est ensuite positionné sur une autre plaque plus petite (220×460 mm^2) que celle de l'oscillateur, l'amplificateur étant alors positionné à un étage au-dessus. Comme nous l'avons vu précédemment, la température de la fibre active de l'oscillateur a un effet sur son fonctionnement. Nous avons alors ajouté un ventilateur juste au dessus de la fibre active afin que celle-ci soit refroidie en permanence. L'ajout de ce ventilateur a amélioré la tenue du verrouillage de modes à plus de 30 minutes et au bout de plusieurs heures de fonctionnement le laser tient plus d'une heure en

fonctionnement. Les performances de la source sont les mêmes que lorsque celle-ci était déployée sur la table optique.

4.6 Conclusions du chapitre et perspectives

Nous avons présenté dans ce chapitre l'étude et la réalisation d'une source laser fibrée émettant des impulsions d'une durée de quelques picosecondes à 1960 nm. La génération des impulsions est réalisée grâce à un oscillateur à verrouillage de modes totalement fibré. Les impulsions ont ensuite été amplifiées dans un amplificateur à fibre dopée thulium. L'amplificateur à été dimensionné de sorte à extraire le maximum d'énergie et de puissance crête tout en conservant une amplification linéaire des impulsions (valeur de l'intégrale B inférieure à $\pi/2$). Un modèle numérique a été élaboré pour dimensionner l'amplificateur, estimer les performances et surtout pour permettre de faire le meilleur choix en terme de fibre dopée (suivant les fibres disponibles au laboratoire) et de longueur de celle-ci pour une énergie en entrée des impulsions donnée. Une partie de ces résultats a fait l'objet d'une publication [Renard 2012] et de plusieurs communications.

L'ensemble a également été placé dans un boitier afin d'en faire un démonstrateur. Les performances obtenues avant et après sont les mêmes.

Quelques améliorations peuvent être apportées au niveau de l'oscillateur et notamment une meilleure thermalisation de la fibre active (avec un module Peltier par exemple) permettrait de stabiliser la puissance de l'oscillateur dans le temps afin que le régime de verrouillage de modes tienne sur plusieurs heures. Pour cela on peut imaginer un asservissement en température de la fibre dopée qui serait refroidie ou chauffée selon la puissance moyenne mesurée en sortie. On peut aussi proposer un système qui évacuerait la chaleur de la fibre dopée, un simple ventilateur par exemple, et un asservissement de la puissance de pompe de l'oscillateur qui varierait en fonction des fluctuations de la puissance moyenne.

Pour l'amplification on pourrait aller plus loin en déterminant les paramètres (aire effective, dopage, longueur) optimaux pour la fibre amplificatrice qui permettrait d'extraire le maximum de puissance crête pour une énergie d'impulsion en entrée donnée. En effet, nous avons cherché à déterminer quelle fibre parmi celles que nous avions de disponibles semblait la mieux adaptée pour l'amplificateur.

Cet ensemble a ainsi été utilisé pour pomper des fibres en verre de chalcogénures. Un continuum a été obtenu mais celui-ci ne s'étend pas jusque dans la bande spectrale désirée [Duhant 2012a]. Il se peut que malgré les efforts réalisés sur la géométrie des

fibres, la longueur d'onde de la source (1960 nm) soit trop basse. Une alternative pourrait être de verrouiller les modes d'un laser à fibre dopée holmium qui pourrait émettre entre 2050 et 2100 nm comme cela a été récemment démontré dans plusieurs articles [Wang 2011, Chamorovskiy 2012].

Conclusion générale et perspectives

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé dans le cadre de deux projets de recherche qui ont pour but de réaliser des sources lasers à spectres larges qui s'étendent jusque la bande 3-5 μm pour la spectroscopie et la mesure de la concentration chimique de polluants atmosphériques. Ces mesures, souvent réalisées à longue portée nécessitent d'utiliser une source suffisamment puissante pour être propagée sur plusieurs centaines de mètres voir kilomètres. Cette bande peut être atteinte en utilisant des oscillateurs paramétriques optiques accordables, mais ceux-ci souffrent de certaines contraintes qui poussent à chercher de nouvelles solutions telles que les sources supercontinuum à fibre optique. La génération de supercontinuum dans la bande 3-5 μm se fait par la propagation d'impulsions de forte puissance crête dans des fibres transparentes de l'infrarouge proche à l'infrarouge moyen. La forte puissance crête et les effets non linéaires se produisant dans la fibre élargissent alors le spectre pour former un continuum. Ainsi, deux types de sources impulsionnelles totalement fibrées émettant autour de 2 μm ont été développées durant cette thèse, la première émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes et la deuxième des impulsionns d'une durée de quelques picosecondes.

La première solution proposée est adaptée pour le pompage de fibres en verres fluorés de type ZBLAN. L'utilisation d'une source émettant des impulsions de quelques nanosecondes semble être le meilleur compromis entre énergie des impulsions et puissance crête atteignables dans le but d'obtenir un supercontinuum jusque dans la bande désirée tout en ayant une densité spectrale de puissance suffisante. Parmi les solutions disponibles pour la génération d'impulsions nanosecondes, nous avons choisi de développer un laser à fibre à commutation de gain (gain-switch). Les autres solutions (laser à commutation de pertes par exemple) sont plus contraignantes car elles nécessitent d'utiliser des composants en espace libre. L'oscillateur développé permet alors de générer des impulsions de 10 ns de durée, 16 μJ d'énergie et une puissance crête atteignant 1,6 kW. Cette première partie du travail a fait l'objet d'un transfert de technologie vers une PME française. La puissance crête obtenue étant insuffisante pour notre application, nous avons dû développer un amplificateur avec comme contrainte de conserver un système totalement fibré. Un amplificateur à fibre monomode a été développé mais nous

avons observé un élargissement temporel des impulsions jusque 28,4 ns, limitant alors la montée en puissance crête à 3,8 kW alors que l'énergie par impulsion atteint 107 μJ. Nous avons montré, en développant un modèle simple basé sur la théorie de Frantz et Nodvik, que cet élargissement temporel était dû à la saturation du gain. De plus, nous observons une saturation de la puissance moyenne à cause de la génération d'un continuum lors de l'amplification des impulsions, ce continuum dépassant la fenêtre de transmission de la silice. Pour remédier à ces deux problèmes, nous avons développé un autre amplificateur à base d'une fibre à gros cœur LMA (Large Mode Area). Cette nouvelle solution a permis, en sortie de la fibre active, de tripler l'énergie des impulsions et de multiplier de plus de 6 fois la puissance crête du fait que la durée des impulsions n'augmente que très légèrement jusqu'à 13,7 ns. A la sortie de la source un adaptateur de modes, qui couple l'énergie présente dans le cœur de la fibre LMA vers une fibre monomode, fait perdre 3 dB sur le signal limitant ainsi la puissance crête disponible à 12,8 kW. La puissance crête obtenue en sortie répond aux objectifs fixés, mais l'utilisation de cette source n'a pas permis l'obtention d'un supercontinuum jusqu'à 5 μm. Le système pourrait être amélioré afin d'extraire des impulsions de plus forte puissance crête en travaillant sur les adaptateurs de modes qui font perdre 50 % de la puissance en entrée et en sortie du système. Dans le but d'extraire encore plus de puissance, l'utilisation d'une fibre dopée dont la taille du mode serait encore plus large (30-40 μm) pourrait être envisagée.

La deuxième solution est adaptée au pompage de fibres en verres de chalcogénures ou de tellurite. Ces verres étant très fragiles optiquement, il est nécessaire de les pomper avec des impulsions dont la durée est la plus courte possible. Par conséquent, le régime de verrouillage de modes est la solution qui permet d'émettre les impulsions les plus courtes possibles depuis un laser à fibre. Nous avons ainsi conçu un laser à fibre à verrouillage de mode en cavité linéaire qui émet des impulsions de 62 pJ d'énergie et 4,5 ps de durée. Une partie du travail a été d'obtenir un verrouillage de mode stable et monoimpulsionnel. La puissance crête obtenue (13 à 14 W) est trop faible pour observer un élargissement spectral dans la fibre non linéaire en chalcogénures, il est donc nécessaire d'amplifier les impulsions. L'important est alors d'obtenir le plus de puissance crête sans accumuler de nonlinéarités qui pourraient déformer les impulsions. Dans le but de conserver un système simple et robuste, nous avons étudié l'amplification des impulsions courtes dans une fibre dopée thulium pompée en son cœur. Nous avons réalisé un modèle dont le but est de trouver la fibre active qui pourra nous permettre d'extraire le maximum de puissance crête sans observer d'impact significatif de l'automodulation

de phase. Ce modèle prend en compte la génération d'émission spontanée dans la fibre et le phénomène d'absorption dans l'état excité du niveau $^3F_4$ vers le niveau $^3H_4$. Nous avons ainsi pu choisir parmi les fibres disponibles au laboratoire la fibre qui nous permet d'extraire le maximum d'énergie dans la limite d'un déphasage non linéaire ($B < \pi/2$) accumulé lors de l'amplification. Nous avons finalement réalisé l'expérience correspondante et avons obtenu des impulsions de 3,9 ps de durée et plus de 9 kW de puissance crête, l'énergie des impulsions atteignant 31 nJ. L'ensemble a été intégré dans un boitier de manière à ce qu'il soit plus facilement transportable sans altérer ses performances. La durée de fonctionnement du laser en régime de verrouillage de modes est actuellement limitée à une dizaine de minutes à cause de la montée en température de la fibre active de l'oscillateur qui change le spectre de gain, et comme le laser fonctionne près du seuil cela implique la perte du régime de verrouillage de modes par un régime instable ou continu. La puissance crête obtenue répond aux objectifs fixés, mais pour l'accès à de nouvelles applications un étage d'amplification de puissance pourrait être ajouté, cet amplificateur pourrait être composé d'une fibre active de type LMA. Notamment, pour des applications médicales et industrielles, atteindre 1 μJ d'énergie par impulsion serait intéressant.

Finalement, les deux solutions proposées sont à l'état de l'art des résultats publiés actuellement. Par ailleurs, plusieurs publications utilisent des fibres d'une composition particulière telles que les fibres silicates qui ont de nombreux avantages comparés aux fibres en silice que nous avons utilisé dans ce travail tels qu'une plus forte concentration en ions thulium accessible ou moins de nonlinéarités.

Quelques résultats sur la génération de supercontinuum dans des fibres transparentes dans le moyen infrarouge avec les sources développées durant cette thèse sont donné dans l'annexe C.

Annexe A

Détermination de la durée et la puissance crête d'une impulsion

Dans de nombreux cas, il est difficile de déterminer la durée d'une impulsion et on peut trouver différentes définitions de cette durée. Par exemple, dans certains cas, la durée d'impulsion peut être simplement la largeur à mi-hauteur, dans d'autres cas, la largeur à $1/e$ (pour des impulsions gaussiennes), etc... De plus, expérimentalement, les impulsions peuvent avoir une forme qui n'est pas analytique et dont le calcul de la puissance crête est plus difficile. Ce problème vient du fait qu'on ne connait pas le coefficient de proportionnalité qui existe entre l'impulsion délivrée par une photodiode et la puissance instantanée de l'impulsion. Pour cela nous allons calculer la puissance crête à partir de l'énergie des impulsions et de la forme des impulsions qui sont connus. Le calcul de la puissance crête la plus exacte possible est nécessaire dans notre cas puisque celle-ci est une donnée importante pour nos applications. Il convient alors de fixer une convention qui est conservée dans toute la présentation du manuscrit. Nous allons distinguer les deux régimes d'impulsions dans lesquels nous travaillons, les impulsions nanosecondes et les impulsions picosecondes.

A.1 Cas d'impulsion d'une durée de quelques nanosecondes

En régime impulsionnel, la puissance moyenne totale du signal ($\bar{P}_0$) est liée à la puissance instantanée ($P(t)$) et à la fréquence de répétition (f) ou la période des impulsions ($T = 1/f$) par la relation suivante :

$$\bar{P}_0 = f \int_0^T P(t)dt \tag{A.1}$$

La puissance moyenne se mesure en utilisant un puissance-mètre (de type calorimètre par exemple) et la fréquence de répétition peut se mesurer en utilisant un détecteur et un oscilloscope. La photodiode sert également à mesurer la trace de l'impulsion, et

donc la puissance instantanée en fonction du temps. Pour que cette mesure soit juste, il faut que les variations de puissance sur l'impulsion soient lentes devant le temps de réponse du système de détection (photodiode + oscilloscope) et que le détecteur ne soit pas saturé de manière à obtenir une tension aux bornes de la photodiode qui soit proportionnelle à la puissance instantanée.

Si on considère le cas simple d'une impulsion rectangulaire, on peut lier, grâce à la relation précédente, la puissance crête (P_c) des impulsions à la puissance moyenne du signal ($\bar{P}$) qui correspond à la puissance moyenne totale ($\bar{P}_0$) moins l'éventuelle puissance de l'émission spontanée amplifiée (ASE) (P_{ASE}), la fréquence de répétition du laser et la durée de l'impulsion rectangulaire (Δt) par la relation suivante :

$$P_c = \frac{\bar{P}}{f\Delta t} = \frac{\bar{P}_0 - P_{ASE}}{f\Delta t} \tag{A.2}$$

La proportion d'ASE peut être déterminée avec un analyseur de spectre optique à haute résolution. Nous allons nous servir de ce cas simple, pour approcher les impulsions mesurées d'une impulsion rectangulaire, qui a la même énergie et la même puissance crête que l'impulsion réelle, comme le montre la figure A.1 (dans l'exemple l'impulsion est une Lorentzienne). L'énergie de ces deux impulsions sont liées par la relation suivante :

$$\Delta t \times P_c = \int_0^T P(t)dt \tag{A.3}$$

Si nous sommes dans les bonnes conditions de mesure, comme celles indiquées précédemment, on peut écrire la même relation en prenant en compte les tensions issues de la photodiode :

$$\Delta t \times V_c = \int_0^T V(t)dt \tag{A.4}$$

Or dans ce cas, V_c est connue et on peut la lire directement sur l'oscilloscope, on peut donc déterminer Δt. Enfin, grâce à la mesure de la puissance moyenne avec un détecteur qui intègre tout le signal dans le temps, il est possible de retrouver la puissance crête P_c avec la relation suivante :

$$P_c = \frac{\bar{P}}{\frac{f}{V_c}\int_0^T V(t)dt} \tag{A.5}$$

Finalement, en utilisant la relation A.2 on peut calculer la durée de l'impulsion.

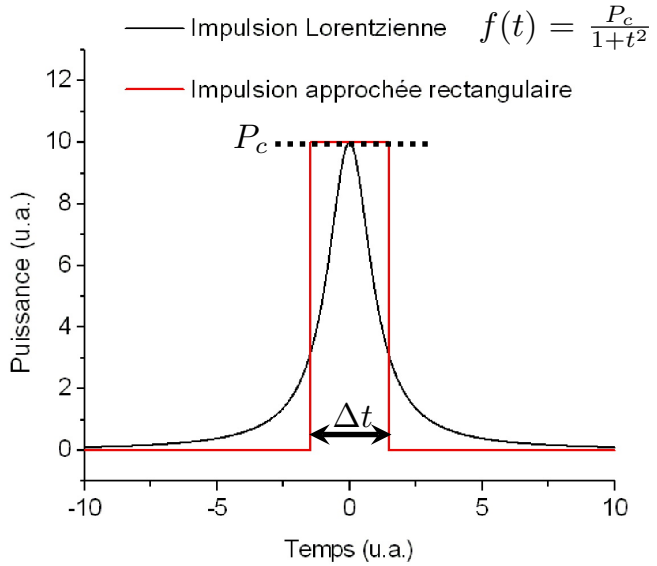


FIGURE A.1 – Exemple de détermination de la durée d'une impulsion. Cas d'une impulsion Lorentzienne. Les aires des deux courbes sont égales.

A.2 Cas d'impulsion d'une durée de quelques picosecondes

La mesure des impulsions courtes (picoseconde) à ultra-courtes (femtoseconde) ne peut pas se réaliser avec un détecteur classique du fait de la bande passante des systèmes de détection qui est au mieux limitée à quelques GHz, soit un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde à plusieurs centaines de picosecondes.

Il existe plusieurs techniques qui permettent de mesurer ou d'estimer la forme des impulsions et celles-ci sont généralement basées sur des effets non linéaires. Dans notre cas nous utilisons un autocorrélateur optique qui mesure l'autocorrélation en intensité de deux impulsions décalées temporellement :

$$S_{AC}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau) \tag{A.6}$$

avec $I(t)$ l'intensité du champ électrique à l'instant t. Le décalage temporel (τ) peut être réalisé avec un interféromètre de type Michelson dont la longueur d'un des deux bras est variable sur quelques millimètres avec une précision de quelques micromètres pour induire un délai temporel entre les deux impulsions. Pour mesurer le recouvrement

temporel entre les deux impulsions on peut utiliser le doublement de fréquence dans un cristal non linéaire (accord de phase généralement de type I), le signal ainsi mesuré à la fréquence optique double sera proportionnel au recouvrement des deux impulsions. Il est également possible d'utiliser l'absorption à deux photons dans un détecteur à semi-conducteur. Lorsque les deux signaux se recouvrent parfaitement longitudinalement, on parle de mesure d'autocorrélation colinéaire ou d'autocorrélation interférométrique. En revanche, lorsque les deux signaux sont incidents sur le cristal avec un angle, on parle d'autocorrélation non-colinéaire. La principale limitation de cette technique est qu'il n'est pas possible, depuis le résultat de l'autocorrélation, de retrouver la forme de l'impulsion car il n'y a pas de bijection entre la forme des impulsions et la forme de l'autocorrélation. Notamment certains détails peuvent être masqués et en particulier certains petits défauts dans l'impulsion [Wollenhaupt 2007].

Nous nous limitons dans notre cas à l'étude d'impulsions de type sécante-hyperbolique, forme d'impulsion qui correspond à des solitons.

A.2.1 Autocorrélation non-colinéaire

Dans ce cas les deux faisceaux sont incidents sur le cristal doubleur avec un angle (Figure A.2). Le signal doublé généré à partir de ces deux signaux est émis suivant

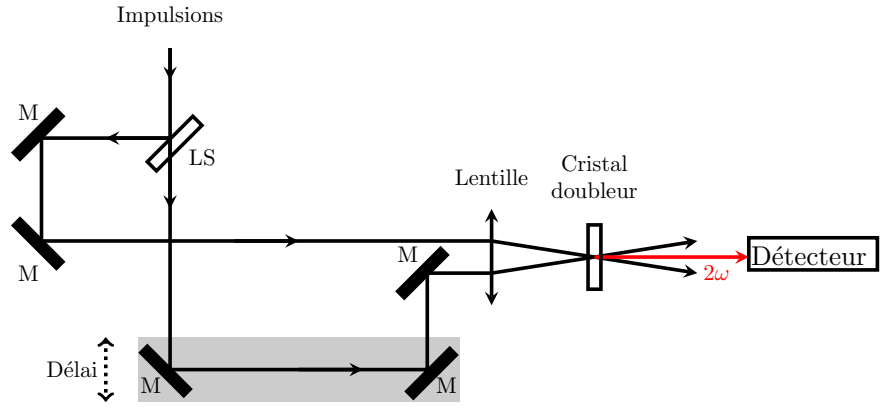


FIGURE A.2 – Montage typique pour la mesure d'une autocorrélation non-colinéaire. LS = Lame séparatrice, M = Miroir.

la bissectrice de ces deux angles, et seulement cette partie du signal est mesurée par le détecteur. Ce signal mesuré est tout simplement le résultat de l'équation A.6. Pour cette mesure d'autocorrélation, le seul critère de qualité est lié à la symétrie du signal

mesuré autour d'un délai τ nul.

Dans le cas d'une autocorrélation non-colinéaire, il existe une relation entre la largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation (Δt_{AI}) et la largeur à mi-hauteur de l'impulsion (T_{fwhm}), en supposant toutefois la forme de l'impulsion en entrée connue. Dans notre cas où nous considérons une impulsion sécante-hyperbolique, la relation est la suivante :

$$\frac{\Delta t_{AI}}{T_{fwhm}} = 1,543 \tag{A.7}$$

A.2.2 Autocorrélation colinéaire

On appelle l'autocorrélation colinéaire lorsque les deux faisceaux incidents sur le cristal doubleur (ou sur le détecteur à semi-conducteur) se recouvrent longitudinalement (Figure A.3). Dans ce cas, des interférences en plus du doublement de fréquence

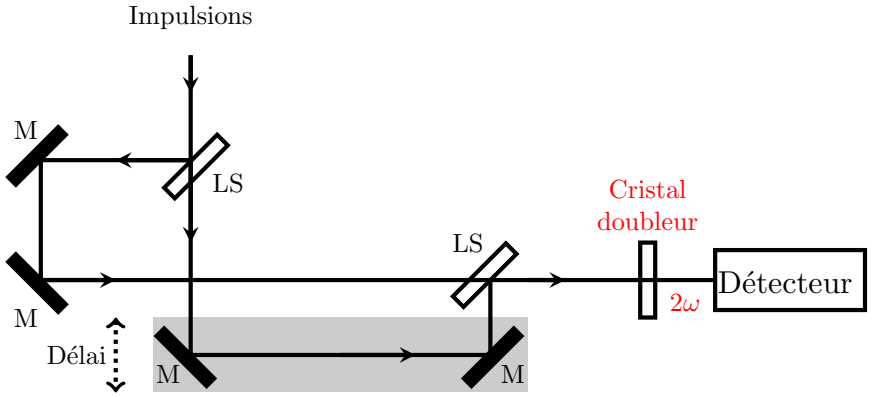


FIGURE A.3 – Montage typique pour la mesure d'une autocorrélation colinéaire. LS = Lame séparatrice, M = Miroir.

se produisent dans le cristal, c'est pour cela qu'on appelle aussi ce type de mesure une autocorrélation interférométrique [Diels 2006]. Dans ce cas, le signal mesuré par le détecteur en fonction du délai est le suivant :

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E^2(t) + E^2(t-\tau) + 2E(t)E(t-\tau)|^2 dt \tag{A.8}$$

En développant cette équation on remarque qu'un terme constant apparait qui est indépendant du délai, ce terme est le terme de fond qui est responsable du fond continu présent dans ce type d'autocorrélation. Afin de savoir si l'autocorrélateur est bien réglé

et donc si l'autocorrélation est la plus fidèle possible, le rapport entre le maximum de l'autocorrélation et le fond continu est égal à 8, ce résultat s'obtient en calculant l'équation précédente pour $\tau = 0$ et $\tau = \infty$ [Wollenhaupt 2007]. C'est un des critères, en plus de la symétrie qui permet de dire si l'autocorrélation est de bonne qualité ou non. La figure A.4 ci-après est l'exemple d'une autocorrélation parfaite. Généralement, on considère l'enveloppe du signal mesuré.

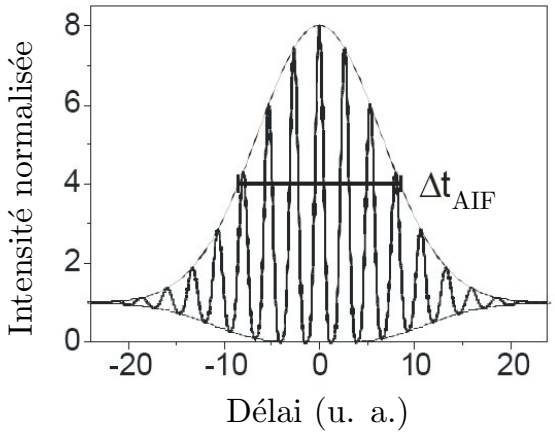


FIGURE A.4 – Exemple d'une autocorrélation interférométrique parfaite.

En considérant connue la forme de l'impulsion, il est possible de déterminer la largeur temporelle de l'impulsion à mi-hauteur (T_{fwhm}) à partir de la largeur de l'autocorrélation interférométrique (Δt_{AIF} au niveau de 4). Dans notre cas où l'impulsion est de forme sécante-hyperbolique, le rapport vaut :

$$\frac{\Delta t_{AIF}}{T_{fwhm}} = 1,8959 \tag{A.9}$$

A.2.3 Limitations de la mesure d'autocorrélation

La mesure d'autocorrélation étant symétrique, certaines asymétries sur les impulsions peuvent passer inaperçue sur la trace d'autocorrélation. Ainsi, lorsque l'on détermine une durée d'impulsion à partir de la largeur de l'autocorrélation, on suppose que l'impulsion qui entre dans l'autocorrélateur a une forme connue (dans notre cas il s'agit d'une sécante-hyperbolique).

Pour lever cette limitation il faut utiliser d'autres méthodes qui permettent de mesurer l'amplitude du champ électrique et la phase au cours de l'impulsion. On peut

citer par exemple le FROG (Frequency Resolved Optical Gating) [Trebino 1993] ou encore le SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) [Iaconis 1998].

A.2.4 Limite de Fourier

Un paramètre qui traduit la qualité du verrouillage de mode et la qualité des impulsions en sortie est le produit temps fréquence comme il a été défini dans l'équation 4.3 du chapitre 4. Il existe alors une limite physique, la limite de Fourier, qui limite la durée des impulsions à une certaine valeure déterminée par la largeur spectrale. Pour obtenir des impulsions les plus courtes possibles il faut alors un spectre optique le plus large possible, permettant à beaucoup de modes longitudinaux d'être en phase.

Si on considère une impulsion de type sécante-hyperbolique, le champ électrique de l'impulsion est donné par :

$$E(t) = A\text{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \tag{A.10}$$

La largeur à mi-hauteur (FWHM) de l'intensité du champ électrique se détermine simplement et est donnée par :

$$T_{fwhm} = 2ln\left(\sqrt{2}+1\right)T_0 \tag{A.11}$$

Par transformée de Fourier, on peut déterminer le spectre optique en intensité des impulsions :

$$|\bar{E}(\lambda)|^2 = (|A|\pi T_0)^2\text{sech}^2\left[\frac{\pi T_0}{2}\left(\frac{2\pi c}{\lambda} - \frac{2\pi c}{\lambda_0}\right)\right]\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right) \tag{A.12}$$

La largeur spectrale à mi-hauteur de cette transformée de Fourier est donnée par :

$$\lambda_{fwhm} = \frac{2\lambda_0^2 ln\left(\sqrt{2}+1\right)}{\pi^2 c T_0} \tag{A.13}$$

Ce dernier calcul est vrai dans un cas idéal et suppose que l'impulsion a une phase constante tout au long de l'impulsion. A partir de ces deux derniers calculs, on peut déterminer de manière analytique le produit temps-fréquence (Ψ) appelé la limite de Fourier :

$$\Psi = T_{fwhm}\nu_{fwhm} = T_{fwhm}\frac{c\lambda_{fwhm}}{\lambda_0^2} = \frac{4}{\pi^2}\left(ln\left(\sqrt{2}+1\right)\right)^2 \simeq 0,315 \tag{A.14}$$

Dans le cas d'impulsions simples et dont la forme est connue (sécante-hyperbolique ou gaussienne), il est simple de déterminer la limite de Fourier à partir des largeurs à mi-hauteur du spectre et de la trace temporelle des impulsions. En revanche, pour des impulsions dont la forme n'est pas analytique il faut alors utiliser des données statistiques d'ordre supérieur tels que les moments ou les cumulants [Desbiens 2009].

Annexe B

Calculs de dimensionnement d'un réseau de Bragg à pas linéairement variable

---

Généralement, les réseaux de Bragg ont une modulation d'indice périodique qui va fixer la longueur d'onde de réflectivité du miroir. Le cœur de la fibre peut être soumis à un champ d'interférences dans l'ultraviolet (UV) qui va créer une modulation de l'indice de réfraction au niveau du cœur de la fibre. Celui-ci est généralement dopé avec du germanium dans le but d'augmenter la photo-sensibilité sous le rayonnement UV [Hill 1978]. Ces interférences sont générées par un montage interférométrique [Meltz 1989] (méthode classique) ou par un masque de phase [Hill 1993] qui forme un réseau de diffraction. Une autre technique repose également sur l'utilisation de lasers femtosecondes de forte puissance crête dans l'infrarouge [Mihailov 2003].

Les réseaux de Bragg sont généralement à pas fixe (Figure B.1) avec une longueur d'onde centrale qui est directement proportionnelle au pas du réseau. Afin de compenser la forte dispersion chromatique des fibres en silice dans les cavités lasers, nous avons cherché à utiliser un réseau de Bragg à pas linéairement variable (Figure B.1), la modulation de l'indice n'étant alors plus périodique. Pour réaliser un tel réseau, la solution optimale est d'utiliser un masque de phase. Nous souhaitons rester en régime solitonique obligeant alors de conserver une dispersion totale anormale dans la cavité. Il faut connaître la dispersion que l'on souhaite compenser dans la cavité pour dimensionner le réseau de Bragg. Le coefficient de dispersion d'ordre 2 dans les fibres standards sont connus et calculables numériquement alors que celui des fibres actives est difficile à connaître car nous avons peu d'informations sur la composition du cœur et la structure du guide. Comme la longueur de fibre active dans la cavité est faible devant la longueur de fibres passives, nous supposons que dans la cavité la dispersion d'ordre 2 est la même partout avec $\bar{\beta}_2 = -80\ ps^2/m$ à 2 μm. La dispersion à compenser dans la cavité va alors dépendre de ce paramètre $\bar{\beta}_2$ et de la longueur de la cavité.

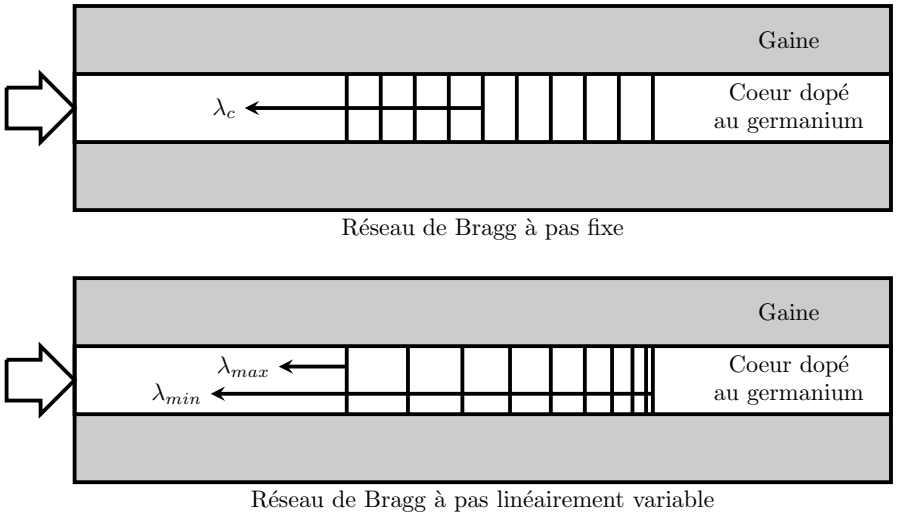


FIGURE B.1 – Réseaux de Bragg à pas fixe et à pas linéairement variable.

On définit un réseau de Bragg à pas variable par sa longueur L_{FBG} et son "chirp" ou sa dérive en longueur d'onde C_r qui va traduire la variation linéaire du pas du réseau. On appelle C_{r0} la valeur du "chirp" en longueur d'onde qui compense toute la dispersion dans la cavité :

$$C_{r0} = -\frac{\lambda^2 n_{eff}}{\pi c^2 \beta_2 L_{cavite}} \tag{B.1}$$

avec λ la longueur d'onde, n_{eff} l'indice effectif du mode dans la fibre à la longueur d'onde λ, β_2 le coefficient de dispersion d'ordre 2 à la longueur d'onde λ et L_{cavite} la longueur de la cavité. La valeur de C_{r0} permet de compenser totalement la dispersion de la cavité, or nous souhaitons rester en régime de dispersion anormale et C_r doit rester supérieur à C_{r0}. La longueur du réseau est ensuite fixée en fonction de la largeur à mi-hauteur voulue et du C_r calculé précédemment :

$$L_{FBG} = \frac{\Delta\lambda}{C_r} \tag{B.2}$$

En faisant varier la longueur de cavité il est possible de déterminer les couples C_{r0} et L_{FBG} pour une longueur d'onde et une largeur spectrale fixés, comme le montre la figure B.2. La longueur d'onde est fixée à 2000 nm, la largeur spectrale du réseau à 10 nm. On remarque par cette figure que pour compenser beaucoup de dispersion il faut utiliser un réseau de Bragg long avec un petit paramètre C_r. Dans notre cas où la

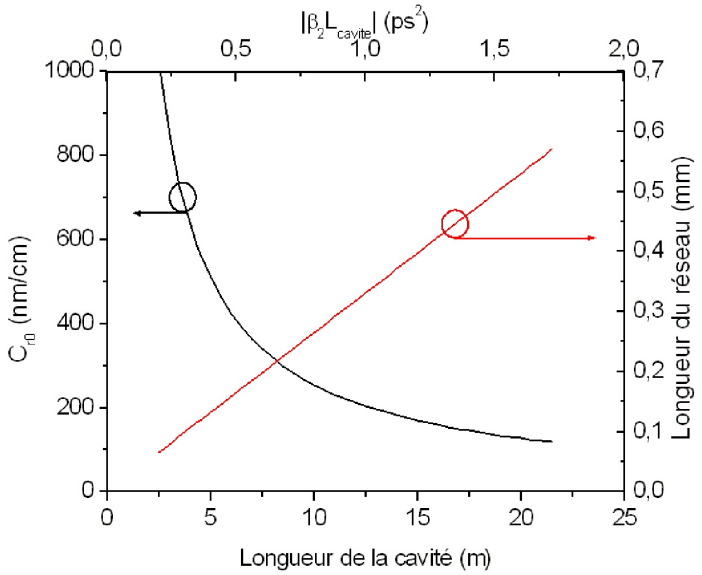


FIGURE B.2 – C_{r0} et L_{FBG} du réseau de Bragg à pas variable en fonction de la longueur de la cavité.

longueur de cavité est de l'ordre de 10 m nous devons nous procurer un réseau de Bragg avec un paramètre C_r supérieur à 250 nm/cm. Or, technologiquement, il est difficile d'avoir un C_r supérieur à 150 nm/cm car la réalisation du masque pose problème. De plus, la réflectivité maximale des réseaux de Bragg va dépendre du paramètre C_r et du type de fibre utilisé et notamment son ouverture numérique qui va fixer la modulation maximale de l'indice. Ainsi, avec ce type de réseau et sur une fibre standard, il est difficile d'obtenir une réflectivité supérieure à 10 %. On pourrait dans notre cas se limiter à un réseau ayant un C_r de l'ordre de 100 nm/cm et augmenter la longueur de la cavité pour gagner en dispersion anormale. Mais cela diminue le taux de répétition des impulsions et donc la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur. En revanche, une diminution de la dispersion totale de la cavité doit permettre de baisser la durée des impulsions et donc de gagner en énergie, mais il n'est pas simple de déterminer dans quelle mesure l'augmentation de l'énergie pourrait compenser la diminution de la fréquence de répétition. Une baisse de la puissance moyenne engendre une baisse de l'efficacité et une augmentation de l'émission spontanée amplifiée dans notre amplificateur. De plus, les coûts de développement pour ce type de composants sont très élevés. En raison de ces différentes limitations cette solution a été abandonnée et nous nous sommes limités à l'utilisation d'un réseaux de Bragg à pas périodique.

Cette solution a toutefois été étudiée par une autre équipe et ils ont démontré le verrouillage de mode d'un laser à fibre à 2 μm avec un réseau de Bragg à pas linéairement variable dont le C_r vaut 130 nm/cm [Gumenyuk 2011].

Quelques documents de référence sur le sujet : [Ouellette 1987, Kashyap 2009]

Annexe C

Application à la génération de supercontinuum dans des fibres optiques transmettant dans le moyen infrarouge

Les différentes sources lasers fibrées présentées dans ce manuscrit ont été utilisées pour les applications auxquelles elles sont destinées et en particulier la génération de supercontinuum. Dans cette annexe sont donnés certains résultats et plus de détails peuvent être trouvés dans le manuscrit de thèse de Mathieu Duhant [Duhant 2012b] et dans les références citées dans le texte.

C.1 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de fluorures (ZBLAN) en régime nanoseconde

Il est important de pomper le milieu non linéaire dans lequel se propagent les impulsions dans le régime de dispersion anormal. Ce régime de dispersion permet la formation de solitons qui va contribuer fortement à la formation du continuum. Les fibres en verre de fluorures (ZBLAN) standard ont un zéro de dispersion situé à 1,6 μm et le régime de dispersion anormal se situe pour des longueurs plus grandes, il est alors intéressant d'étudier le pompage de ces fibres à 2 μm avec un laser à fibre dopée thulium impulsionnel. La source oscillateur maître amplifiée dont l'oscillateur est à commutation de gain a donc été utilisée pour la génération de supercontinuum dans une fibre en ZBLAN. Le signal issu de la source est directement couplé dans le cœur de la fibre ZBLAN et un continuum s'étendant de 1600 nm à 3800 nm est généré (Figure C.1). Les paramètres de la fibre en verre de ZBLAN sont donnés dans le tableau C.1. Ces résultats ont donné lieu à une communication en congrès [Duhant 2011a]. Ces résultats obtenus sont d'une

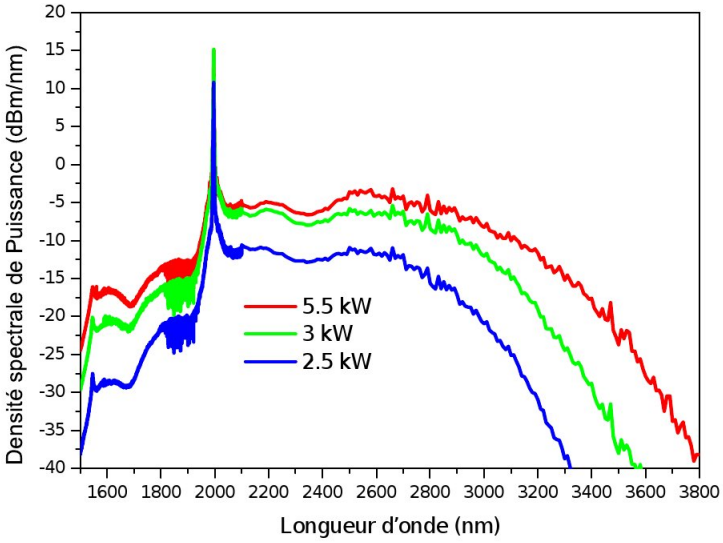


FIGURE C.1 – Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de ZBLAN. Les puissances indiquées sont les puissances crêtes couplées dans le cœur de la fibre ZBLAN.

Diamètre du cœur	Ouverture numérique du cœur	Longueur de la fibre
10,6 μm	0,22	5,3 m

Tableau C.1 – Paramètres de la fibre en verre de ZBLAN utilisée dans l'expérience.

première mondiale pour la génération de supercontinuum dans une fibre en ZBLAN directement pompée par une source laser à fibre dopée thulium.

C.2 Génération de sauts Raman dans une fibre en verre de chalcogénures en régime nanoseconde

Il existe plusieurs compositions différentes pour les fibres en verres de chalcogénures (AsSe, GeAsSe, AsS,...). Plusieurs fibres de composition différentes ont été caractérisées et le verre AsSe a permis d'obtenir les meilleurs résultats. L'oscillateur à commutation de gain a été utilisé seul pour pomper des fibres en verre de chalcogénures à cœur suspendu (Figure C.2). Le signal est couplé directement dans la fibre à petit cœur au moyen d'une fibre en silice à faible cœur et forte ouverture numérique (appelée UHNA pour Ultra-High Numerical Aperture). La puissance crête injectée dans le cœur de la fibre est de

11 W. Les paramètres de la fibre à cœur suspendu sont donnés dans le tableau C.2.

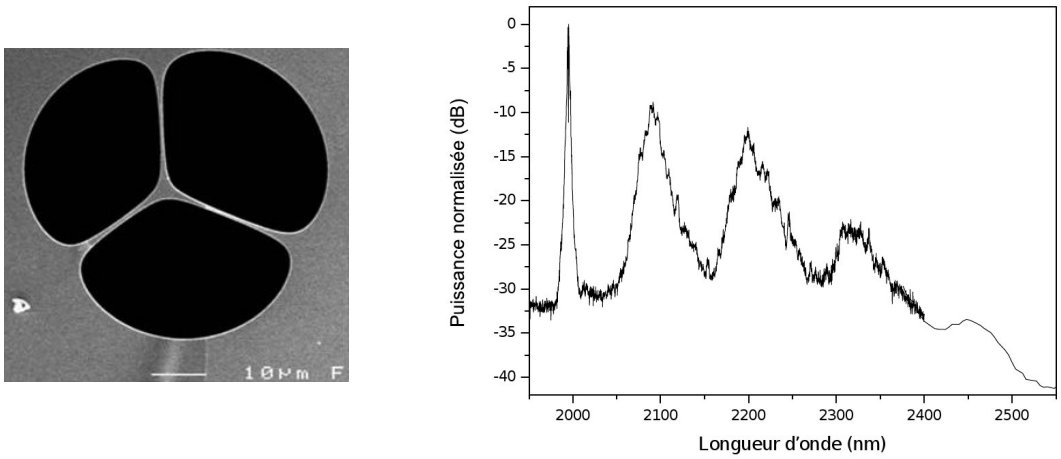


FIGURE C.2 – A gauche, section transverse de la fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu obtenue au MEB et à droite l'observation spectrale des quatre sauts Raman.

Quatre sauts Raman ont été observé dans la fibre (Figure C.2), ces résultats constituent

Diamètre du cœur	Longueur de la fibre
3,5 μm	1,7 m

Tableau C.2 – Paramètres de la fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu utilisée dans l'expérience.

également une première mondiale et ils ont donné lieu à la publication d'un article de revue [Duhant 2011b]. Cette observation a également permis de calculer le gain Raman (g_R) de la fibre utilisée ($g_R = (1,6 \pm 0,5) \times 10^{-11}\ m/W$).

C.3 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de chalcogénures en régime picoseconde

La composition du verre utilisé ici est également l'AsSe. En revanche, précédemment, des sauts Raman ont été observés ce qui prouve que la longueur de pompe se situe dans le mauvais régime de dispersion (dispersion normale qui ne permet pas la formation de

solitons). Il faut alors modifier la dispersion de la fibre pour que le régime de dispersion de celle-ci soit anormal à la longueur de la pompe. Une solution consiste à diminuer la taille du cœur, celui-ci devant atteindre près d'un micron de diamètre pour que le régime de dispersion devienne anormal à la longueur de pompe (2 μm). Afin de conserver les meilleures conditions d'injection possible, nous avons utilisé des fibres effilées dont le diamètre varie le long de la fibre. Le diamètre est plus grand à l'entrée pour faciliter l'injection du signal et celui-ci diminue au fur et à mesure. Les paramètres de la fibre

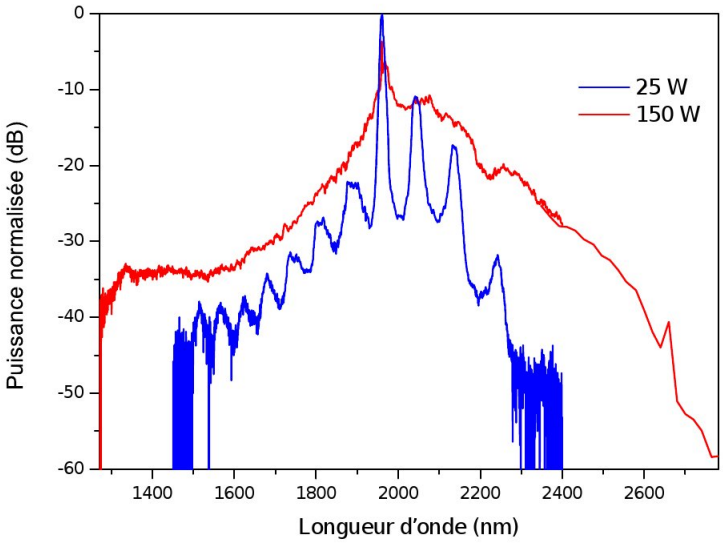


FIGURE C.3 – Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de chalcogénures à cœur suspendu.

effilée à cœur suspendu sont donnés sur la figure C.4. Finalement, un supercontinuum

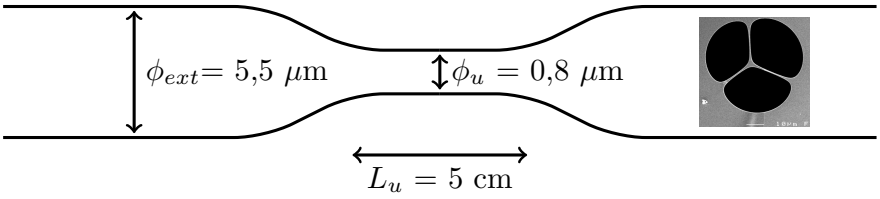


FIGURE C.4 – Paramètres de la fibre effilée en verre de chalcogénures à cœur suspendu utilisée dans l'expérience.

est obtenu entre 1400 nm et 2600 nm (Figure C.3) [Duhant 2012a].

C.4 Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de tellurites en régime picoseconde

Les fibres en oxydes de tellure (ou tellurites) ont un coefficient non linéaire près de 20 fois supérieur à la silice et semblent être de bons candidats pour la génération de supercontinuum dans la bande 3-5 μm. Les fibres utilisés sont à cœur suspendu (Figure C.5). Le principal problème de ces verres est qu'ils se détériorent rapidement notamment par l'apparition d'un pic d'absorption OH dans le verre entre 2,8 et 3 μm lorsqu'il est en contact avec l'air environnant. Le diamètre du cœur de la fibre utilisée ici

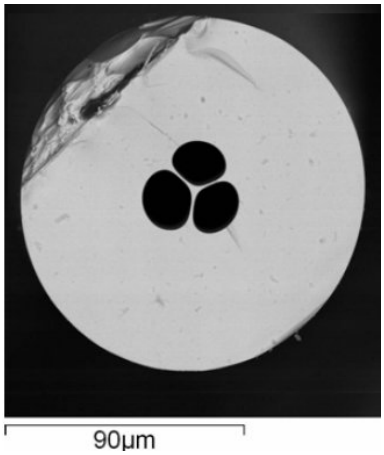


FIGURE C.5 – Section transverse de la fibre en verre de tellurites à cœur suspendu obtenue au MEB.

est de 3,4 μm et plusieurs échantillons de longueurs différentes ont été utilisés, comme le montre le tableau C.3. Les puissances crêtes données sont celle mesurées en sortie de la source de pompe, il est difficile dans cette expérience d'estimer la puissance crête couplée dans le cœur de la fibre en verre de tellurites.

Un supercontinuum est obtenu entre 1200 et 2900 nm (Figure C.6).

Longueur de la fibre	Puissance crête de la source de pompe
150 cm	4,6 kW
50 cm	6,3 kW
25 cm	6,3 kW

Tableau C.3 – Longueur de fibre et puissance crête couplée pour trois cas différents.

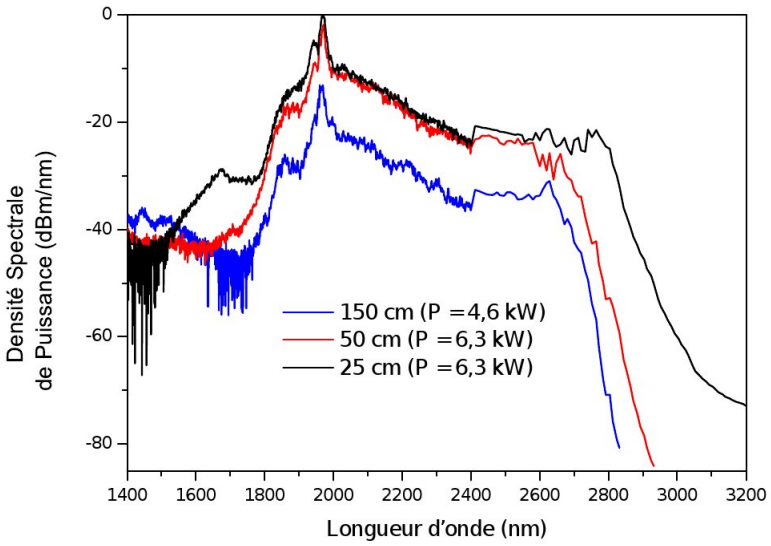


FIGURE C.6 – Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de tellurite à cœur suspendu.

Annexe D

Publications et communications de l'auteur

D.1 Publications

J. Troles, Q Coulombier, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, P. Toupin, L. Calvez, G. Renversez, F. Smektala, M. El Amraoui, J. L. Adam, T. Chartier, D. Mechin, and L. Brilland, "*Low loss microstructured chalcogenide fibers for large non linear effects at 1995 nm*," Opt. Express 18, 26647-26654 (2010)

M. Duhant, W. Renard, G. Canat, T. N. Nguyen, F. Smektala, J. Troles, Q. Coulombier, P. Toupin, L. Brilland, P. Bourdon, and G. Renversez, "*Fourth-order cascaded Raman shift in AsSe chalcogenide suspended-core fiber pumped at 2 μm*," Opt. Lett. 36, 2859-2861 (2011)

W. Renard, G. Canat, and P. Bourdon, "*26 nJ picosecond solitons from thulium-doped single-mode master oscillator power fiber amplifier*," Opt. Lett. 37, 377-379 (2012)

D.2 Communications en congrès

D.2.1 Congrès nationaux

M. Duhant, W. Renard, G. Canat, F. Smektala, J. Troles et P. Bourdon, "*Génération de supercontinuum dans une fibre en verre de fluorures pompée en régime de dispersion anormal à 2 μm*," JNOG Besançon, papier 65 (2010)

W. Renard, G. Canat, M. Lefebvre et P. Bourdon, *Réalisation d'un laser à verrouillage de modes par SESAM à 1960 nm*," JNOG Marseille, papier P195 (2011)

M. Duhant, T.-N. Nguyen, W. Renard, G. Canat, A. Betourne, L. Brilland, F. Smektala, Q. Coulombier, J. Troles et G. Renversez, *Effets non-linéaires au sein de fibres microstructurées à cœur suspendu en chalcogénure : expériences et simulations*," JNOG Marseille, papier P155 (2011)

D.2.2 Congrès internationaux

M. Duhant, W. Renard, G. Canat, J. Trolès, P. Toupin, L. Brilland, F. Smektala, A. Bétourné, P. Bourdon, and G. Renversez, "*Mid-Infrared strong spectral broadening in microstructured tapered chalcogenide AsSe fiber*," Proc. SPIE 8237, 823735 (2012)

W. Renard, G. Canat and P. Bourdon, "*All thulium fiber single-mode master oscillator power amplifier delivering 32 nJ picosecond pulses*," Proc. SPIE 8237, 82372N (2012)

N. Cezard, A. Dobroc, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, C. Alhenc-Gelas, S. Lefebvre, J. Fade, "*Supercontinuum laser absorption spectroscopy in the mid-infrared range for identification and concentration estimation of a multi-component atmospheric gas mixture,*" Proc. SPIE 8182, Lidar Technologies, Techniques, and Measurements for Atmospheric Remote Sensing VII, 81820V (2011)

M. Duhant, W. Renard, G. Canat, F. Smektala, J. Troles, P. Bourdon, and C. Planchat, "*Improving mid-infrared supercontinuum generation efficency by pumping a fluoride fiber directly into the anomalous regime at 1995 nm*," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CD9_1

M. Duhant, W. Renard, G. Canat, T. Nguyen, F. Smektala, J. Troles, Q. Coulombier, L. Brilland, G. Renversez, and P. Bourdon, "*Fourth Order Cascaded Raman Shift in As38Se62 chalcogenide suspended core fiber pumped at 1.995 μm*," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CTuX6

G. Renversez, M. Duhant, W. Renard, A. Betourne, T. Nguyen, G. Canat, F. Smektala, Q. Coulombier, J. Troles, L. Brilland, "*Nonlinear effects above 2 μm in chalcogenide suspended core microstructured optical fibers : Modeling and experiments*," Photonics

Conference (PHO), 2011 IEEE, pp.61-62, 9-13 Oct. 2011

J. Troles, Q. Coulombier, P. Toupin L. Brilland, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, G. Renversez, F. Smektala, D. Mechin, J. L. Adam, "*Elaboration of Chalcogenide microstructured optical fibers for mid-infrared applications*," International Workshop on Fiber Lasers, Sensors, and Materials (July 27th – 29th), Erlangen 2011

J. Troles, Q. Coulombier, P. Toupin L. Brilland, G. Canat, M. Duhant, W. Renard, G. Renversez, F. Smektala, D. Mechin, J. L. Adam, "*Chalcogenide microstructured optical fibers for mid-infrared applications*," Australian - Italian - French workshop "Nanophotonics for sensing & nonlinear optics - next generation photonic materials, structures and devices". Adelaide, Australia, 2011

M. El-Amraoui, M. Duhant, F. Desevedavy, W. Renard, G. Canat, G. Gadret, J.-C. Jules, J. Fatome, B. Kibler, G. Renversez, J. Troles, L. Brilland, Y. Messaddeq and F. Smektala, "*Nonlinear effects generation in suspended core chalcogenide fibre*," Proc. SPIE 8073, 80732H, Prague 2011

Bibliographie

[Agger 2006] Søren Dyøe Agger et Jorn Hedegaard Povlsen. *Emission and absorption cross section of thulium doped silica fibers.* Opt. Express, vol. 14, no. 1, pages 50–57, 2006. (Cité en page 60.)

[Agrawal 1991] Govind P. Agrawal. *Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers.* Phys. Rev. A, vol. 44, pages 7493–7501, 1991. (Cité en page 168.)

[Agrawal 2007] Govind P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics, fourth edition.* Academic Press, 2007. (Cité en pages xvii, 19, 68, 113, 114, 121, 146, 157, 158, 172 et 174.)

[Alcock 1986] I.P. Alcock, A.I. Ferguson, D.C. Hanna et A.C. Tropper. *Mode-locking of a neodymium-doped monomode fibre laser.* Electronics Letters, vol. 22, no. 5, pages 268–269, 1986. (Cité en page 111.)

[Alhenc-Gelas 2012] Claire Alhenc-Gelas. *Étude de la conversion de fréquence par amplification paramétrique dans les fibres optiques transparentes dans l'infrarouge.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2012. (Cité en pages xiii, 64 et 116.)

[Antipenko 1984] B. M. Antipenko. *Cross-relaxation schemes for pumping laser transitions.* Sov. Phys. Tech. Phys., vol. 29, pages 228–230, 1984. (Cité en page 41.)

[Arai 1986] Kazuo Arai, Hiroshi Namikawa, Ken Kumata, Tatsutoku Honda, Yoshiro Ishii et Takashi Handa. *Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass.* Journal of Applied Physics, vol. 59, no. 10, pages 3430–3436, 1986. (Cité en page 44.)

[Armstrong 1962] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing et P. S. Pershan. *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric.* Phys. Rev., vol. 127, pages 1918–1939, 1962. (Cité en page 29.)

[Azarian 2012] Adrian Azarian. *Combinaison cohérente de lasers à fibre : Etude en régime impulsionnel et mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs.* Thèse de doctorat, Télécom ParisTech, 2012. (Cité en page 20.)

[Baker 1975] H J Baker et T A King. *Mode-beating in gain-switched iodine photodissociation laser pulses.* Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 8, no. 2, page L31, 1975. (Cité en page 83.)

[Bao 2009] Qiaoliang Bao, Han Zhang, Yu Wang, Zhenhua Ni, Yongli Yan, Ze Xiang Shen, Kian Ping Loh et Ding Yuan Tang. *Atomic-Layer Graphene as a Saturable*

Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers. Advanced Functional Materials, vol. 19, no. 19, pages 3077–3083, 2009. (Cité en pages 70 et 132.)

[Baudelet 2010] Matthieu Baudelet, Christina C. C. Willis, Lawrence Shah et Martin Richardson. *Laser-induced breakdown spectroscopy of copper with a 2 μm thulium fiber laser.* Opt. Express, vol. 18, no. 8, pages 7905–7910, 2010. (Cité en page 23.)

[Belforte 2011] David A. Belforte. *2010 Annual Economic Review and Forecast*, Janvier 2011. http ://www.industrial-lasers.com/articles/print/volume-26/issue-1/features/2010-annual-economic-review-and-forecast.html. (Cité en page 7.)

[Bordais 2002] Sylvain Bordais. *Étude des amplificateurs et lasers à 1 μm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée ytterbium.* Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 2002. (Cité en page 15.)

[Breusing 2009] Markus Breusing, Claus Ropers et Thomas Elsaesser. *Ultrafast Carrier Dynamics in Graphite.* Phys. Rev. Lett., vol. 102, page 086809, 2009. (Cité en page 132.)

[Broderick 1999] N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut, J. Caplen et L. Dong. *Large Mode Area Fibers for High Power Applications.* Optical Fiber Technology, vol. 5, no. 2, pages 185 – 196, 1999. (Cité en page 34.)

[Broer 1993] M. M. Broer, D. M. Krol et D. J. DiGiovanni. *Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber.* Opt. Lett., vol. 18, no. 10, pages 799–801, 1993. (Cité en page 44.)

[Brooks 2006] Christopher D. Brooks et Fabio Di Teodoro. *Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier.* Applied Physics Letters, vol. 89, no. 11, page 111119, 2006. (Cité en page 8.)

[Buccoliero 2010] Daniel Buccoliero, Henrik Steffensen, Ole Bang, Heike Ebendorff-Heidepriem et Tanya M. Monro. *Thulium pumped high power supercontinuum in loss-determined optimum lengths of tellurite photonic crystal fiber.* Applied Physics Letters, vol. 97, no. 6, page 061106, 2010. (Cité en page 32.)

[Buck 1995] John A. Buck. *Fundamentals of Optical Fibers.* Wiley Series in Pure and Applied Optics, 1995. (Cité en pages xiv, 9, 90 et 158.)

[Canat 2006] Guillaume Canat. *Conception et réalisation d'une source impulsionnelle à fibre dopée Erbium-Ytterbium millijoule de grande brillance spectrale.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 2006. (Cité en pages 76 et 93.)

[Carter 2009] Adrian Carter, Bryce Samson et Kanishka Tankala. *Fiber lasers : Thulium-doped fiber forms kilowatt-class laser*, 2009. Laser Focus World, http ://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-45/issue-4/features/fiber-lasers-thulium-doped-fiber-forms-kilowatt-class-laser.html. (Cité en pages xi et 35.)

[Chamorovskiy 2012] A. Chamorovskiy, A. V. Marakulin, S. Ranta, M. Tavast, J. Rautiainen, T. Leinonen, A. S. Kurkov et O. G. Okhotnikov. *Femtosecond mode-locked holmium fiber laser pumped by semiconductor disk laser.* Opt. Lett., vol. 37, no. 9, pages 1448–1450, 2012. (Cité en pages 129 et 177.)

[Chartier 2009] Thierry Chartier. *Cours : Propagation non linéaire dans les fibres optiques.* Master PHOT-IN, 2009. (Cité en pages xv et 124.)

[Christensen 2008] Scott Christensen, Gavin Frith et Bryce Samson. *Developments in thulium-doped fiber lasers offer higher powers*, 2008. SPIE Newsroom, http ://spie.org/x26003.xml. (Cité en pages xi et 34.)

[Creeden 2008] Daniel Creeden, Peter A. Ketteridge, Peter A. Budni, Scott D. Setzler, York E. Young, John C. McCarthy, Kevin Zawilski, Peter G. Schunemann, Thomas M. Pollak, Evan P. Chicklis et Min Jiang. *Mid-infrared $ZnGeP_2$ parametric oscillator directly pumped by a pulsed 2 μm Tm-doped fiber laser.* Opt. Lett., vol. 33, no. 4, pages 315–317, 2008. (Cité en page 30.)

[Creeden 2009] Daniel Creeden, Peter A. Budni et Peter A. Ketteridge. *Pulsed Tm-doped fiber lasers for mid-IR frequency conversion.* In Proc. SPIE 7195 (Fiber Lasers VI : Technology, Systems, and Applications), numéro 71950X, 2009. (Cité en pages 100 et 104.)

[Dawson 2008] Jay W. Dawson, Michael J. Messerly, Raymond J. Beach, Miroslav Y. Shverdin, Eddy A. Stappaerts, Arun K. Sridharan, Paul H. Pax, John E. Heebner, Craig W. Siders et C.P.J. Barty. *Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power.* Opt. Express, vol. 16, no. 17, pages 13240–13266, 2008. (Cité en page 20.)

[Delevaque 1993] E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler et J.-F. Bayon. *Modeling of pair-induced quenching in erbium-doped silicate fibers.* Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 5, no. 1, pages 73 –75, 1993. (Cité en page 11.)

[DeMaria 1966] A. J. DeMaria, D. A. Stetser et H. Heynau. *Self mode-locking of lasers with saturable absorbers.* Applied Physics Letters, vol. 8, no. 7, pages 174–176, 1966. (Cité en page 126.)

[Demirbas 2006] Umit Demirbas et Alphan Sennaroglu. *Intracavity-pumped Cr^{2+} :ZnSe laser with ultrabroad tuning range between 1880 and 3100 nm.* Opt. Lett., vol. 31, no. 15, pages 2293–2295, 2006. (Cité en page 28.)

[Desbiens 2009] Louis Desbiens. *Amplification d'impulsions femtosecondes à 1550 nm en régime de dispersion anormale.* Thèse de doctorat, Université de Laval (Québec), 2009. (Cité en page 190.)

[Désévédavy 2008] Frédéric Désévédavy, Gilles Renversez, Laurent Brilland, Patrick Houizot, Johann Troles, Quentin Coulombier, Frédéric Smektala, Nicholas Traynor et Jean-Luc Adam. *Small-core chalcogenide microstructured fibers for the infrared.* Appl. Opt., vol. 47, no. 32, pages 6014–6021, 2008. (Cité en page 32.)

[Desurvire 1994] Emmanuel Desurvire. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications.* Wiley-Interscience, 1994. (Cité en page 154.)

[Dherbecourt 2010] Jean-Baptiste Dherbecourt. *Processus non linéaires pour la génération d'impulsions picosecondes accordables dans l'infrarouge moyen.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2010. (Cité en pages xi, 29 et 30.)

[Diehl 2000] Roland Diehl. *High-Power, Diode lasers : Fundamentals, Technology, Applications.* Springer (Topics in Applied Physics), 2000. (Cité en page 15.)

[Diels 2006] J.C.P. Diels, J.C. Diels et W. Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena.* Elsevier Science, 2006. (Cité en page 187.)

[Digonnet 2001] Michel J. F. Digonnet. *Rare-Earth-Doped fiber lasers and amplifiers.* CRC Press, 2001. (Cité en page 43.)

[Ding 2011] Jianwu Ding, Bryce Sampson, Adrian Carter, Chiachi Wang et Kanishka Tankala. *A monolithic thulium doped single mode fiber laser with 1.5 ns pulse-width and 8 kW peak power.* In Proc. SPIE 7914 (Fiber Lasers VIII : Technology, Systems, and Applications), numéro 79140X, 2011. (Cité en page 72.)

[Dobroc 2012] Alexandre Dobroc et Nicolas Cézard. *Signal Processing for Estimation of Gas Species using Supercontinuum Absorption Spectroscopy.* In Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, page LT1B.7. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 55.)

[Dolfi-Bouteyre 2008] Agnès Dolfi-Bouteyre, Béatrice Augère, Claudine Besson, Guillaume Canat, Didier Fleury, Thierry Gaudo, Didier Goular, Laurent Lombard, Christophe Planchat, Matthieu Valla, Jean-Pierre Cariou, Olivier Petilon et Julius Lawson-Daku. *1.5 μm All Fiber Pulsed Lidar For Wake Vortex Monitoring.* In Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and

Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, page CMQ3. Optical Society of America, 2008. (Cité en page 21.)

[Dooling 1998] Dave Dooling. *ZBLAN continues to show promise*, Février 1998. http ://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/1998/msad05feb98_1/. (Cité en pages xi et 16.)

[Ducros 2010] Nicolas Ducros. *Génération de supercontinuum dans le moyen infrarouge à l'aide de fibres optiques.* Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2010. (Cité en page 32.)

[Dudley 2002] John M. Dudley, Laurent Provino, Nicolas Grossard, Hervé Maillotte, Robert S. Windeler, Benjamin J. Eggleton et Stéphane Coen. *Supercontinuum generation in air–silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 4, pages 765–771, 2002. (Cité en page 31.)

[Dudley 2006] John M. Dudley, Goëry Genty et Stéphane Coen. *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber.* Rev. Mod. Phys., vol. 78, pages 1135–1184, 2006. (Cité en page 64.)

[Duhant 2011a] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, T. N. Nguyen, F. Smektala, J. Troles, Q. Coulombier, P. Toupin, L. Brilland, P. Bourdon et G. Renversez. *Fourth-order cascaded Raman shift in AsSe chalcogenide suspended-core fiber pumped at 2 μm.* Opt. Lett., vol. 36, no. 15, pages 2859–2861, 2011. (Cité en pages 106 et 195.)

[Duhant 2011b] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, C. Planchat, F. Smektala, J. Troles et P. Bourdon. *Improving mid-infrared supercontinuum generation efficiency by pumping a fluoride fiber directly into the anomalous regime at 1995 nm.* In Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference, page 1, 2011. (Cité en pages 106 et 197.)

[Duhant 2012a] M. Duhant, W. Renard, G. Canat, J. Troles, P. Toupin, L. Brilland, F. Smektala, J. Betourne A., P. Bourdon et G. Renversez. *Mid-infrared strong spectral broadening in microstructured tapered chalcogenide AsSe fiber.* In Proc. SPIE 8237 (Fiber Lasers IX : Technology, Systems, and Applications), numéro 823735, 2012. (Cité en pages 176 et 199.)

[Duhant 2012b] Mathieu Duhant. *Étude des sources supercontinuum à fibres transparentes dans le moyen infrarouge*. Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2012. (Cité en pages 64, 65, 109 et 195.)

[Ehrenreich 2010] Thomas Ehrenreich, Ryan Leveille, Imtiaz Majid et Kanishka Tankala. *1-kW, All-Glass Tm :fiber Laser*. volume 7580, pages Session 16 : Late–Breaking News. SPIE, 2010. (Cité en pages xi et 34.)

[Eichhorn 2005] M. Eichhorn. *Numerical modeling of Tm-doped double-clad fluoride fiber amplifiers*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 41, no. 12, pages 1574 – 1581, 2005. (Cité en page 45.)

[Eichhorn 2007] Marc Eichhorn et Stuart D. Jackson. *High-pulse-energy actively Q-switched Tm3+-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm*. Opt. Lett., vol. 32, no. 19, pages 2780–2782, 2007. (Cité en page 70.)

[El-Amraoui 2010] M. El-Amraoui, G. Gadret, J. C. Jules, J. Fatome, C. Fortier, F. Désévédavy, I. Skripatchev, Y. Messaddeq, J. Troles, L. Brilland, W. Gao, T. Suzuki, Y. Ohishi et F. Smektala. *Microstructured chalcogenide optical fibers from As_2S_3 glass : towards new IR broadband sources*. Opt. Express, vol. 18, no. 25, pages 26655–26665, 2010. (Cité en pages 32 et 109.)

[Engelbrecht 2008a] Martin Engelbrecht, Frithjof Haxsen, Axel Ruehl, Dieter Wandt et Dietmar Kracht. *Ultrafast thulium-doped fiber-oscillator with pulse energy of 4.3 nJ*. Opt. Lett., vol. 33, no. 7, pages 690–692, 2008. (Cité en pages 125 et 142.)

[Engelbrecht 2008b] Martin Engelbrecht, Frithjof Haxsen, Dieter Wandt et Dietmar Kracht. *Wavelength resolved intracavity measurement of the cross sections of a Tm-doped fiber*. Opt. Express, vol. 16, no. 3, pages 1610–1615, 2008. (Cité en pages 38 et 110.)

[Fang 2012a] Q. Fang, W. Shi, E. Petersen, K. Kieu, A. Chavez-Pirson et N. Peyghambarian. *Half-mJ All-Fiber-Based Single-Frequency Nanosecond Pulsed Fiber Laser at 2 μm*. Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 24, no. 5, pages 353 –355, 2012. (Cité en page 22.)

[Fang 2012b] Qiang Fang, Wei Shi, Khanh Kieu, Eliot Petersen, Arturo Chavez-Pirson et Nasser Peyghambarian. *High power and high energy monolithic single frequency 2 μm nanosecond pulsed fiber laser by using large core Tm-doped germanate fibers : experiment and modeling*. Opt. Express, vol. 20, no. 15, pages 16410–16420, 2012. (Cité en page 68.)

[Faure 2005] Basile Faure. *Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : influence de l'environnement des terres rares pour l'amplification dans la bande S.* Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2005. (Cité en pages xii, 1, 13, 39, 40, 43 et 50.)

[Frantz 1963] Lee M. Frantz et John S. Nodvik. *Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier.* Journal of Applied Physics, vol. 34, no. 8, pages 2346–2349, 1963. (Cité en pages 76 et 92.)

[Fried 2005] Nathaniel M Fried. *Thulium fiber laser lithotripsy : an in vitro analysis of stone fragmentation using a modulated 110-watt Thulium fiber laser at 1.94 micron.* Lasers in Surgery and Medicine, vol. 37, no. 1, pages 53–58, 2005. (Cité en page 24.)

[Frith 2009] Gavin Frith, T. McComb, Bryce Samson, W. Torruellas, M. Dennis, A. Carter, V. Khitrov et K. Tankala. *Frequency Doubling of Tm-Doped Fiber Lasers for Efficient 950nm Generation.* In Advanced Solid-State Photonics, page WB5. Optical Society of America, 2009. (Cité en page 91.)

[Gandy 1967] H. W. Gandy, R. J. Ginther et J. F. Weller. *Stimulated Emission of Tm^{3+} Radiation in Silicate Glass.* Journal of Applied Physics, vol. 38, no. 7, pages 3030–3031, 1967. (Cité en page 33.)

[Geim 2007] A. K. Geim et Novoselov K. S. *The rise of graphene.* Nature Materials, vol. 6, no. 3, pages 183 – 191, 2007. (Cité en page 131.)

[Godard 2007] Antoine Godard. *Infrared (2 - 12 μm) solid-state laser sources : a review.* Comptes Rendus Physique, vol. 8, no. 10, pages 1100 – 1128, 2007. (Cité en pages 27 et 29.)

[Goodno 2009] Gregory D. Goodno, Lewis D. Book et Joshua E. Rothenberg. *Low-phase-noise, single-frequency, single-mode 608 W thulium fiber amplifier.* Opt. Lett., vol. 34, no. 8, pages 1204–1206, 2009. (Cité en page 68.)

[Grudinin 1997] A. B. Grudinin et S. Gray. *Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 1, pages 144–154, 1997. (Cité en page 121.)

[Gumenyuk 2011] Regina Gumenyuk, Ismo Vartiainen, Hemmo Tuovinen et Oleg G. Okhotnikov. *Dissipative dispersion-managed soliton 2 μm thulium/holmium fiber laser.* Opt. Lett., vol. 36, no. 5, pages 609–611, 2011. (Cité en pages 148 et 194.)

[Guy 2005] *Excited states Tm spectroscopy in ZBLAN glass for S-band amplifier.* Optics Communications, vol. 250, no. 4 – 6, pages 344 – 354, 2005. (Cité en page 45.)

[Haboucha 2008] Adil Haboucha. *Intéraction d'un grand nombre de solitons dans un laser à fibre : du gaz au cristal de solitons.* Thèse de doctorat, Université d'Angers, 2008. (Cité en page 142.)

[Hagen 2004] A. Hagen, G. Moos, V. Talalaev et T. Hertel. *Electronic structure and dynamics of optically excited single-wall carbon nanotubes.* Applied Physics A : Materials Science & Processing, vol. 78, pages 1137–1145, 2004. (Cité en page 129.)

[Hanna 1988] D.C. Hanna, I.M. Jauncey, R.M. Percival, I.R. Perry, R.G. Smart, P.J. Suni, J.E. Townsend et A.C. Tropper. *Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser.* Electronics Letters, vol. 24, no. 19, pages 1222 –1223, 1988. (Cité en page 33.)

[Haus 1991] H. A. Haus et E. P. Ippen. *Self-starting of passively mode-locked lasers.* Opt. Lett., vol. 16, no. 17, pages 1331–1333, 1991. (Cité en page 127.)

[Haxsen 2008] Frithjof Haxsen, Axel Ruehl, Martin Engelbrecht, Dieter Wandt, Uwe Morgner et Dietmar Kracht. *Stretched-pulse operation of athulium-doped fiber laser.* Opt. Express, vol. 16, no. 25, pages 20471–20476, 2008. (Cité en page 110.)

[Haxsen 2010] Frithjof Haxsen, Dieter Wandt, Uwe Morgner, Joerg Neumann et Dietmar Kracht. *Pulse characteristics of a passively mode-locked thulium fiber laser with positive and negative cavity dispersion.* Opt. Express, vol. 18, no. 18, pages 18981–18988, 2010. (Cité en page 126.)

[Hayward 2000] R. A. Hayward, W.A. Clarkson, P.W. Turner, J. Nilsson, A.B. Grudinin et D.C. Hanna. *Efficient cladding-pumped Tm-doped silica fibre laser with high power singlemode output at 2 μm.* Electronics Letters, vol. 36, no. 8, pages 711 –712, 2000. (Cité en pages xi, 35 et 43.)

[Hill 1978] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson et B. S. Kawasaki. *Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication.* Applied Physics Letters, vol. 32, no. 10, pages 647–649, 1978. (Cité en page 191.)

[Hill 1993] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson et J. Albert. *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask.* Applied Physics Letters, vol. 62, no. 10, pages 1035 –1037, 1993. (Cité en page 191.)

[Hofer 1992] M. Hofer, M.H. Ober, F. Haberl et M.E. Fermann. *Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers.* Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 28, no. 3, pages 720 –728, 1992. (Cité en page 125.)

[Hönninger 1999] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser et U. Keller. *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, no. 1, pages 46–56, 1999. (Cité en page 136.)

[Iaconis 1998] C. Iaconis et I.A. Walmsley. *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses.* Opt. Lett., vol. 23, no. 10, pages 792–794, 1998. (Cité en page 189.)

[Iijima 1991] Sumio Iijima. *Helical microtubules of graphitic carbon.* Nature, vol. 354, pages 59 –58, 1991. (Cité en page 129.)

[Imeshev 2005] G. Imeshev et M. Fermann. *230-kW peak power femtosecond pulses from a high power tunable source based on amplification in Tm-doped fiber.* Opt. Express, vol. 13, no. 19, pages 7424–7431, 2005. (Cité en page 110.)

[Jackson 1999] S.D. Jackson et T.A. King. *Theoretical modeling of Tm-doped silica fiber lasers.* Lightwave Technology, Journal of, vol. 17, no. 5, pages 948 – 956, 1999. (Cité en pages 60 et 154.)

[Jackson 2003a] S.D. Jackson. *2.7-W Ho3+-doped silica fibre laser pumped at 1100 nm and operating at 2.1 μm.* Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 76, pages 793–795, 2003. (Cité en page 46.)

[Jackson 2003b] Stuart D. Jackson et Simon Mossman. *Efficiency Dependence on the Tm^{3+} and Al^{3+} Concentrations for Tm^{3+}-Doped Silica Double-Clad Fiber Lasers.* Appl. Opt., vol. 42, no. 15, pages 2702–2707, 2003. (Cité en pages 43 et 45.)

[Jackson 2004] Stuart D. Jackson. *Cross relaxation and energy transfer upconversion processes relevant to the functioning of 2 μm Tm^{3+}-doped silica fibre lasers.* Optics Communications, vol. 230, no. 1-3, pages 197 – 203, 2004. (Cité en page 42.)

[Jackson 2006] S.D. Jackson. *The effects of energy transfer upconversion on the performance of Tm^{3+}, Ho^{3+}-doped silica fiber lasers.* Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 18, no. 17, pages 1885 –1887, 2006. (Cité en page 47.)

[Jackson 2007] S.D. Jackson, A. Sabella et D.G. Lancaster. *Application and Development of High-Power and Highly Efficient Silica-Based Fiber Lasers Operating at 2 μm.* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 13, no. 3, pages 567 –572, 2007. (Cité en pages xi et 35.)

[Jackson 2009] S.D. Jackson. *The spectroscopic and energy transfer characteristics of the rare earth ions used for silicate glass fibre lasers operating in the shortwave*

infrared. Laser and Photonics Reviews, vol. 3, no. 5, pages 466–482, 2009. (Cité en pages 38, 42, 43 et 60.)

[Jacquemet 2009] M. Jacquemet, A. Mugnier, G. Le Corre, E. Goyat et D. Pureur. *CW PM Multiwatts Yb-Doped Fiber Laser Directly Emitting at Long Wavelength.* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 15, no. 1, pages 120 –128, 2009. (Cité en page 46.)

[Jaeck 2009] Julien Jaeck. *Émission infrarouge sous champ électrique dans le cristal de ZnSe dopé au chrome.* Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2009. (Cité en pages xi et 28.)

[Jean 2003] Benedikt Jean et Thomas Bende. *Mid-IR Laser Applications in Medicine.* vol. 89, pages 530–565, 2003. (Cité en page 24.)

[Jiang 2007] Min Jiang et Parviz Tayebati. *Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a gain-switched Tm-doped fiber laser.* Opt. Lett., vol. 32, no. 13, pages 1797–1799, 2007. (Cité en pages 72 et 74.)

[Jiang 2011] Luo Tao Jiang Shibin. *Thulium and/or holmium doped silicated glasses for two micron lasers.* no. 20110058577 (US Patent, March 2011. (Cité en pages 17, 45 et 104.)

[Kadwani 2012] Pankaj Kadwani, Norbert Modsching, R. Andrew Sims, Lasse Leick, Jes Broeng, Lawrence Shah et Martin Richardson. *Q-switched thulium-doped photonic crystal fiber laser.* Opt. Lett., vol. 37, no. 10, pages 1664–1666, 2012. (Cité en page 70.)

[Kalashnikov 2003] V.L. Kalashnikov, E. Sorokin et I.T. Sorokina. *Multipulse operation and limits of the Kerr-lens mode-locking stability.* Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 39, no. 2, pages 323 – 336, 2003. (Cité en page 143.)

[Kashyap 2009] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings.* Elsevier Science, 2009. (Cité en page 194.)

[Kataura 1999] H. Kataura, Y. Kumazawa, Y. Maniwa, I. Umezu, S. Suzuki, Y. Ohtsuka et Y. Achiba. *Optical properties of single-wall carbon nanotubes.* Synthetic Metals, vol. 103, no. 1–3, pages 2555 – 2558, 1999. (Cité en pages 70 et 129.)

[Keller 1996] U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek et J. Aus der Au. *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers.* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 2, no. 3, pages 435 –453, 1996. (Cité en pages 70 et 127.)

[Kelly 1992] S.M.J. Kelly. *Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton.* Electronics Letters, vol. 28, no. 8, pages 806 –807, 1992. (Cité en page 120.)

[Kieleck 2007] C. Kieleck, M. Eichhorn et A. Hirth. *Investigation of ZGP OPOs setups at high repetition rates (20-50 kHz).* volume 32, 2007. (Cité en page 31.)

[Kieleck 2009] C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye et E. Lallier. *High-efficiency 20-50 kHz mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2 μm holmium laser.* Opt. Lett., vol. 34, no. 3, pages 262–264, 2009. (Cité en page 31.)

[Kieu 2009] K. Kieu et F.W. Wise. *Soliton Thulium-Doped Fiber Laser With Carbon Nanotube Saturable Absorber.* Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 21, no. 3, pages 128 –130, 2009. (Cité en page 110.)

[Kivisto 2007] S. Kivisto, T. Hakulinen, M. Guina et O.G. Okhotnikov. *Tunable Raman Soliton Source Using Mode-Locked Tm/Ho Fiber Laser.* Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 19, no. 12, pages 934 –936, 2007. (Cité en pages 110, 111, 128 et 129.)

[Kivistö 2008] Samuli Kivistö, Riku Koskinen, Jonna Paajaste, Stuart D. Jackson, Mircea Guina et Oleg G. Okhotnikov. *Passively Q-switched Tm^{3+}, Ho^{3+}-doped silica fiber laser using a highly nonlinear saturable absorber and dynamic gain pulse compression.* Opt. Express, vol. 16, no. 26, pages 22058–22063, 2008. (Cité en page 71.)

[Koch 2007] Grady J. Koch, Jeffrey Y. Beyon, Bruce W. Barnes, Mulugeta Petros, Jirong Yu, Farzin Amzajerdian, Michael J. Kavaya et Upendra N. Singh. *High-energy 2 μm Doppler lidar for wind measurements.* Optical Engineering, vol. 46, no. 11, pages 116–201, 2007. (Cité en pages 21 et 22.)

[Koechner 1999] Walter Koechner. *Solid-State Laser Engineering.* Springer, 1999. (Cité en pages 71, 76 et 92.)

[Koester 1964] Charles J. Koester et Elias Snitzer. *Amplification in a Fiber Laser.* Appl. Opt., vol. 3, no. 10, pages 1182–1186, 1964. (Cité en page 6.)

[Komarov 2005] Andrey Komarov, Hervé Leblond et Fran çois Sanchez. *Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers.* Phys. Rev. A, vol. 71, page 053809, 2005. (Cité en pages 142 et 143.)

[Komukai 1995] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa et Y. Miyajima. *Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at 1.47 μm.*

Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 31, no. 11, pages 1880 –1889, 1995. (Cité en page 43.)

[Kono 2004] J. Kono, G.N. Ostojic, S. Zaric, M.S. Strano, V.C. Moore, J. Shaver, R.H. Hauge et R.E. Smalley. *Ultra-fast optical spectroscopy of micelle-suspended single-walled carbon nanotubes.* Applied Physics A : Materials Science & Processing, vol. 78, pages 1093–1098, 2004. 10.1007/s00339-003-2458-0. (Cité en page 130.)

[Koplow 2000] Jeffrey P. Koplow, Dahv A. V. Kliner et Lew Goldberg. *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier.* Opt. Lett., vol. 25, no. 7, pages 442–444, 2000. (Cité en page 98.)

[Kopp 2004] Friedrich Kopp, Stephan Rahm et Igor Smalikho. *Characterization of Aircraft Wake Vortices by 2 μm Pulsed Doppler Lidar.* J. Atmos. Oceanic Technol., vol. 21, no. 2, pages 194 – 206, 2004. (Cité en page 21.)

[Kouznetsov 2001] Dmitrii Kouznetsov, Jerome V. Moloney et Ewan M. Wright. *Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. Fiber with circular symmetry.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 18, no. 6, pages 743–749, 2001. (Cité en page 15.)

[Kouznetsov 2002a] Dmitrii Kouznetsov et Jerome V. Moloney. *Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. Broken circular symmetry.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 6, pages 1259–1263, 2002. (Cité en page 15.)

[Kouznetsov 2002b] Dmitrii Kouznetsov et Jerome V. Moloney. *Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. III. Calculation of modes.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 6, pages 1304–1309, 2002. (Cité en page 15.)

[Kulkarni 2011] Ojas P. Kulkarni, Vinay V. Alexander, Malay Kumar, Michael J. Freeman, Mohammed N. Islam, Jr. Fred L. Terry, Manickam Neelakandan et Allan Chan. *Supercontinuum generation from 1.9 to 4.5 μmin ZBLAN fiber with high average power generation beyond 3.8 ?μm using a thulium-doped fiber amplifier.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 28, no. 10, pages 2486–2498, 2011. (Cité en page 109.)

[Laegsgaard 2008] J Laegsgaard. *Control of fibre laser mode-locking by narrow-band Bragg gratings.* Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 41, no. 9, page 095401, 2008. (Cité en page 140.)

[Larsen 2011] C. Larsen, D. Noordegraaf, P. M. W. Skovgaard, K. P. Hansen, K. E. Mattsson et O. Bang. *Gain-switched CW fiber laser for improved supercontinuum*

generation in a PCF. Opt. Express, vol. 19, no. 16, pages 14883–14891, 2011. (Cité en page 83.)

[Lederer 1999] M. J. Lederer, B. Luther-Davies, H. H. Tan, C. Jagadish, N. N. Akhmediev et J. M. Soto-Crespo. *Multipulse operation of a Ti :sapphire laser mode locked by an ion-implanted semiconductor saturable-absorber mirror.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, no. 6, pages 895–904, 1999. (Cité en page 143.)

[Lefevre 1980] H.C. Lefevre. *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers.* Electronics Letters, vol. 16, no. 20, pages 778–780, 1980. (Cité en page 134.)

[Lemberg 2008] Vladimir Lemberg, Dmitry D. Rozhetskin et Chris Jadczak. *Medium-Power Tissue Ablation Using 1940 nm Thulium Fiber Laser.* In Biomedical Optics, page BTuF4. Optical Society of America, 2008. (Cité en page 24.)

[Lincoln 1992] J.R. Lincoln. *Spectroscopy of Rare Earth Doped Glasses.* PhD thesis, University of Southampton, 1992. (Cité en page 50.)

[Liu 2010] Xueming Liu. *Hysteresis phenomena and multipulse formation of a dissipative system in a passively mode-locked fiber laser.* Phys. Rev. A, vol. 81, page 023811, 2010. (Cité en page 143.)

[Liu 2012] Jiang Liu, Sida Wu, Jia Xu, Qian Wang, Quan-Hong Yang et Pu Wang. *Mode-locked 2 μm Thulium-doped Fiber Laser with Graphene Oxide Saturable Absorber.* In CLEO : QELS-Fundamental Science, page JW2A.76. Optical Society of America, 2012. (Cité en page 133.)

[Maeda 2005] A. Maeda, S. Matsumoto, H. Kishida, T. Takenobu, Y. Iwasa, M. Shiraishi, M. Ata et H. Okamoto. *Large Optical Nonlinearity of Semiconducting Single-Walled Carbon Nanotubes under Resonant Excitations.* Phys. Rev. Lett., vol. 94, page 047404, 2005. (Cité en page 130.)

[Marcuse 1976] Dietrich Marcuse. *Curvature loss formula for optical fibers.* J. Opt. Soc. Am., vol. 66, no. 3, pages 216–220, 1976. (Cité en page 98.)

[Marcuse 1991] Dietrich Marcuse. *Theoy of optical waveguides.* Academic Press, 1991. (Cité en page 9.)

[Margulis 1999] Vl A. Margulis. *Theoretical estimations of third-order optical nonlinearities for semiconductor carbon nanotubes.* Journal of Physics : Condensed Matter, vol. 11, no. 15, page 3065, 1999. (Cité en page 130.)

[Martino 2001] D Di Martino, L.F Santos, A.C Marques et R.M Almeida. *Vibrational spectra and structure of alkali germanate glasses.* Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 293 – 295, no. 0, pages 394 – 401, 2001. (Cité en page 17.)

[Mason 2008] Paul D. Mason et Laurent F. Michaille. *Review of the development of nonlinear materials for mid-IR generation.* In Proc. SPIE 7115 (Technologies for Optical Countermeasures V), numéro 71150N, 2008. (Cité en page 29.)

[Mccomb 2009] Timothy S. Mccomb. *Power scaling of large-mode-area thulium fiber lasers in various spectral and temporal regimes.* PhD thesis, University of central Florida, 2009. (Cité en pages xiii, 73, 74, 91 et 95.)

[McCumber 1964] D. E. McCumber. *Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra.* Phys. Rev., vol. 136, pages A954–A957, 1964. (Cité en pages 38 et 59.)

[Meltz 1989] G. Meltz, W. W. Morey et W. H. Glenn. *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method.* Opt. Lett., vol. 14, no. 15, pages 823–825, 1989. (Cité en page 191.)

[Mihailov 2003] Stephen J. Mihailov, Christopher W. Smelser, Ping Lu, Robert B. Walker, Dan Grobnic, Huimin Ding, George Henderson et James Unruh. *Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation.* Opt. Lett., vol. 28, no. 12, pages 995–997, 2003. (Cité en page 191.)

[Mocker 1965] Hans W. Mocker et R. J. Collins. *Mode competition and self-locking effects in a Q-Switched ruby laser.* Applied Physics Letters, vol. 7, no. 10, pages 270–273, 1965. (Cité en page 111.)

[Morin 2010] Franck Morin. *Conception d'une source à impulsions courtes à 1600 nm à fibres dopées erbium. Application à la greffe de cornée.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, 2010. (Cité en pages xi, 24 et 25.)

[Moulton 2009] P.F. Moulton, G.A. Rines, E.V. Slobodtchikov, K.F. Wall, G. Frith, B. Samson et A.L.G. Carter. *Tm-Doped Fiber Lasers : Fundamentals and Power Scaling.* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 15, no. 1, pages 85 –92, 2009. (Cité en pages 1 et 34.)

[Myslinski 1993] P. Myslinski, J. Chrostowski, J. A. K. Koningstein et J. R. Simpson. *Self-mode locking in a Q-switched erbium-doped fiber laser.* Appl. Opt., vol. 32, no. 3, pages 286–290, 1993. (Cité en page 83.)

[Nair 2008] R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko, K. S. Novoselov, T. J. Booth, T. Stauber, N. M. R. Peres et A. K. Geim. *Fine Structure Constant Defines*

Visual Transparency of Graphene. Science, vol. 320, no. 5881, page 1308, 2008. (Cité en page 132.)

[Nelson 1995] L. E. Nelson, E. P. Ippen et H. A. Haus. *Broadly tunable sub-500 fs pulses from an additive-pulse mode-locked thulium-doped fiber ring laser.* Applied Physics Letters, vol. 67, no. 1, pages 19–21, 1995. (Cité en pages 110 et 125.)

[Optics.org 2010] Optics.org. *Laser market to reach $8.8 billion in 2014*, Mai 2010. http ://optics.org/article/42567. (Cité en page 8.)

[Ouellette 1987] François Ouellette. *Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides.* Opt. Lett., vol. 12, no. 10, pages 847–849, 1987. (Cité en page 194.)

[Ouyang 2010] Chunmei Ouyang, Ping Shum, Honghai Wang, Jia Haur Wong, Kan Wu, Songnian Fu, Ruoming Li, E. J. R. Kelleher, A. I. Chernov et E. D. Obraztsova. *Observation of timing jitter reduction induced by spectral filtering in a fiber laser mode locked with a carbon nanotube-based saturable absorber.* Opt. Lett., vol. 35, no. 14, pages 2320–2322, 2010. (Cité en page 140.)

[Overton 2012] Gail Overton. *Laser revenues on track to exceed $9 billion by 2015, says Strategies Unlimited*, Janvier 2012. http ://www.laserfocusworld.com/articles/2012/01/lasers-2012-report-strategies-unlimited.html. (Cité en page 8.)

[Paschotta 1997] R. Paschotta, N. Moore, W.A. Clarkson, A.C. Tropper, D.C. Hanna et G. Maze. *230 mW of blue light from a thulium-doped upconversion fiber laser.* Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 3, no. 4, pages 1100 –1102, 1997. (Cité en page 43.)

[Paschotta 2008] Rüdiger Paschotta. *Encyclopedia of laser physics and technology.* Wiley-VCH, 2008. (Cité en page 42.)

[Peng 1995] Bo Peng et Tetsuro Izumitani. *Optical properties, fluorescence mechanisms and energy transfer in Tm^{3+}, Ho^{3+} and Tm^{3+} -Ho^{3+} doped near-infrared laser glasses, sensitized by Yb^{3+}.* Optical Materials, vol. 4, no. 6, pages 797 – 810, 1995. (Cité en pages 44 et 46.)

[Peterson 2008] Rita D. Peterson, David Bliss, Candace Lynch et David H. Tomich. *Progress in orientation-patterned GaAs for next-generation nonlinear optical devices.* In Proc. SPIE 6875 (Nonlinear Frequency Generation and Conversion : Materials, Devices, and Applications VII), numéro 68750D, 2008. (Cité en page 30.)

[Pinault 1985] Steven C. Pinault et M. J. Potasek. *Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 2, no. 8, pages 1318–1319, 1985. (Cité en page 169.)

[Plamann 2010] K Plamann, F Aptel, C L Arnold, A Courjaud, C Crotti, F Deloison, F Druon, P Georges, M Hanna, J-M Legeais, F Morin, É Mottay, V Nuzzo, D A Peyrot et M Savoldelli. *Ultrashort pulse laser surgery of the cornea and the sclera.* Journal of Optics, vol. 12, no. 8, page 084002, 2010. (Cité en page 25.)

[Poulain 1975] Michel Poulain, Marcel Poulain et Jacques Lucas. *Verres fluores au tetrafluorure de zirconium proprietes optiques d'un verre dope au Nd^{3+}.* Materials Research Bulletin, vol. 10, no. 4, pages 243 – 246, 1975. (Cité en page 16.)

[Rablau 1999] Corneliu Ioan Rablau. *Photoluminescence and optical absorption spectroscopy of infrared materials Cr^{2+} :ZnSe and $ZnGeP_2$.* PhD thesis, West Virginia University, 1999. (Cité en pages xi et 28.)

[Raybaut 2006] Myriam Raybaut. *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semiconducteurs isotropes.* Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 2006. (Cité en page 31.)

[Renard 2012] William Renard, Guillaume Canat et Pierre Bourdon. *26 nJ picosecond solitons from thulium-doped single-mode master oscillator power fiber amplifier.* Opt. Lett., vol. 37, no. 3, pages 377–379, 2012. (Cité en pages 147, 171 et 176.)

[Renversez 2011] G. Renversez, M. Duhant, W. Renard, A. Betourne, T. Nguyen, G. Canat, F. Smektala, Q. Coulombier, J. Troles et L. Brilland. *Nonlinear effects above 2 μm in chalcogenide suspended core microstructured optical fibers : Modeling and experiments.* In Photonics Conference (PHO), 2011 IEEE, pages 61 –62, 2011. (Cité en pages 32 et 109.)

[Richards 2008] Billy Richards, Yuen Tsang, David Binks, Joris Lousteau et Animesh Jha. *Efficient 2 μm Tm^{3+}-doped tellurite fiber laser.* Opt. Lett., vol. 33, no. 4, pages 402–404, 2008. (Cité en page 45.)

[Richardson 2010] D. J. Richardson, J. Nilsson et W. A. Clarkson. *High power fiber lasers : current status and future perspectives (Invited).* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, no. 11, pages B63–B92, 2010. (Cité en page 8.)

[Rothman 2009] L.S. Rothman, I.E. Gordon, A. Barbe, D.Chris Benner, P.F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L.R. Brown, A. Campargue, J.-P. Champion, K. Chance, L.H. Coudert, V. Dana, V.M. Devi, S. Fally, J.-M. Flaud, R.R. Gamache,

A. Goldman, D. Jacquemart, I. Kleiner, N. Lacome, W.J. Lafferty, J.-Y. Mandin, S.T. Massie, S.N. Mikhailenko, C.E. Miller, N. Moazzen-Ahmadi, O.V. Naumenko, A.V. Nikitin, J. Orphal, V.I. Perevalov, A. Perrin, A. Predoi-Cross, C.P. Rinsland, M. Rotger, M. Simeckova¡, M.A.H. Smith, K. Sung, S.A. Tashkun, J. Tennyson, R.A. Toth, A.C. Vandaele et J. Vander Auwera. *The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database.* Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, vol. 110, no. 9-10, pages 533 – 572, 2009. (Cité en pages xi et 22.)

[Sacks 2002] Zachary S. Sacks, Ron M. Kurtz, Tibor Juhasz et Gerard A. Mourau. *High precision subsurface photodisruption in human sclera.* Journal of Biomedical Optics, vol. 7, no. 3, pages 442–450, 2002. (Cité en page 25.)

[Sahu 2004] J.K. Sahu, V. Philippov, J. Kim, C. Codemard, P. Dupriez, J. Nilsson, A. Abdolvand et N.V. Kulshov. *Passively Q-switched thulium-doped silica fiber laser.* In Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO). Conference on, volume 2, page 2 pp., 2004. (Cité en page 26.)

[Savelii 2011] I. Savelii, J.C. Jules, G. Gadret, B. Kibler, J. Fatome, M. El-Amraoui, N. Manikandan, X. Zheng, F.Désévédavy, J.M. Dudley, J. Troles, L. Brilland, G. Renversez et F. Smektala. *Suspended core tellurite glass optical fibers for infrared supercontinuum generation.* Optical Materials, vol. 33, no. 11, pages 1661 – 1666, 2011. (Cité en pages 32 et 109.)

[Set 2004] Sze Y. Set, Hiroshi Yaguchi, Yuichi Tanaka et Mark Jablonski. *Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes.* J. Lightwave Technol., vol. 22, no. 1, page 51, 2004. (Cité en pages xv et 130.)

[Sharp 1996] R. C. Sharp, D. E. Spock, N. Pan et J. Elliot. *190-fs passively mode-locked thulium fiber laser with a low threshold.* Opt. Lett., vol. 21, no. 12, pages 881–883, 1996. (Cité en pages 110 et 128.)

[Shaw 1994] L. B. Shaw, R. S. F. Chang et N. Djeu. *Measurement of up-conversion energy-transfer probabilities in Ho :$Y_3Al_5O_{12}$ and Tm :$Y_3Al_5O_{12}$.* Phys. Rev. B, vol. 50, pages 6609–6619, 1994. (Cité en page 46.)

[Shaw 2011] L. Brandon Shaw, Rafael R. Gattass, Jas Sanghera et Ishwar Aggarwal. *All-fiber mid-IR supercontinuum source from 1.5 to 5 μm.* In Proc. SPIE 7914 (Fiber Lasers VIII : Technology, Systems, and Applications), numéro 79140P, 2011. (Cité en page 32.)

[Shen 2006] D. Y. Shen, J. K. Sahu et W. A. Clarkson. *High-power widely tunable Tm :fibre lasers pumped by an Er, Yb co-doped fibre laser at 1.6 μm.* Opt. Express, vol. 14, no. 13, pages 6084–6090, 2006. (Cité en page 24.)

[Siegman 1986] Anthony E. Siegman. *Lasers.* University of Science Books, 1986. (Cité en pages 71 et 94.)

[Simpson 2008] David Allan Simpson. *Spectroscopy of thulium doped silica glass.* PhD thesis, Victoria University, 2008. (Cité en pages 13, 44, 50, 51 et 60.)

[Sims 2011] R.A. Sims, P. Kadwani, L. Shah et M. Richardson. *182 nJ all thulium fiber CPA system.* In Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2011 Conference on, pages 1 –2, 2011. (Cité en page 150.)

[Solodyankin 2008] Max A. Solodyankin, Elena D. Obraztsova, Anatoly S. Lobach, Alexander I. Chernov, Anton V. Tausenev, Vitaly I. Konov et Evgueni M. Dianov. *Mode-locked 1.93 μm thulium fiber laser with a carbon nanotube absorber.* Opt. Lett., vol. 33, no. 12, pages 1336–1338, 2008. (Cité en pages 110 et 131.)

[Sorokin 2005] Evgeni Sorokin, Irina T. Sorokina, Cornelia Fischer et Markus W. Sigrist. *Widely Tunable Cr^{2+} :ZnSe Laser Source for Trace-Gas Sensing.* In Advanced Solid-State Photonics, page MD4. Optical Society of America, 2005. (Cité en pages 28 et 29.)

[Stiles 2009] E. Stiles. *New developments in IPG fiber laser technology.* 2009. (Cité en pages xi, 8 et 34.)

[Stolen 1978] R. H. Stolen et Chinlon Lin. *Self-phase-modulation in silica optical fibers.* Phys. Rev. A, vol. 17, pages 1448–1453, 1978. (Cité en page 118.)

[Stolen 1989] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson et H. A. Haus. *Raman response function of silica-core fibers.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6, no. 6, pages 1159–1166, 1989. (Cité en page 114.)

[Stone 1973] J. Stone et C.A. Burrus. *Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry.* Applied Physics Letters, vol. 23, no. 7, pages 388–389, 1973. (Cité en page 6.)

[Strickland 1985] Donna Strickland et Gerard Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications, vol. 56, no. 3, pages 219 – 221, 1985. (Cité en page 122.)

[Sun 2010] Zhipei Sun, Tawfique Hasan, Felice Torrisi, Daniel Popa, Giulia Privitera, Fengqiu Wang, Francesco Bonaccorso, Denis M. Basko et Andrea C. Ferrari.

Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser. ACS Nano, vol. 4, no. 2, pages 803–810, 2010. (Cité en pages xv et 132.)

[Tamura 1994] K. Tamura, C. R. Doerr, L. E. Nelson, H. A. Haus et E. P. Ippen. *Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser.* Opt. Lett., vol. 19, no. 1, pages 46–48, 1994. (Cité en page 125.)

[Tang 1999] D.Y Tang, W.S Man et H.Y Tam. *Stimulated soliton pulse formation and its mechanism in a passively mode-locked fibre soliton laser.* Optics Communications, vol. 165, no. 4 – 6, pages 189 – 194, 1999. (Cité en page 120.)

[Tang 2005] D. Y. Tang, L. M. Zhao, B. Zhao et A. Q. Liu. *Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers.* Phys. Rev. A, vol. 72, page 043816, 2005. (Cité en page 143.)

[Tang 2011] Yulong Tang, Feng Li et Jianqiu Xu. *Short-pulse-width self-pulsed Tm3+-doped silica fiber lasers.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 28, no. 5, pages 1051–1054, 2011. (Cité en page 136.)

[Taylor 1996] A. J. Taylor, G. Rodriguez et Tracy Sharp Clement. *Determination of n_2 by direct measurement of the optical phase.* Opt. Lett., vol. 21, no. 22, pages 1812–1814, 1996. (Cité en page 118.)

[Tittel 2003] Frank Tittel, Dirk Richter et Alan Fried. *Mid-Infrared Laser Applications in Spectroscopy.* Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, pages 458–529, 2003. (Cité en pages xi et 28.)

[Trebino 1993] Rick Trebino et Daniel J. Kane. *Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating.* J. Opt. Soc. Am. A, vol. 10, no. 5, pages 1101–1111, 1993. (Cité en page 189.)

[Turri 2008] Giorgio Turri, Vikas Sudesh, Martin Richardson, Michael Bass, Alessandra Toncelli et Mauro Tonelli. *Temperature-dependent spectroscopic properties of Tm^{3+} in germanate, silica, and phosphate glasses : A comparative study.* Journal of Applied Physics, vol. 103, no. 9, pages 093104 –093104–7, 2008. (Cité en pages 38 et 45.)

[Upadhyaya 2007] B. N. Upadhyaya, Usha Chakravarty, A. Kuruvilla, K. Thyagarajan, M. R. Shenoy et S. M. Oak. *Mechanisms of generation of multi-peak and mode-locked resembling pulses in Q-switched Yb-doped fiber lasers.* Opt. Express, vol. 15, no. 18, pages 11576–11588, 2007. (Cité en page 83.)

[Valle 2006] Giuseppe Della Valle, Roberto Osellame, Gianluca Galzerano, Nicola Chiodo, Giulio Cerullo, Paolo Laporta, Orazio Svelto, Uwe Morgner, A. G. Rozhin, V. Scardaci et A. C. Ferrari. *Passive mode locking by carbon nanotubes in a femtosecond laser written waveguide laser.* Applied Physics Letters, vol. 89, no. 23, page 231115, 2006. (Cité en page 130.)

[Walsh 2004] B.M. Walsh et N.P. Barnes. *Comparison of Tm^{3+} :ZBLAN and Tm^{3+} :silica fiber lasers ; Spectroscopy and tunable pulsed laser operation around 1.9 μm.* Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 78, pages 325–333, 2004. 10.1007/s00340-003-1393-2. (Cité en page 16.)

[Walsh 2006] Brian M. Walsh, Norman P. Barnes, Donald J. Reichle et Shibin Jiang. *Optical properties of Tm^{3+} ions in alkali germanate glass.* Journal of Non-Crystalline Solids, vol. 352, no. 50 - 51, pages 5344 – 5352, 2006. (Cité en page 45.)

[Wang 2009] Q. Wang, J. Geng, T. Luo et S. Jiang. *Mode-locked 2 μm laser with highly thulium-doped silicate fiber.* Opt. Lett., vol. 34, no. 23, pages 3616–3618, 2009. (Cité en pages 110 et 129.)

[Wang 2011] Qing Wang, Jihong Geng, Zhuo Jiang, Tao Luo et Shibin Jiang. *Mode-Locked Tm-Ho-Codoped Fiber Laser at 2.06 μm.* Photonics Technology Letters, IEEE, vol. 23, no. 11, pages 682 –684, 2011. (Cité en page 177.)

[Wang 2012] Qing Wang, Jihong Geng, Tao Luo et Shibin Jiang. *Q-switched pulses amplified with short thulium-doped silicate fibers.* In Eric C. Honea et Sami T. Hendow, editeurs, Proc. SPIE 8237 (Fiber Lasers IX : Technology, Systems, and Applications,), numéro 82371W, 2012. (Cité en pages 17 et 104.)

[Wetenkamp 1990] L. Wetenkamp. *Efficient CW operation of a 2.9 μm Ho^{3+}-doped fluorozirconate fibre laser pumped at 640 nm.* Electronics Letters, vol. 26, no. 13, pages 883 –884, 1990. (Cité en page 45.)

[Wollenhaupt 2007] Matthias Wollenhaupt, Andreas Assion et Thomas Baumert. *Femtosecond Laser Pulses : Linear Properties, Manipulation, Generation and Measurement.* In Springer Handbook of Lasers and Optics, chapitre 12, pages 937–983. Springer New York, 2007. (Cité en pages 186 et 188.)

[Wood 1986] Roger M. Wood. *Laser Damage in Optical Materials.* Hilger, 1986. (Cité en pages 32 et 109.)

[Xia 2007] Chenan Xia, M. Kumar, Ming-Yuan Cheng, O.P. Kulkarni, M.N. Islam, A. Galvanauskas, F.L. Terry, M.J. Freeman, D.A. Nolan et W.A. Wood. *Su-*

percontinuum Generation in Silica Fibers by Amplified Nanosecond Laser Diode Pulses. Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol. 13, no. 3, pages 789 –797, 2007. (Cité en page 109.)

[Yan 2010] Lu Yan, Zhisong Xiao, Fang Zhu, Feng Zhang et Anping Huang. *Energy transfer processes in Tm^{3+}-doped aluminate glass.* J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, no. 3, pages 452–457, 2010. (Cité en page 60.)

[Yoshida 2008] Junji Yoshida, Takeshi Segi et Keiji Kaneda. *Novel 1.8 μm-band light sources composed of thulium-doped fiber for in vivo imaging.* In Proc. SPIE 6852 (Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications VIII), numéro 68520I, 2008. (Cité en page 26.)

[Zakel 2005] Andrew Zakel, Gregory J. Wagner, Amy C. Sullivan, John F. Wenzel, William J. Alford et Timothy J. Carrig. *High-brightness, rapidly-tunable Cr :ZnSe lasers.* In Advanced Solid-State Photonics (TOPS), page 723. Optical Society of America, 2005. (Cité en page 29.)

[Zhu 2010] X. Zhu et N. Peyghambarian. *High-Power ZBLAN Glass Fiber Lasers : Review and Prospect.* Advances in OptoElectronics, no. 501956, 2010. (Cité en page 16.)

Étude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm.

Résumé : Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse s'inscrivent dans l'étude et la réalisation de sources lasers impulsionnelles à fibre autour de 2 μm. Le travail présenté dans ce manuscrit se décline en deux parties. Une première partie est consacrée à l'étude des sources lasers fibrées à commutation de gain émettant des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes. Une source a été réalisée et caractérisée, elle génère des impulsions de 10 ns de durée, 16 μJ d'énergie et 1,6 kW de puissance crête. Les impulsions sont ensuite amplifiées dans une fibre à large cœur pour atteindre plus de 150 μJ d'énergie et 13 kW de puissance crête, l'ensemble de la source étant totalement fibré. La deuxième partie est consacrée à l'étude des sources à verrouillage de mode autour de 2 μm. Un oscillateur totalement fibré fonctionnant en régime solitonique a été réalisé et caractérisé, il génère des impulsions de 4,5 ps de durée et 62 pJ d'énergie. Ces impulsions sont ensuite amplifiées afin d'atteindre plus de 8 kW de puissance crête et 30 nJ d'énergie sans l'accumulation significative de nonlinéarités. Les limites de l'amplification des impulsions dans ces deux différents régimes sont étudiées et discutées avec l'appui de modèles numériques.

Mots clés : lasers à fibre, verrouillage de modes, thulium, commutation de gain.

Study and realization of high power pulsed fiber lasers at 2 μm.

Abstract : In this work, we design and make high peak power pulsed fiber lasers operating around 2 μm. The first part of this work is dedicated to the study of gain-switched thulium-doped fiber laser which emits nanosecond pulses. A fiber oscillator was built and characterized. It emits pulses with 10 ns duration, 16 μJ energy and 1,6 kW peak power. Pulses were amplified in a large core fiber to reach 150 μJ energy and 13 kW peak power per pulses. The second part of this report is dedicated to the study of mode-locked thulium-doped fiber laser. An all-fiber oscillator in solitonic regime was built and characterized. It emits solitons of 4,5 ps duration and 62 pJ energy. Pulses were also amplified to achieve more than 8 kW peak power and 30 nJ energy without significant nonlinear distortion. We discuss the limitations of pulses amplification in the nanosecond and picosecond regimes with numerical simulation.

Keywords : fiber lasers, mode-locked, thulium, gain-switched